

Vedení proudu v pevných látkách

- Hlavní charakteristika:**

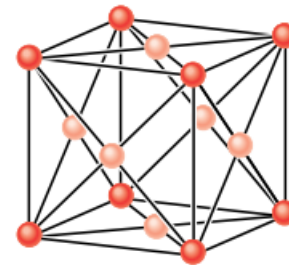
měrná vodivost=konduktivita (příp. měrný odpor=rezistivita),
 teplotní součinitel (rezistivity - α),
 koncentrace nosičů el. náboje (lze určit měřením Hallova napětí).

	měrná vodivost ($\Omega \cdot m$) ⁻¹
vodiče	$> 10^6$
polovodiče	$10^{-8} - 10^6$
nevodiče	$< 10^{-8}$

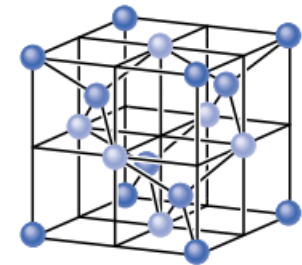
Tabulka 42.1 Některé elektrické vlastnosti dvou materiálů^a

	JEDNOTKA	MĚĎ	KŘEMÍK
Typ vodiče		kov	polovodič
Koncentrace nosičů náboje, n	m^{-3}	$9 \cdot 10^{28}$	$1 \cdot 10^{16}$
Rezistivita, ρ	$\Omega \cdot m$	$2 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^3$
Teplotní součinitel rezistivity, α	K^{-1}	$+4 \cdot 10^{-3}$	$-70 \cdot 10^{-3}$

^a hodnoty za pokojové teploty



Cu



Si

- Zabýváme se především krystalickými látkami, pokud není uvedeno jinak.

Vedení proudu v pevných látkách

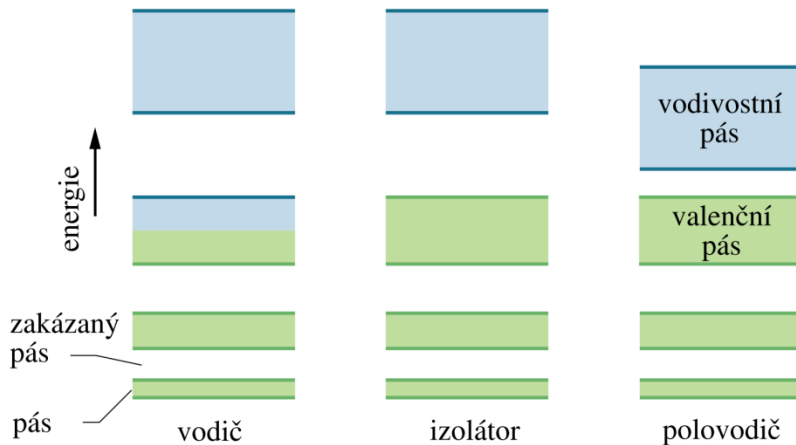
- **charakter vodivosti \Leftrightarrow nositelé náboje**

elektronová vodivost - není spojena s transportem hmoty - kovy,
polovodiče

iontová vodivost - transport hmoty (iontové krystaly, některá skla)

Pásová struktura energetických hladin pevných látek

- rozsáhlá degenerace a „kvazidegenerace“ elektronových energetických hladin v pevných látkách \Rightarrow „pásy“



- vodivostní pás - obsahuje „volné“ elektrony, které působí jako nositelé náboje
- v kovech nejvýše obsazené hladiny (Fermiho hladina) populují jen část valenčního pásu - velmi snadná excitace valenčních elektronů do „vodivostního pásu“ - elektronový plyn
- uspořádaný pohyb v makroskopickém měřítku vlivem el. pole
- v izolátorech je plně obsazený valenční pás a široký „zakázaný“ pás
- v polovodičích je poměrně úzký zakázaný pás - tepelná excitace poměrně málo pravděpodobná, velký vliv poruch a příměsí (dopování) - vytvoření hladin v zakázaném pásu

Vodivost kovů

- Většina prvků kovového charakteru a jejich slitin patří mezi dobré vodiče.
- Velmi dobrá platnost Ohmova zákona.

Vodivost kovů

- teplotní závislost je zpravidla nevýrazná: se vzrůstající teplotou elektrická vodivost kovů klesá, tj. měrný odpor roste.
- Teplotní závislost měrného odporu aproximovat polynomem druhého stupně ($\rho_R(t)$ měrný odpor při teplotě t v Celsiově stupnici, ρ_{20} měrný odpor při 20 °C, α je lineární teplotní součinitel odporu).

$$\rho = \rho_{20}(1+\alpha t)$$

látka	rezistivita při 20 °C ρ ($10^{-8} \cdot \Omega \cdot m$)	tepl. součinitel odporu α (K^{-1})
stříbro	1,629	0,00381
měď	1,75	0,0068
platina	10,39	0,0039
železo (čistoty 99,98%)	9,8	0,006
olovo	20,7	0,0042
hliník	2,82	0,0049
mosaz (Cu 66%,Zn 34%)	7,5	0,002 - 0,007
nichrom	108	0,0002
konstantan (Cu 84%, Ni 43%)	49	-0,00003
manganin (Cu 84%, Mn 12%, Ni 4%)	48	0,00001

Vodivost kovů

- *Matthiessenovo pravidlo*: Celkový měrný odpor kovu ρ_R s malou koncentrací příměsí je dán součtem teplotně nezávislého příspěvku $\rho_{R,p}$ vyjadřujícího rozptyl vodivostních elektronů na cizích atomech a teplotně závislého příspěvku $\rho_{R,k}(T)$ charakterizujícího rozptyl na tepelných kmitech mřížky.

$$\rho_R = \rho_{R,p} + \rho_{R,k}(T).$$

- V čistých kovech je měrný odpor v zásadě dán jen příspěvkem $\rho_{R,k}(T)$ a má charakteristickou teplotní závislost.
- U kovů s příměsemi a u slitin naopak hraje hlavní roli rozptyl na nehomogenitách ve složení krystalu s nulovou či menší teplotní závislostí.
- Velmi čistých kovů používá měrné vodivosti (zejména měřené při nízkých teplotách) k charakterizování jejich čistoty.
- Měrná vodivost je však závislá i na koncentraci poruch krystalové mřížky (vakancí, intersticiál apod.), a je tudíž závislá i na tepelném zpracování a mechanické deformaci.

Vodivost kovů

- čisté kovy mají větší teplotní součinitel odporu než jejich slitiny.
- Vodivost lze využít pro určení čistoty kovu (a též pravidelnosti krystalové mřížky, resp. množství poruch).
- U některých ušlechtilých kovů v definovaném stavu je měrná vodivost velmi stálou veličinou.
- Využití pro měření teploty.
- Platina (aproximace polynomem 2. stupně):

$$\rho_R(T) = \rho_{R,0} \left(1 + 3,985 \cdot 10^{-3} t + 5,86 \cdot 10^{-7} t^2 \right),$$

- Teplotní kmity mřížky charakterizuje Debyova teplota Θ_D .
- Pro čistý kov - *Grüneisenova formule* ($G(x)$ je tzv. *Grüneisenova funkce*).

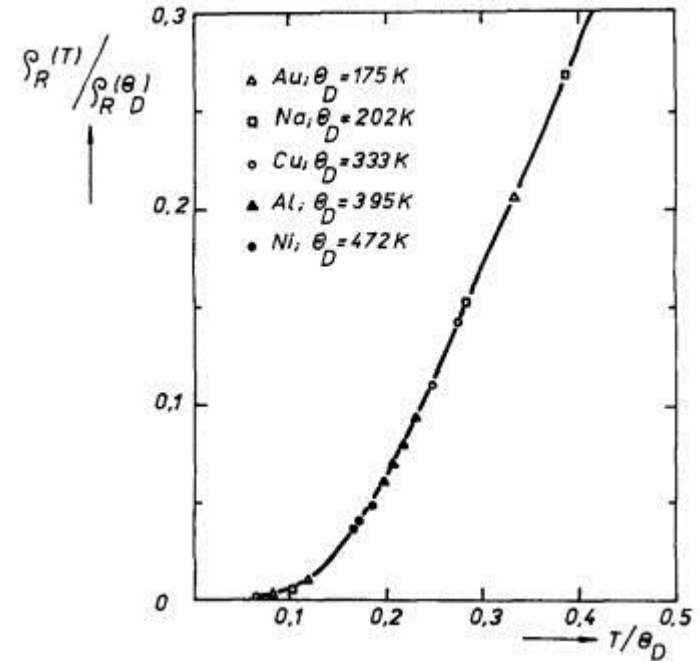
$$\rho_R(x) \sim TG(x).$$

Vodivost kovů

- Teplotní závislost vodivosti:

$$\rho_R \sim T^5 \quad \text{pro } T \ll \Theta_D,$$

$$\rho_R \sim T \quad \text{pro } T \gg \Theta_D.$$



Obecné podmínky platnosti Ohmova zákona

- Uvažujme homogenní vodič, který obsahuje jeden typ kladných a jeden typ záporných nositelů proudu. Označíme-li postupně $n_0^{(+)}$, $n_0^{(-)}$ jejich koncentrace, $q^{(+)}$, $q^{(-)}$ jejich náboje a $\mathbf{v}^{(+)}$, $\mathbf{v}^{(-)}$ jejich střední (driftové) rychlosti

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}^{(+)} + \mathbf{j}^{(-)} = n_0^{(+)} q^{(+)} \mathbf{v}^{(+)} + n_0^{(-)} q^{(-)} \mathbf{v}^{(-)}.$$

- Jaká je relace mezi rychlostmi $\mathbf{v}^{(+)}$, $\mathbf{v}^{(-)}$ a intenzitou přiloženého pole \mathbf{E} v těch případech, kdy platí Ohmův zákon??
- Z Ohmova zákona vyplývá stacionárnost proudu při $\mathbf{E}(t)=\text{konst.}$ a:

$$\mathbf{v}^{(+)} = \mu^{(+)} \mathbf{E}, \quad \mathbf{v}^{(-)} = \mu^{(-)} \mathbf{E}.$$

- $\mu^{(+)}$, $\mu^{(-)}$ jsou charakteristické pro daný vodič a nazývají se *pohyblivostmi nositelů proudu*, nesmí záviset na \mathbf{E}

$$\mathbf{F}^{(+)} = q^{(+)} \mathbf{E}, \quad \mathbf{F}^{(-)} = q^{(-)} \mathbf{E} \quad \text{síla působící na nositele náboje}$$

- musí existovat i další síla působící na nositele náboje, která kompenzuje \mathbf{F} , jinak by docházelo ke zrychlení nositelů

Obecné podmínky platnosti Ohmova zákona

- **mechanická obdoba:** pohyb těles ve viskózním prostředí, které klade pohybu těles odpor úměrný jejich rychlosti
- interakce nositelů proudu s hmotou vodiče a mohou mít různé mechanismy v závislosti na typu těchto vodičů
- Srovnáním s Ohmovým zákonem je možné vyjádřit:

$$\gamma = n_0^{(+)} q^{(+)} \mu^{(+)} + n_0^{(-)} q^{(-)} \mu^{(-)}.$$

- Ve speciální, avšak časté situaci, kdy vodič jako celek je neutrální, přičemž oba typy nositelů mají náboje stejné velikosti $q^{(+)} = q^{(-)} = q$, platí $n_0^{(+)} = n_0^{(-)} = n_0$

$$\gamma = n_0 q \left(\mu^{(+)} - \mu^{(-)} \right).$$

$$\mu^{(+)} > 0, \mu^{(-)} < 0 \quad \Rightarrow \quad \gamma = n_0 q \left(\left| \mu^{(+)} \right| + \left| \mu^{(-)} \right| \right).$$

- n_0, μ - mikrofyzikální parametry charakterizující elektrickou vodivost dané látky
- narušení platnost Ohmova zákona: závislost n_0 anebo μ na \mathbf{E} nebo \mathbf{j}

Drudeho teorie vodivosti kovů

- Využití klasického modelu elektronového plynu.
- V nulovém vnějším elektrickém poli pohyb elektronů zcela chaotický, tj. střední hodnota složky rychlosti elektronu v libovolném směru je nulová.
- V analogii s kinetickou teorií plynů dále pp., že je možné tento chaotický pohyb elektronů charakterizovat Maxwellovým-Boltzmannovým rozdělením rychlostí.
- Je možné zavést pojem střední rychlosti \bar{v}_0 , střední volné dráhy \bar{l} a střední doby volného pohybu $\bar{\tau}$.

$$\bar{l} = \bar{v}_0 \bar{\tau}$$

- Po přiložení vnějšího pole působí na každý elektron elektrická síla $-e\mathbf{E}$, která vyvolává okamžité zrychlení $\mathbf{a} = -e\mathbf{E}/m_e$.
- Každý volný elektron tedy získává nenulovou složku rychlosti ve směru pole.
- Pro vznik makroskopického proudu je rozhodující její střední hodnota.
- Vycházíme z pp., že při srážkách dochází ke středování směru rychlosti rovnoměrně do všech směrů.

Drudeho teorie vodivosti kovů

- Okamžitá rychlost $\mathbf{v}_j(t)$ libovolného j -tého elektronu ($\mathbf{v}_{0,j}$ je rychlost, kterou měl uvažovaný elektron bezprostředně po poslední srážce a t_j značí dobu, která uplynula od poslední srážky do uvažovaného okamžiku.:

$$\mathbf{v}_j(t) = \mathbf{v}_{0,j} + \mathbf{a}t_j,$$

- Vystředováním $\mathbf{v}_j(t)$ pro všechny elektrony v jednotce objemu:

$$\langle \mathbf{v} \rangle = \frac{1}{n_0} \sum_{j=1}^{n_0} \mathbf{v}_{0,j} + \mathbf{a} \sum_{j=1}^{n_0} \frac{t_j}{n_0}.$$

- První člen na pravé straně je roven nule díky uvedenému středovacímu účinku srážek.
- Střední hodnota intervalu t_j má zřejmě význam střední doby volného pohybu $\bar{\tau}$.

$$\langle \mathbf{v} \rangle = -\frac{e}{m_e} \bar{\tau} \mathbf{E}.$$

- Střední hodnota rychlosti je tedy úměrná intenzitě elektrického pole, jak žádá podmínka

$$\mathbf{v}^{(+)} = \mu^{(+)} \mathbf{E}, \quad \mathbf{v}^{(-)} = \mu^{(-)} \mathbf{E}.$$

Drudeho teorie vodivosti kovů

- Střední pohyblivost elektronů:

$$\mu = -\frac{e}{m_e} \bar{\tau}$$

- Po dosazení $\gamma = n_0^{(+)} q^{(+)} \mu^{(+)} + n_0^{(-)} q^{(-)} \mu^{(-)}$.

- Můžeme vypočítat hustotu proudu a měrnou vodivost realizovanou volnými elektrony

$$\gamma = n_0 \frac{e^2}{m_e} \bar{\tau}.$$

- Pp., že střední doba volného pohybu nezávisí na intenzitě pole.
- Tento předpoklad, na němž závisí platnost Ohmova zákona, bude zřejmě splněn, jestliže dodatečná rychlost udělená elektronům elektrickým polem bude malá ve srovnání s rychlostí jejich tepelného neuspořádaného pohybu.

Drudeho teorie vodivosti kovů

- Měď:
- pohyblivost vodivostních elektronů mědi - řádová hodnota $10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{V}^{-1}$.
- Při v mědi již nedosažitelné intenzitě pole $10^3 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$ (při níž by proudová hustota měla hodnotu $\sim 10^{10} \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$) by tedy elektronům byla udělována rychlost jednoho metru za sekundu.
- Naproti tomu pro střední rychlost neuspořádaného pohybu plyne z ekvipartičního teorému pro pokojovou teplotu řádový odhad $10^4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ a kvantově mechanický odhad dává pro pás šířky 10 eV hodnotu $10^6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Pp. splněn.
- Drudeho teorie tedy podává realistický obraz o podmínkách platnosti Ohmova zákona v kovech.

Kontaktní napětí a termoelektrické jevy v kovech

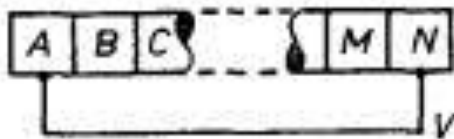
- Vedení elektrického proudu ve fyzikálně nehomogenních soustavách nelze popsat jen elektrickou vodivostí γ . V řadě situací je třeba počítat s působením pole vtištěných elektromotorických sil, respektive elektromotorických napětí.
- Při dotyku dvou různých kovů vzniká mezi nimi samovolně potenciálový rozdíl, jehož velikost je závislá na druhu kovu.
- Bekeťova řada kovů (na základě jejich redoxního potenciálu)

K,Na,Ca,Mg,Al,Mn,Zn,Fe,Ni,Sb,Pb H Cu,Ag,Hg,Au,Pt

neušlechtilé kovy

ušlechtilé kovy

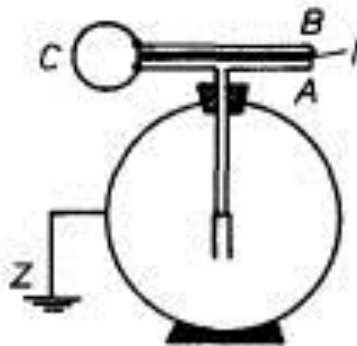
- čím více vlevo, tím je snadnější oxidace (odtržení elektronu/elektronů)
- Při vzájemném dotyku se kov více vlevo nabíjí kladně
- Velikost kontaktního rozdílu potenciálu řady složené z většího počtu kovů není závislá na počtu a druhu vnitřních členů řady; závisí pouze na chemickém složení prvního a posledního kovu A , N v řadě.



- Vodičem V nepoteče žádný proud.

Kontaktní napětí a termoelektrické jevy v kovech

- Uspořádání, které principiálně umožňuje kontaktní napětí detekovat:
- Na měřicí elektrodu elektroskopu, jehož obal udržujeme pomocí uzemnění Z na nulovém potenciálu, je připojena rovinná deska zhotovená z kovu A . Přes izolační vrstvu I je na ni přiložena deska zhotovená z kovu B a obě desky jsou vodivě spojeny vodičem C .
- Mezi deskami A , B vznikne kontaktní napětí nezávislé na materiálu spojky C .
- Přerušíme-li nyní spojení vodičem C , zůstanou obě desky nabitý určitým nábojem Q , jehož velikost odpovídá hodnotě kontaktního napětí a vzájemné kapacitě obou desek. Po oddálení desky B náboj na desce A zůstane a způsobí výchylku elektroskopu.

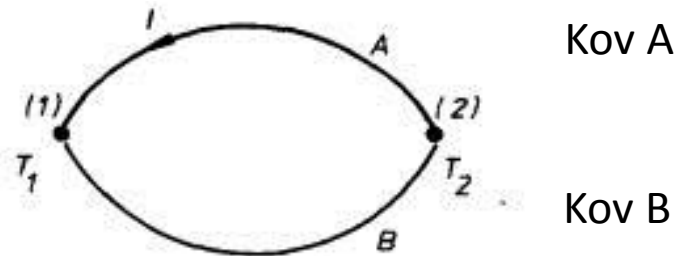


Kontaktní napětí a termoelektrické jevy v kovech

- Rovinné desky A , B zhotovené z kovů, jejichž kontaktní napětí chceme měřit, tvoří deskový kondenzátor. Spojíme-li je libovolným vodičem V , nabije se kondenzátor na kontaktní napětí U_{AB} a náboje na jednotlivých deskách budou záviset na velikosti jejich vzájemné kapacity.
- Při změně vzdálenosti desek se tyto náboje budou měnit a vodičem V poteče proud.
- Pro praktické měření je výhodné nechat desky kmitat určitou frekvencí ω a přístrojem v obvodu detekovat střídavý proud.
- Kontaktní napětí závisí na teplotě \Rightarrow **termoelektrické jevy**

Kontaktní napětí a termoelektrické jevy v kovech

Seebeckův jev



Spojení (1), (2) udržována na $T_1 \neq T_2$

$$I = \frac{U_{AB}(T_1) - U_{AB}(T_2)}{R}$$

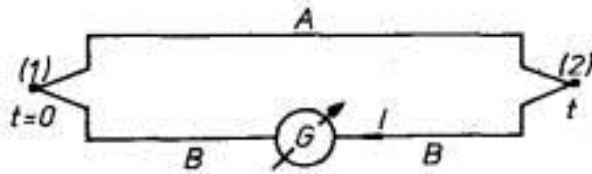
Proud, protékající obvodem

- Seebeckovo termoelektrické napětí

$$\mathcal{E}_S = U_{AB}(T_1) - U_{AB}(T_2).$$

Kontaktní napětí a termoelektrické jevy v kovech

Měření teploty pomocí Seebeckova jevu - Termoelektrický článek



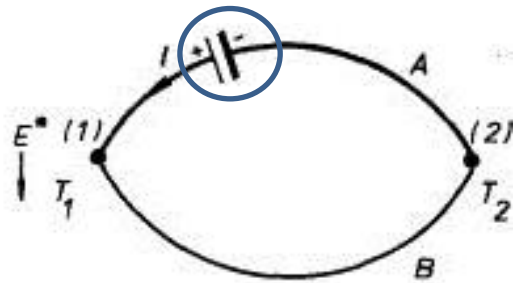
- Skládá se ze tří částí vodičů zhotovených ze dvou vhodných kovů A a B, spojených v místech (1) a (2).
- Jeden se spojů je udržován na definované teplotě, zatímco druhý je umístěn na měřené teplotě t . Termoelektrické napětí, popř. proud I tekoucí obvodem, se měří přístrojem G .

$$\mathcal{E} = \sigma_1 t + \sigma_2 t^2. \quad \text{parametry } \sigma_1, \sigma_2 \text{ jsou specifické pro každý termočlánek}$$

termočlánek	σ_1 (V K ⁻¹)
měď-konstantan	$4,0 \cdot 10^{-5}$
železo-konstantan	$5,0 \cdot 10^{-5}$
platina-platina rhodium (90%Pt, 10%Rh)	$0,5 \cdot 10^{-5}$

Kontaktní napětí a termoelektrické jevy v kovech

Peltierův jev



Kov A

Spojení (1), (2) udržována na $T_1 \neq T_2$

Kov B

- Vnější zdroj vybudí v obvodu proud I a při jeho průchodu se bude teplota jednoho spoje zvyšovat a druhého snižovat.
- $T_1 > T_2$

Thomsonův jev

- Elektromotorické napětí vzniká samovolně i v homogenním vodiči, jsou-li jeho jednotlivé části udržovány na různých teplotách.
- *Thomsonovo elektromotorické napětí* \mathcal{E}_T , které působí mezi částmi vodiče s různými teplotami T_1, T_2 (σ_T se nazývá *Thomsonův koeficient* a závisí na typu látky):

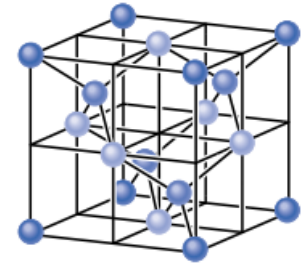
$$\mathcal{E}_T = \int_{T_1}^{T_2} \sigma_T dT.$$

Vlastní vodivost polovodičů

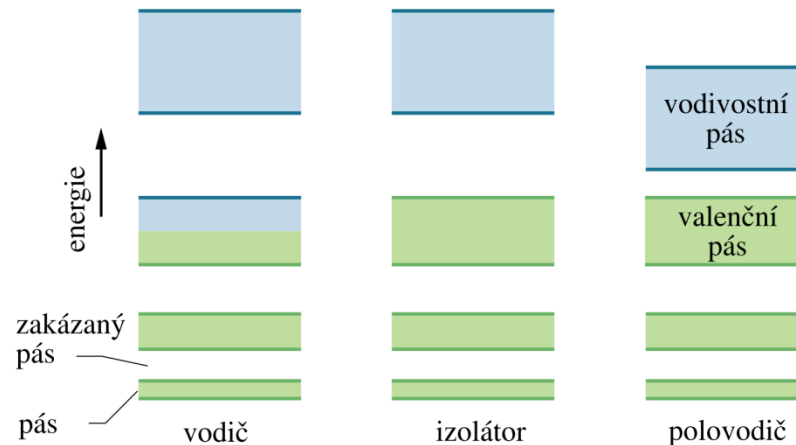
- *Křemík:*

kubická krystalovou strukturu typu diamantu, každý atom má čtyři valenční elektrony, které se všechny podílejí na vazbách v krystalu.

V absolutně čistém křemíku při velmi nízké teplotě nejsou volní nositelé proudu a krystal se chová jako nevodič.



Vlastní vodivost polovodičů



- Vazby valenčních elektronů mají malou energii, při vyšších teplotách se snadno poruší, čímž vznikne určitý počet volných elektronů (ve vodivostním pásu) schopných reagovat na vnější elektrické pole, a tudíž vést proud.
- Vzniklá uprázdněná místa u jednotlivých atomů, tzv. "díry", které reprezentují "kladné náboje" v krystalové mřížce (a současně neobsazené stavy ve valenčním pásu), mohou migrovat ve směru elektrického pole a přispívat rovněž k elektrické vodivosti. Celková vodivost ideálně čistého krystalu je tedy dána jednak pohybem uvolněných elektronů a současně pohybem uprázdněných vazeb (děr) u jednotlivých atomů.
- Takto vzniklý typ vodivosti se nazývá *vlastní vodivostí polovodiče*.

Vlastní vodivost polovodičů

- teplotní závislost měrné vodivosti polovodiče může být v oboru vyšších teplot:

$$\gamma = \Gamma \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right),$$

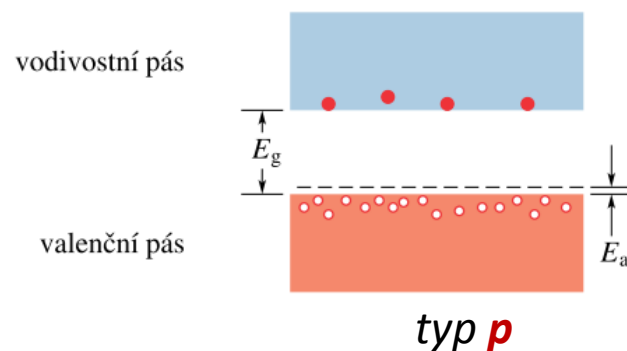
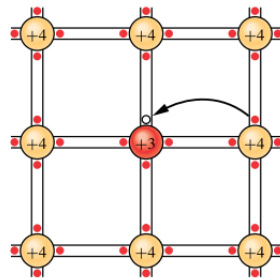
E_g je šířka zakázaného pásu, charakterizující energii vazby valenčních elektronů

Γ je konstanta slabě závislá na teplotě

k_B je Boltzmannova konstanta

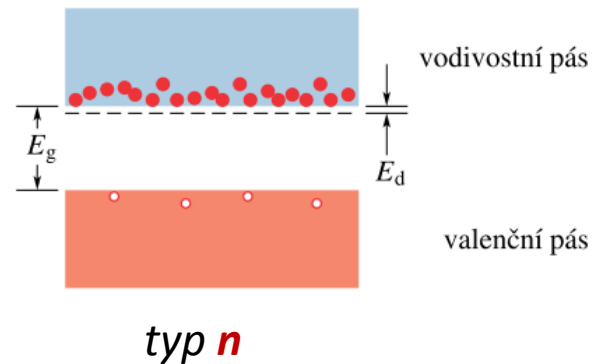
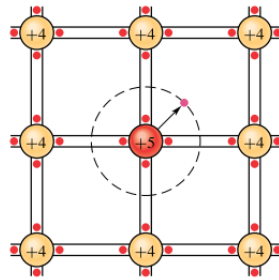
Příměsová vodivost polovodičů

- ***říměsová vodivost*** - způsobená přítomností cizích atomů.
- *Příměsová vodivost* je významnější než *vlastní vodivost*.
- V krystalové mřížce přítomny atomy se 3 valenčními elektrony (B, Al, Ga, In, Tl \Rightarrow zůstane nezaplněna vazba 1 elektronu k elektronům sousedních atomů křemíku.
- Do tohoto "volného místa" může přeskočit elektron z neporušené části krystalové mřížky (Z atomu příměsi tím vznikne záporný iont.)
- V neporušené části krystalu ovšem vznikne u příslušného atomu přebytek kladného náboje, tj. podobně jako v případě vlastní vodivosti vznikne díra.
- Příměsi zachycující elektrony vlastních atomů krystalu se nazývají *akceptory* a příspěvek k vodivosti vzniklý pohybem děr nazýváme *vodivost typu p*.



Příměsová vodivost polovodičů

- V krystalové mřížce křemíku přítomné atomy s pěti valenčními elektrony (N, P, As, Sb, Bi) \Rightarrow na krystalovou mřížku jsou vázány pouze 4 elektrony, pátý je vázán jen nepatrně.
- Může se uvolňovat i při relativně nízkých teplotách a zvyšovat vodivost krystalu.
- Nečistoty dodávající krystalu takto slabě vázané elektrony se nazývají *donory* a příspěvek k vodivosti působený těmito uvolněnými elektrony nazýváme *vodivost typu n*.



Vlastnosti přechodu p-n

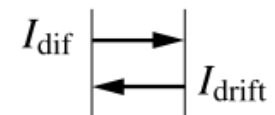
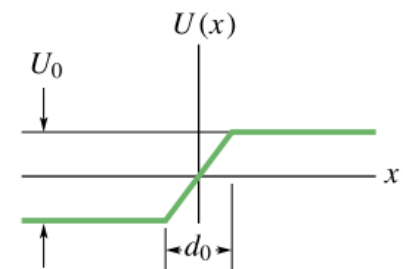
- Volné elektrony budou mít tendenci přecházet → části typu p ; díry budou mít tendenci přecházet → části typu n .
- Nabíjení části typu n bude kladně; nabíjení části typu p záporně.
- Vzniká kontaktní napětí U_0 .
- d_0 - ochuzená zóna, ve které chybějí volní nositelé náboje. Vyznačený náboj je vázaný, zanechaný tam po přechodu volných nábojů přes rozhraní.
- Vzniklé elektrické pole E_0 bude bránit přechodu dalších nositelů, takže po určité době nastane rovnovážný stav.
- Majoritní nositelé náboje difundují přes rozhraní - I_{dif} .
- Minoritní nositelé náboje jsou unášeni polem E_0 - I_{drift} .
- Izolovaný p-n přechod je v rovnovážném stavu.



(a)

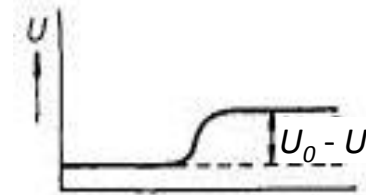
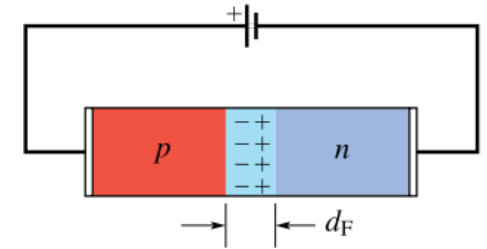


(b)



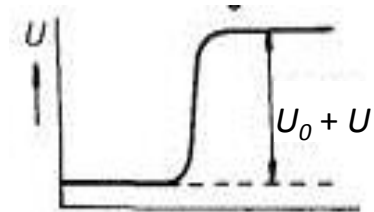
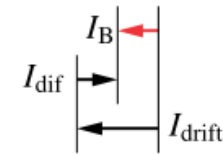
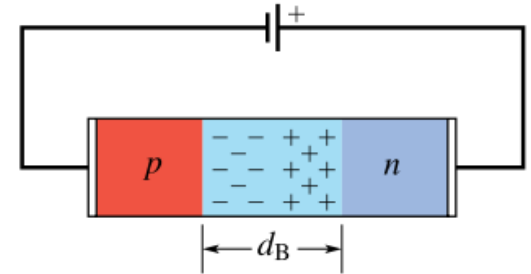
Vlastnosti přechodu p-n

- Připojíme vnější napětí U kladným pólem k části typu p .
- Vnější el. pole E_e se odečte od vlastního pole přechodu E_0 .
- Volné elektrony budou moci přecházet do části typu p a další díry do části typu n .
- Přechodem poteče proud.
- Vnější pole je k přechodu připojeno v *propustném směru*.



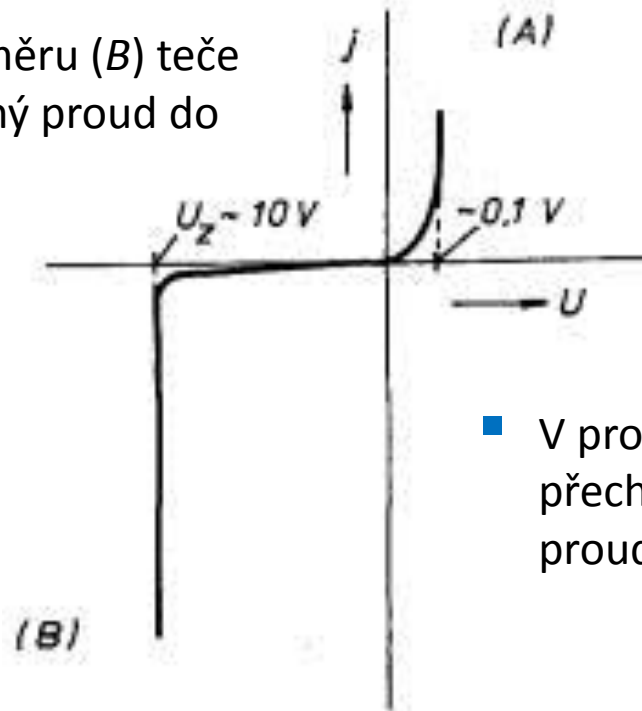
Vlastnosti přechodu p-n

- Připojíme vnější napětí U záporným pólem k části typu p .
- Vnější el. pole E_e se přičte k vlastnímu poli přechodu E_0
- Díry jsou vtahovány do části typu p a volné elektrony do části n .
- Oblast d_B v okolí přechodu tak zůstane téměř bez nositelů proudu.
- Vnější zdroj je připojen v nepropustném (závěrném) směru.



Vlastnosti přechodu p-n

- voltampérové charakteristiky přechodu $p-n$
- neplatí Ohmův zákon
- V nepropustném směru (B) teče přechodem nepatrný proud do napětí 10 V

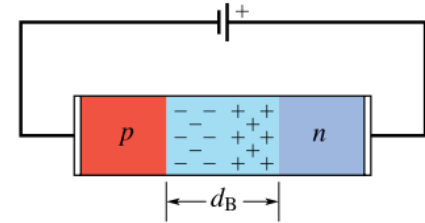


kritické napětí U_z
(Zenerovo napětí)

- V propustném směru (A) může přechodem procházet značná proudová hustota již při napětí 0,1 V

- Vnější elektrické pole v oblasti $p-n$ přechodu indukuje transport elektronů z valenčního do vodivostního pásu.
- \Rightarrow lavinovitý vzrůst koncentrace volných nositelů proudu \Rightarrow zvýšení vodivosti přechodu.

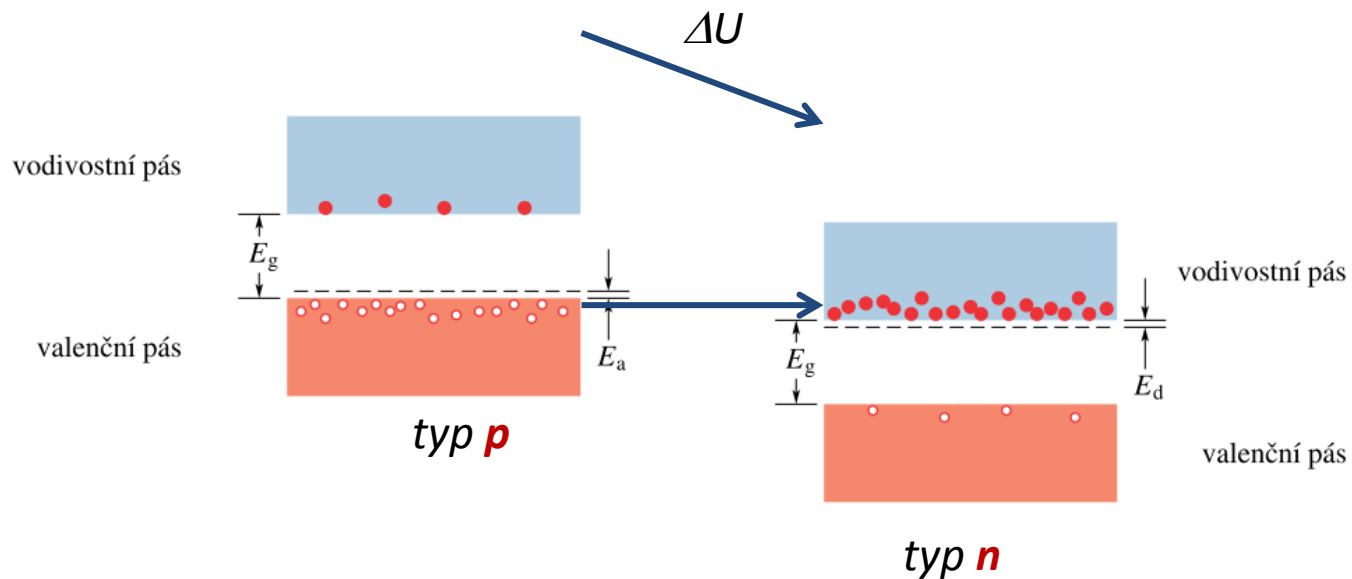
Vlastnosti přechodu p-n



- 2 mechanismy Zenerova jevu

1.

- Průchod elektronů zakázaným pásem v oblasti přechodu p - n umožněn tzv. *tunelovým jevem*, který má čistě kvantově mechanickou povahu.
- Nutný dostatečně vysoký spád potenciálu na přechodu tak, aby horní okraj valenčního pásu v části p polovodiče byl na vyšší energii než dno vodivostního pásu v části n . Elektrony pak mohou tunelovat zakázaným pásem bez změny energie.



Vlastnosti přechodu p-n

- 2 mechanismy Zenerova jevu

1.

- Průchod elektronů zakázaným pásem v oblasti přechodu $p-n$ umožněn tzv. *tunelovým jevem*, který má čistě kvantově mechanickou povahu.
- Nutný dostatečně vysoký spád potenciálu na přechodu tak, aby horní okraj valenčního pásu v části p polovodiče byl na vyšší energii než dno vodivostního pásu v části n . Elektrony pak mohou tunelovat zakázaným pásem bez změny energie.

2.

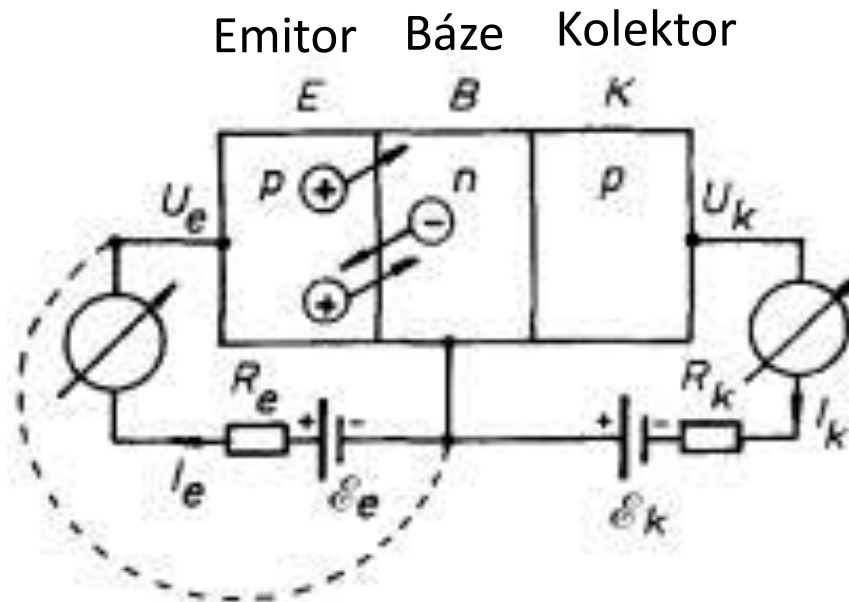
- Lavinovitá ionizace:
- Volní nositelé proudu interagují s atomy v krystalu a při určité hodnotě elektrického pole získají energii potřebnou k jejich ionizaci, tj. k převedení dalších elektronů z valenčního do vodivostního pásu.
- Pro fungování přechodu $p-n$ může v oblasti Zenerova jevu je nutný odvod tepla vznikajícího průchodem vysokého proudu
- jinak zničení prvku

Využití přechodu p-n

- Prvky obsahující jeden přechod $p-n = diody$.
- usměrňovač proudu - využívá nesymetrie voltampérové charakteristiky (pp. $U < U_z$).
- detektory záření (fotodiody, fototranzistory) (ovlivnění p-n přechodu ozářením)
- optoelektronické zdroje světla (elektroluminiscenční diody, polovodičové lasery)

Využití přechodu p-n

- Tranzistor

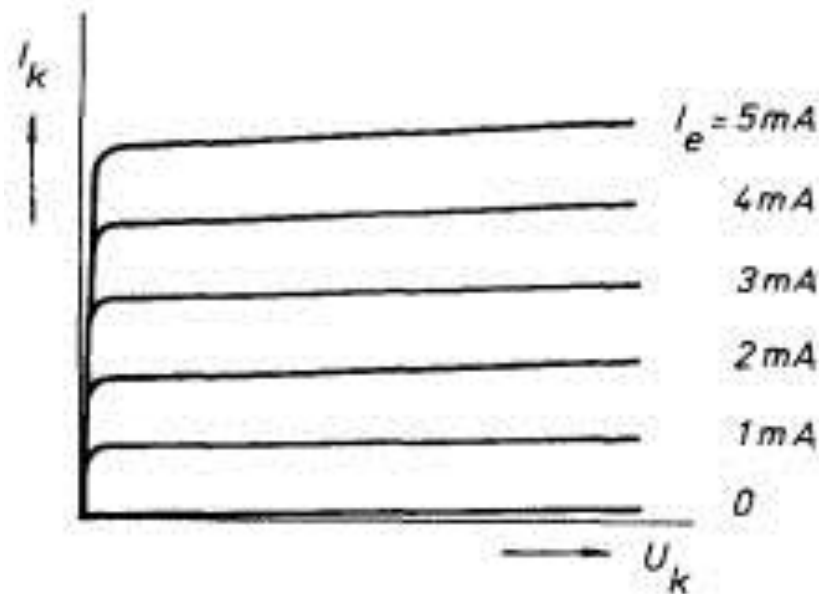


PNP

- Mezi bází a kolektor připojíme zdroj elektromotorického napětí \mathcal{E}_k polarizovaný v nepropustném směru a v obvodu emitoru nahradíme na chvíli zdroj \mathcal{E}_e krátkým spojením s bází (čárkovaný spoj na obrázku).
- p-n přechod K-B bude v závěrném směru, nepoteče proud
- Rozpojíme čárkované spojení a zapojíme zdroj $\mathcal{E}_e \Rightarrow$ E - B protéká proud, do střední části vodiče počnou proudit díry
- díry difundují k přechodu kolektor-báze (pp. báze je dostatečně tenká) \Rightarrow kolektorem počne protékat proud

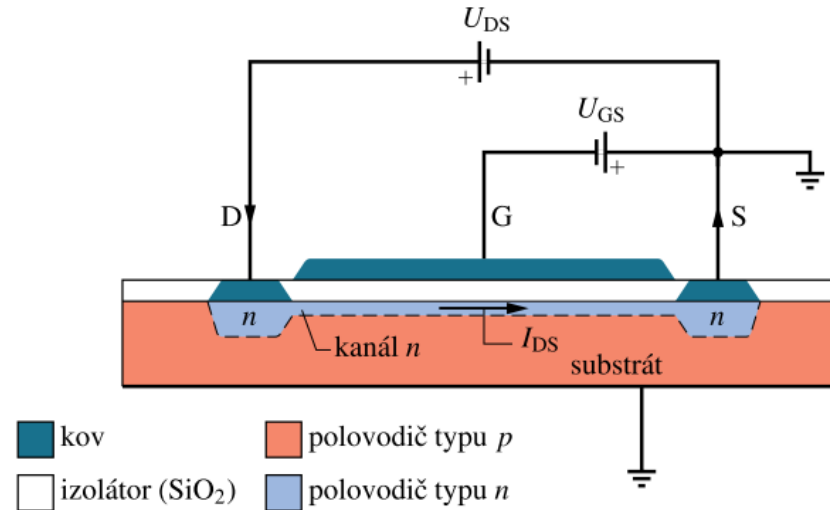
Využití přechodu p-n

- *Kolektorové charakteristiky tranzistoru*



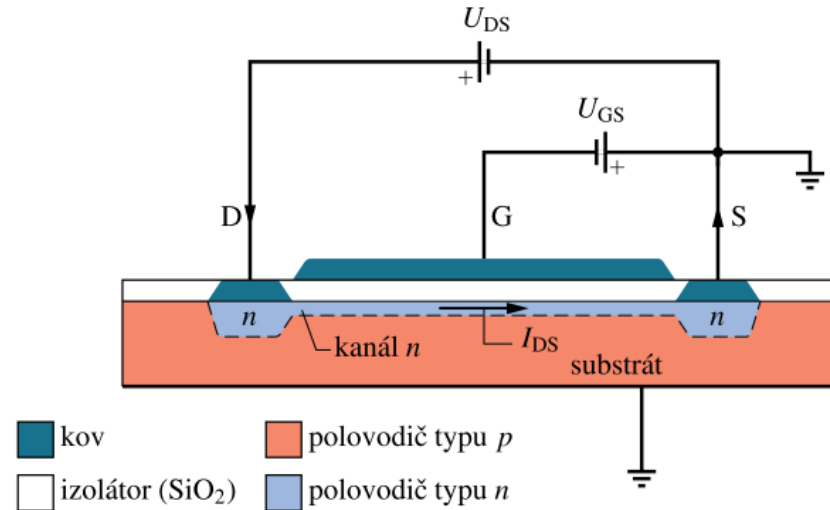
- charakteristiku diody v nepropustném směru (pp.: $U_k < U_z$)
- nasycené proudy různých křivek však rostou se vzrůstem proudu I_e
- Při dané hodnotě U_k kolektorového napětí je tedy kolektorový proud funkcí proudu emitorového.
- Vhodnou konstrukcí tranzistoru lze dosáhnout toho, že malým emitorovým výkonem lze regulovat značné výkony kolektoru \Rightarrow zesilovač
- **technologie přípravy dokonalého spojení dvou různých polovodičů**

Tranzistor MOSFET



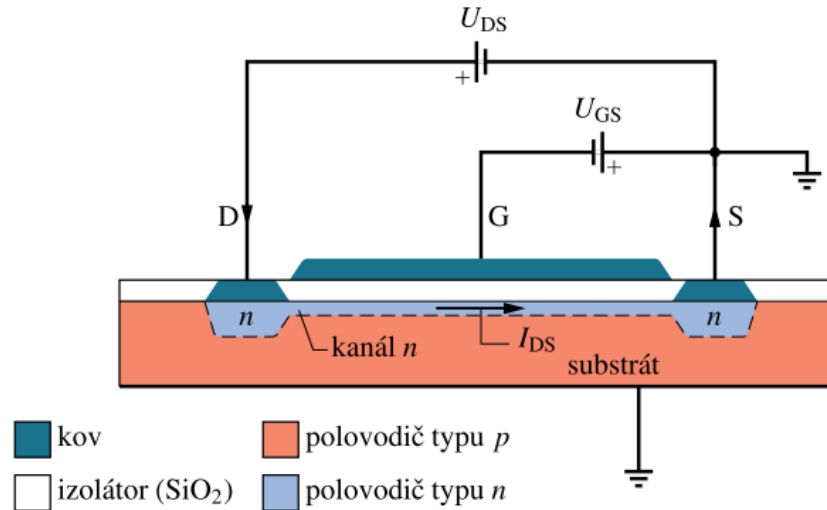
- *emitor S* (angl. source), *kolektor D* (angl. drain), *báze=hradlo G* (angl. gate)
- MOSFET (metal-oxide-semiconductor-field-effect-transistor) = tranzistor řízený polem se strukturou kov-oxid-polovodič)
- využití: 2 stavy - mezi *S* a *D* prochází proud I_{DS} (hradlo otevřeno), mezi *S* a *D* neprochází proud I_{DS} (hradlo uzavřeno).
- využití MOSFETu v digitálních logických obvodech.
- Přepínání mezi zapnutým a vypnutým stavem může probíhat velmi rychle, takže binární data mohou obvody s těmito tranzistory zpracovávat s vysokou frekvencí.
- Běžně se vyrábějí tranzistory typu MOSFET o rozměrech kolem 500 nm (to odpovídá přibližně vlnové délce žlutého světla)

Tranzistor MOSFET



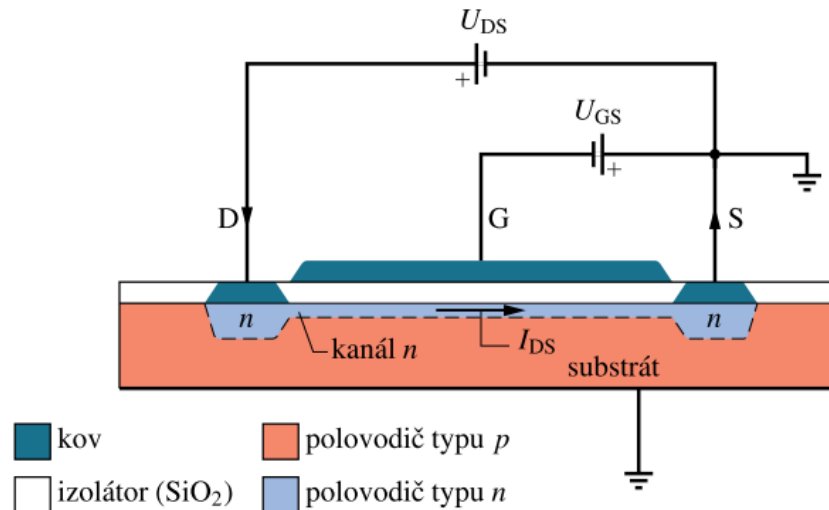
- Substrát tvoří monokrystal Si nebo jiného polovodiče, který je lehce dopován a vytváří materiál typu p.
- Do substrátu jsou zabudovány dva „ostrůvky“ materiálu typu n, které vytvářejí kolektor D a emitor S typu n.
- Kolektor a emitor jsou spojeny tenkým kanálem z materiálu typu n.
- Na krystal je nanesena tenká izolační vrstva SiO₂ (odtud „O“ v názvu MOSFET), a tou prochází v místě D a S dva kovové přívody (odtud „M“ pro kov).
- Naproti kanálu n je nanesena tenká kovová vrstva - hradlo G; hradlo nemá elektrický kontakt s vlastním tranzistorem, protože je odděluje izolační oxidová vrstva.

Tranzistor MOSFET



- Pp., že emitor S a substrát jsou uzemněny a že hradlo je „plovoucí“, tedy že není připojeno k vnějšímu zdroji el.-mot. napětí.
- Přiložme napětí U_{DS} mezi kolektor a emitor tak, aby kolektor byl kladný.
- Elektronů pak potečou přes kanál n od emitoru ke kolektoru a podle konvence poteče od kolektoru k emitoru proud I_{DS} .

Tranzistor MOSFET



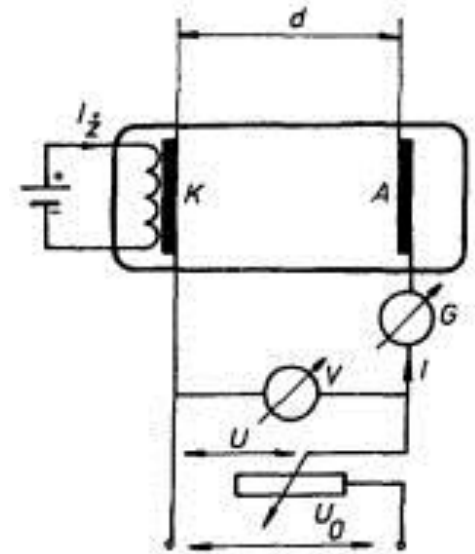
- Přiložme nyní na hradlo napětí U_{GS} tak, aby bylo záporné vzhledem k emitoru.
- Vytváří se elektrické pole, které odpuzuje elektrony z kanálu n do substrátu (odtud „řízení polem“).
- Tento pohyb elektronů zvětšuje šířku (přirozeně existující) ochuzené zóny mezi kanálem n a substrátem, a to na úkor kanálu n.
- Zmenšená šířka kanálu n spolu se snížením počtu nosičů náboje v tomto kanálu zvyšuje odpor kanálu, a tedy snižuje proud I_{DS} .
- Vhodnou volbou U_{GS} můžeme tento proud úplně vypnout. Změnou U_{GS} můžeme MOSFET přepínat mezi módy zapnuto a vypnuto.
- Nosiče náboje netečou substrátem, protože substrát je pouze lehce dopován, není dobrým vodičem a navíc je oddělen od kanálu n a obou ostrůvků typu n izolující ochuzenou zónou.

Elektronová emise

- Výstup elektronů z povrchu kovů a polovodičů
- Nutné dodání energie = výstupní práce = rozdíl mezi energií volného elektronu ve vakuu a energií volných elektronů v látce
- *Termická emise (termoemise)* - nastává při dostatečném zvýšení teploty dané látky, kdy je dostatečný počet elektronů excitován tepelným pohybem.
- *Fotoemise* - vzniká při ozáření látky elektromagnetickým, především krátkovlnným (viditelným, ultrafialovým, rentgenovým) zářením. Potřebná energie je elektronům dodávána interakcí s fotony.
- *Autoemise* - "vytrhování" volných elektronů z látky vnějším elektrickým polem. Vzniká při přiložení elektrického pole dostatečné intenzity k povrchu látky. (obvykle pozorovatelná při intenzitách vyšších než $10^7 \text{ V}\cdot\text{m}^{-1}$.)
- *Sekundární emise* - vyvolána dopadem dostatečně rychlých elektronů (eventuálně jiných hmotných částic) na povrch sledované látky; tyto částice pak mohou předat svoji energii elektronům ve vodivostním pásu.

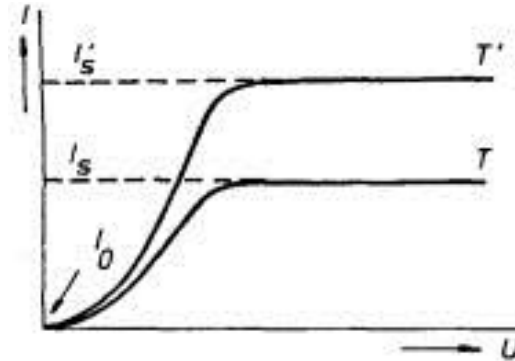
Termoemise

- 2 elektrody umístěny v evakuované baňce.
- Elektroda K (katoda), která je zhotovena z materiálu, jehož emisi zkoumáme, je připojena k zápornému pólu zdroje napětí U_0 .
- Elektroda A (anoda) je přes vhodný přístroj (klasicky přes galvanometr), umožňující měřit emisní proud, připojena k jeho kladnému pólu.
- Katoda je udržována na žádoucí teplotě T , například prostřednictvím tepelného kontaktu s topnou spirálou vytápěnou pomocným proudem I_z .
- Pro jednoduchost předpokládáme, že obě elektrody jsou rovinné, mají plochu S a jsou vzájemně rovnoběžné.



Termoemise

- Měříme závislost emisního proudu I na přiloženém napětí U při dané konstantní teplotě katody T .



- Hodnota proudu v **nenasycené** oblasti není určena vlastnostmi materiálu katody.
- **Nasycená** hodnota protékajícího proudu I_s je naopak určena materiálem katody a teplotou.

$$j_s = AT^2 \exp\left(-\frac{e\varphi}{k_B T}\right)$$

Richardsonův-Dushmanův vztah

kde φ je výstupní práce, k_B je Boltzmannova konstanta. Pro veličinu A vyplývá z teorie, že by měla být téměř stejná pro všechny látky a blízká hodnotě $1,2 \cdot 10^6 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$.

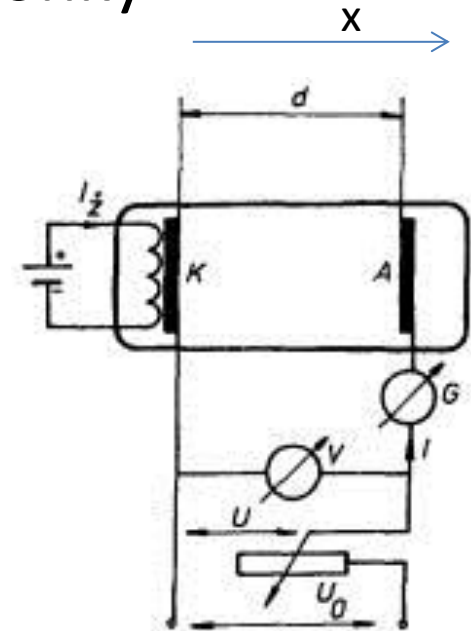
Nenasycený emisní proud, princip elektronky

- v prostoru mezi elektrodami stacionární rozložení hustoty konvekčního proudu. Záporně nabitě elektrony proudí od katody k anodě:

$$\mathbf{j} \equiv (-j, 0, 0), j = |\mathbf{j}| > 0$$

- $\mathbf{j} = \rho \mathbf{v}$, kde \mathbf{v} je rychlosti elektronů, ρ je objemové hustota jejich náboje

$$\frac{d^2 \varphi(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_0}. \quad \text{Poissonova rce pro oblast mezi K a A}$$



- Pp., že elektrony vystupují z katody s nulovou rychlostí, takže platí $v(0) = 0$
- rychlost $v(x)$ určena rovností mezi potenciální a kinetickou energií, pp. $\varphi(0) = 0$ na povrchu katody

$$v(x) = \sqrt{(2e\varphi(x)/m)}$$

$$\frac{d^2 \varphi(x)}{dx^2} = -\frac{j}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} (\varphi(x))^{-1/2}.$$

Nenasycený emisní proud, princip elektronky

■ Řešení:
$$\varphi(x) = \left(\frac{9j}{4\varepsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} \right)^{2/3} x^{4/3}.$$

- Speciálně pro $x = d$ platí $\varphi(d) = Ua$:

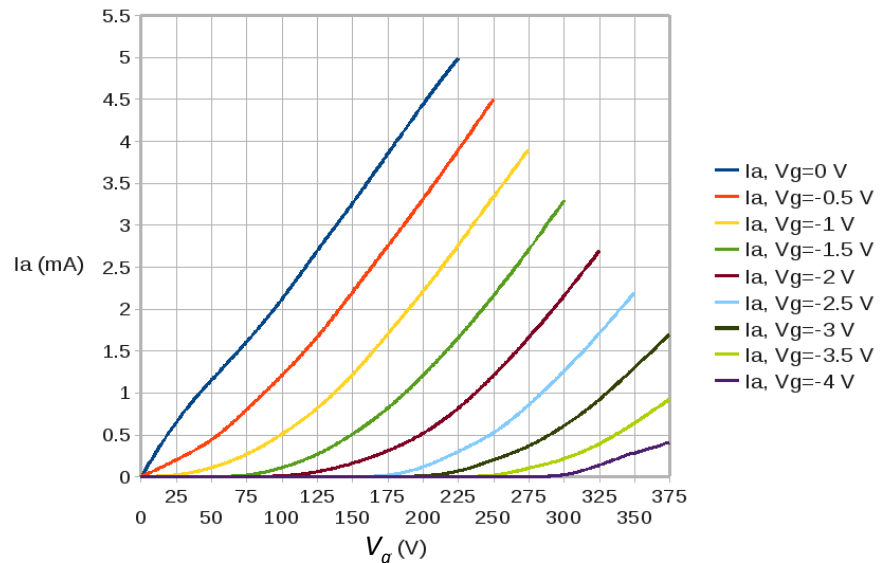
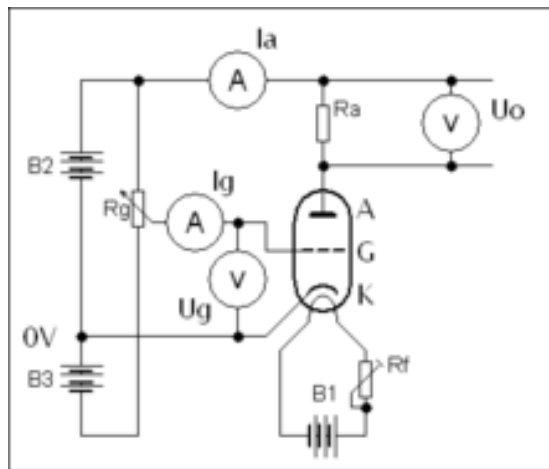
$$j = \frac{4\varepsilon_0}{9d^2} \sqrt{\frac{2e}{m}} U^{3/2}. \quad \text{Langmuirův třípolovinový vztah}$$

pp.: $(d\varphi/dx)_{x=0} = 0$ (okrajová podm. pro řešení dif. rce $\Leftrightarrow E(0) = 0$)

- Splněno jen za pp., že v prostoru mezi anodou a katodou existuje prostorový náboj elektronů dostatečné velké hustoty $\rho(x)$.
- (Kdyby tento náboj neexistoval, bylo by v celém prostoru mezi elektrodami homogenní pole o intenzitě $E_0 = U/d$.)
- Podmínka vyjadřuje rovnovážný stav mezi elektrony uvnitř katody a elektronovým oblakem v prostoru mezi katodou a anodou. Je nutná pro existenci stacionárního proudu.

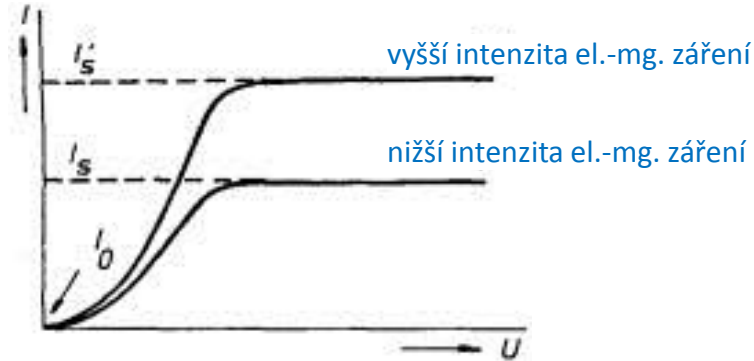
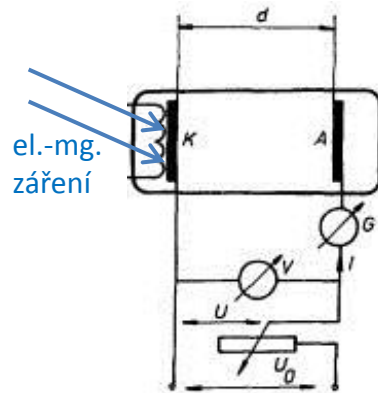
Nenasycený emisní proud, princip elektronky

- Zařazením dalších elektrod do blízkosti katody je možné získat další typy elektronek.
- Například umístíme-li do blízkosti katody jednu elektrodu (tzv. *mřížku*) ve tvaru kovové sítě, která umožňuje průlet elektronů, získáme *triodu*. Napětím přivedeným z vnějšího zdroje na mřížku lze řídit prostorový náboj elektronů, a tedy i proud elektronkou.
- Tvar charakteristik v nenasyceném stavu bude záviset na napětí mřížky. Vzhledem k tomu, že malými změnami mřížkového napětí je možné získat značné změny proudu elektronkou, je elektronku možné použít například k **zesilování malých časově proměnných napětí**.



Fotoemise

- Měříme závislost emisního proudu I na přiloženém napětí U při ozařování katody.



- Emisní proud závisí na vlnové délce a intenzitě dopadajícího záření.
- Vysvětlení:
- Pp. že foton předá veškerou energii emitovanému elektronu.

$$\hbar\omega = e\varphi + E_k$$

Energie fotonu

výstupní práce

kinetická energie
elektronu

Fotoemise

- Fotoemise nastává při prahové frekvenci ω_0 : $\hbar\omega_0 = e\varphi$
- Fotony o energii menší než výstupní práce $h\omega < e\varphi$ nemohou emisi vyvolat
- Při nulovém nebo malém záporném napětí mezi katodou a anodou teče obvodem jistý emisní proud díky nenulové kinetické energii emitovaných elektronů.
- Proud klesne na nulu, budou-li emitované elektrony zcela zbržděny přiloženým napětím, tj. bude-li platit $E_k = eU_{g,\omega}$.

$$U_{k,\omega} = \frac{\hbar}{e}\omega - \varphi$$

- Na základě měření $U_{k,\omega}$ pro několik frekvencí lze určit poměr h/e a i výstupní práci použitého materiálu katody.

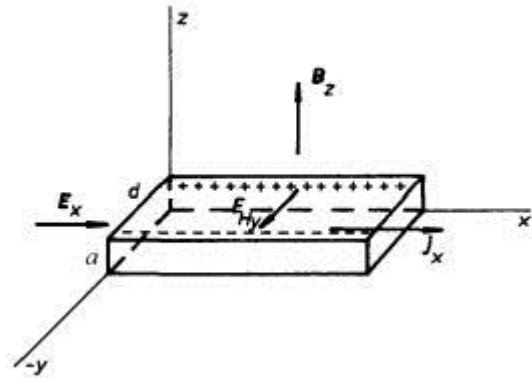
Fotoemise

Výstupní práce elektronů některých kovů

emitující látka	termoemise	fotoemise
	$e\varphi$ (eV)	$e\varphi$ (eV)
Ag	4,8	4,3
Cs	2,1	1,8
Ni	4,6	5,0
Ta	4,2	4,1
W	4,5	4,5

Hallův jev

- vzniku příčné intenzity elektrického pole, je-li vzorek protékán proudem vložen do příčného pole magnetického



$$E_{H,y} = R_H j_x B_z.$$

- Vnější elektrické pole E_x orientované ve směru osy x budí ve vzorku elektrický proud o hustotě j_x . Přiložíme-li magnetické pole B_z ve směru osy z , objeví se ve vzorku příčné elektrické pole $E_{H,y}$ ve směru osy y .
- na vzorku se vytvoří měřitelné příčné napětí $U_H = E_{H,y} d$
- Intenzita $E_{H,y}$, respektive napětí U_H se nazývá *Hallovou intenzitou*, resp. *Hallovým napětím*
- Konstanta R_H , která nezávisí na rozměrech vzorku, se nazývá *Hallovou konstantou*

Hallův jev

- *Hallův odpor*
$$\tilde{R}_H = \frac{U_H}{I_x} = \frac{E_{Hy}}{j_{S,x}}$$

$$I_x = j_x ad$$

- pokud má vzorek tvar plíšku:
proud plošný $I_{S,x} = j_{S,x}d$, přičemž $j_{S,x} = j_x ad$

- Hodnoty Hallovy konstanty:

$$R_H(\text{Ag}) = -8,4 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3(\text{As})^{-1},$$

$$R_H(\text{Zn}) = +3,3 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3(\text{As})^{-1}$$

- kladné znamení Hallovy konstanty souvisí s podílem tzv. *děrové vodivosti* na celkové vodivosti látky.

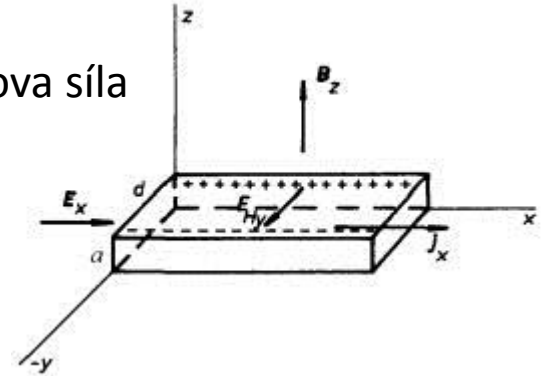
- Užití: měření magnetického pole

Hallův jev

- na nositele proudu v magnetickém poli působí Lorentzova síla

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}).$$

$$F_{L,y} = -qv_x B_z$$



- Orientace $F_{L,y}$ závisí na znamení náboje, budou jejím účinkem nositelé proudu rozdělováni v příčném směru y , čímž vznikne elektrické pole E_y
- V rovnovážném stavu musí platit: $qE_y + F_{L,y} = 0$
- Dosazení z $E_{H,y} = R_H j_x B_z$.
- Dostaneme (za předpokladu jen jednoho typu nositelů): $E_y = v_x B_z = j_x B_z / qn_0$
- Hallova konstanta, respektive Hallův odpor:

$$R_H = \frac{1}{qn_0}, \quad \tilde{R}_H = \frac{B_z}{qn_0}.$$

Objev supravodivosti (1911)

V roce 1908 bylo poprvé zkapalněno ^4He , které má teplotu varu 4,2 K

Podle tehdejších představ se elektrony měly pohybovat jako molekuly plynu. Co se stane s elektrickým odporem kovů při absolutní nule (0 K)? (Dewar, Kelvin)

- a) ustanou tepelné srážky mezi elektrony a budeme mít ideální vodič s nulovým elektrickým odporem
- b) záporně nabité elektrony si „sednou“ na kladně nabité ionty a budeme mít izolátor

Odpověď – elektrický odpor některých špatných vodičů náhle klesne na neměřitelně malou hodnotu, např. rtuti při 4,2 K.

Tento jev H. Kamerling-Onnes nazval supravodivostí.

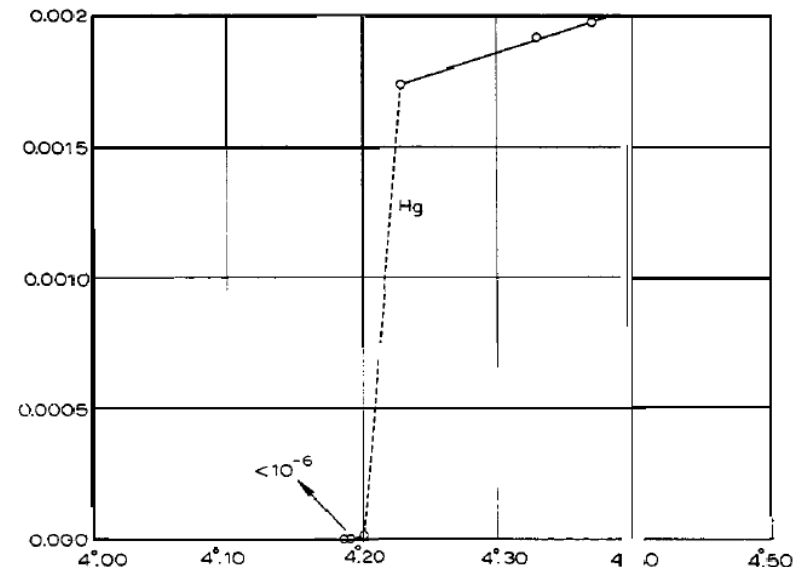


Fig. 17.

Detail závislosti odporu Hg na teplotě

Supravodivé prvky

KNOWN SUPERCONDUCTIVE ELEMENTS

■ BLUE = AT AMBIENT PRESSURE
■ GREEN = ONLY UNDER HIGH PRESSURE

1	KNOWN SUPERCONDUCTIVE ELEMENTS																2	
1	IA											0						
1	H											He						
2	3	4											5	6	7	8	9	10
2	Li	Be											B	C	N	O	F	Ne
3	11	12											13	14	15	16	17	18
3	Na	Mg	III B	IV B	V B	VI B	VII B	VII			IB	II B	Al	Si	P	S	Cl	Ar
4	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36
4	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr
5	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51	52	53	54
5	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe
6	55	56	57	72	73	74	75	76	77	78	79	80	81	82	83	84	85	86
6	Cs	Ba	*La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn
7	87	88	89	104	105	106	107	108	109	110	111	112						
7	Fr	Ra	+Ac	Rf	Ha	106	107	108	109	110	111	112						

SUPERCONDUCTORS.ORG

* Lanthanide Series

58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71
Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu

+ Actinide Series

90	91	92	93	94	95	96	97	98	99	100	101	102	103
Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr

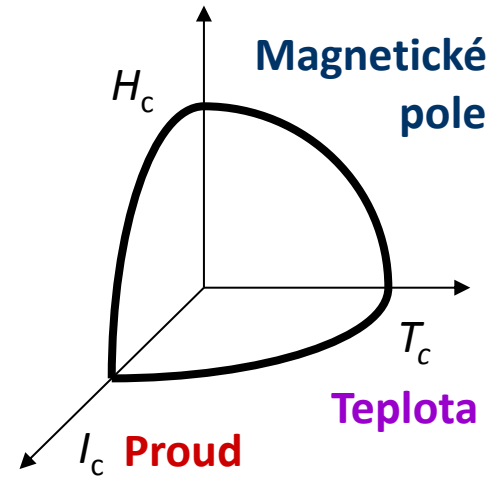
Kritické parametry supravodičů

Kritická teplota T_c

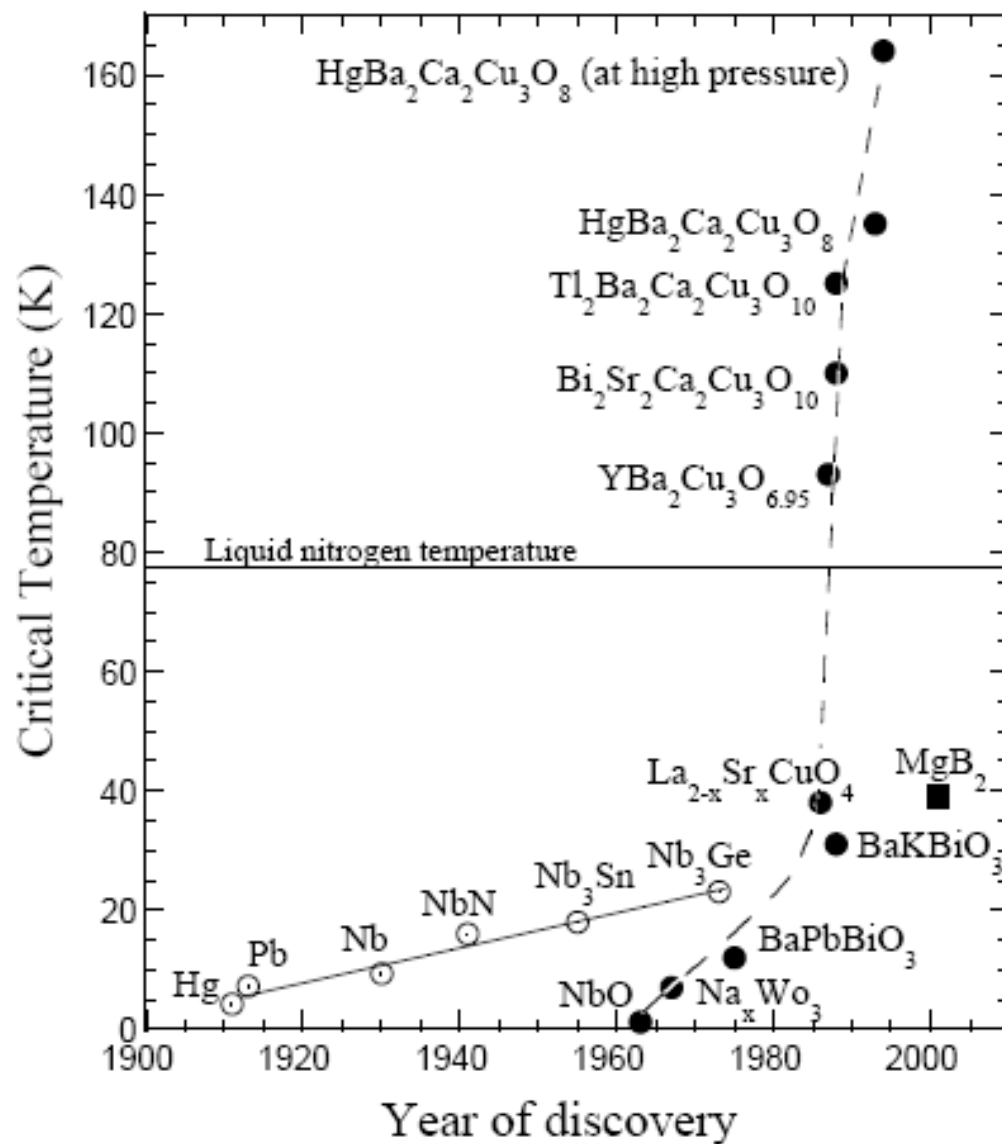
Kritický proud I_c

Kritické magnetické pole H_c

Supravodiče II. druhu mají vyšší kritické mg. pole



prvky (supravodiče I. typu)			sloučeniny, slitiny (supravodiče II. typu)		
látka	T_c (K)	B_c (T) pro $T = 0$ K	látka	T_c (K)	B_c (T) pro $T = 4,2$ K
rtuť (Hg)	4,154	$4,11 \cdot 10^{-2}$	Nb ₃ Sn	18-18,3	22,5-23,5
hliník (Al)	1,175	$1,04 \cdot 10^{-2}$	Nb ₃ Al	18,7	29,5
olovo (Pb)	7,196	$8,03 \cdot 10^{-2}$	Nb ₃ Al _{0,75} Ge _{0,25}	18,5	42
cín (Sn)	3,722	$3,05 \cdot 10^{-2}$	²⁵ Nb ₃ Ge	23,2	
kadmiu (Cd)	0,517	$2,80 \cdot 10^{-3}$	Nb-Zr	9-11	6-9
vanad (V)	5,40	$1,41 \cdot 10^{-1}$	Nb-Ti	8-10	9-12
zinek (Zn)	0,85	$5,30 \cdot 10^{-3}$			
niob (Nb)	9,25	$2,06 \cdot 10^{-1}$			



Meissnerův Ochsenfeldův jev

supravodič 1. druhu (např. prvky kromě Nb) je **ideální diamagnetikum**

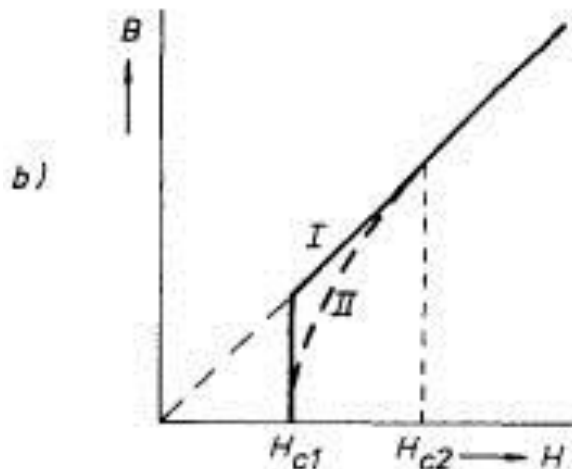
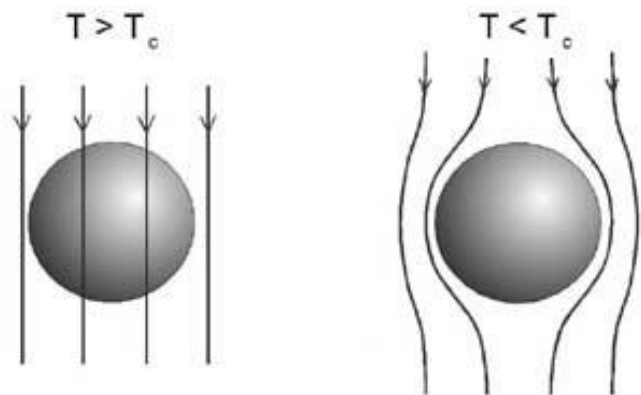
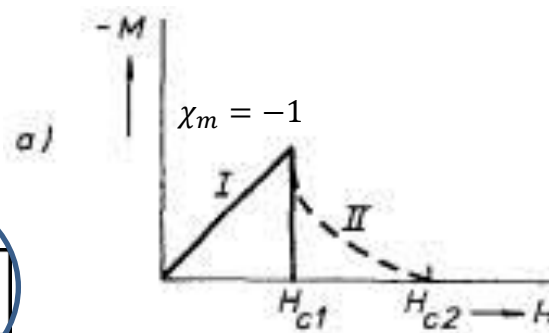
$$\mathbf{E} = \rho_R \mathbf{j}; \quad \rho_R \rightarrow 0$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$\Rightarrow \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \mathbf{0}$$

silnější podmínka:

$$\rho_R = 0, \quad \mathbf{B} = \mathbf{0}$$

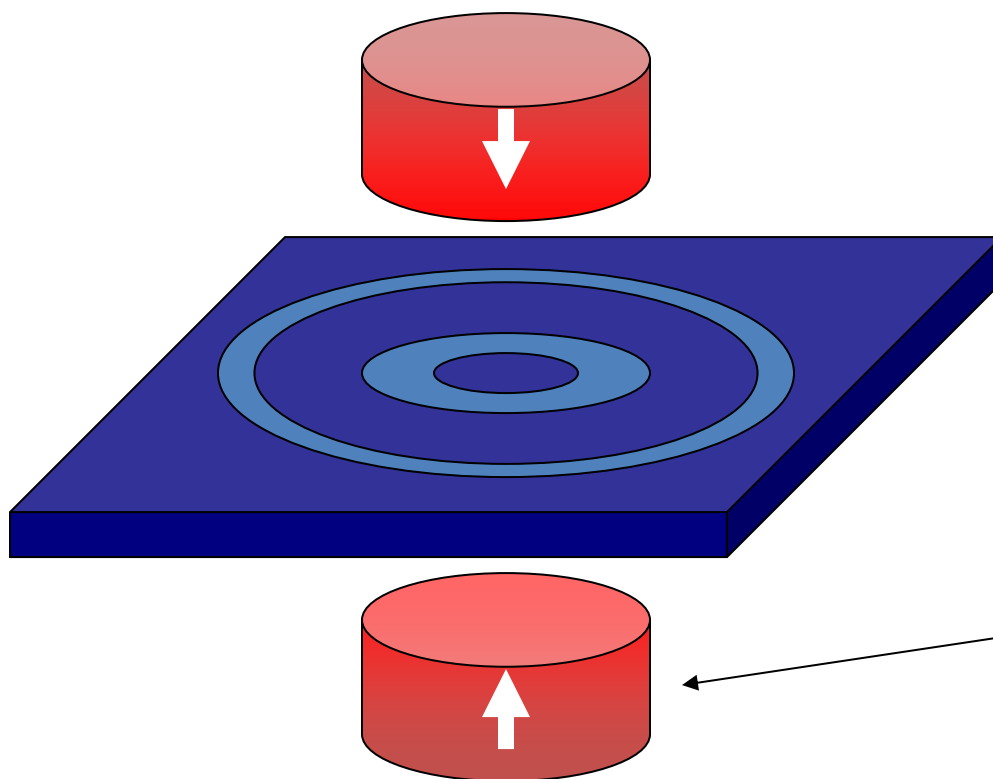


Ideální vodič – časová změna magnetického toku uvnitř vodiče = 0

Supravodič – magnetický tok uvnitř supravodiče = 0

Experiment-levitace (Meissnerův stav)

- Levitace (nezávislost na posloupnosti) – zrcadlo



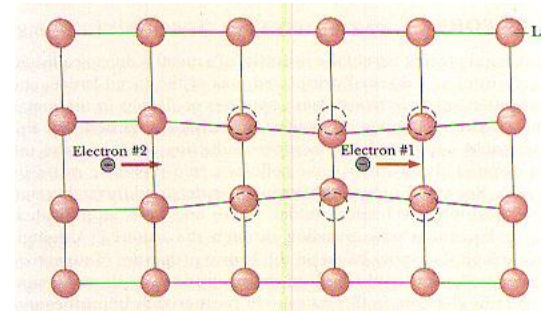
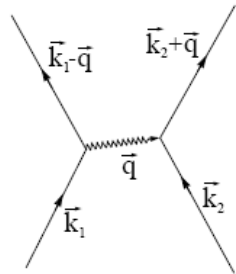
Magnetické pole magnetu indukuje v povrchové vrstvě supravodiče stínící (diamagnetické proudy)

Ty mají takovou konfiguraci, že pole uvnitř je nulové (exponenciálně zaniká do hloubky)

Virtuální opačně orientovaný magnet (antidvojče) za zrcadlem

Bardeenova Cooperova Schriefferova teorie (teorie BCS)

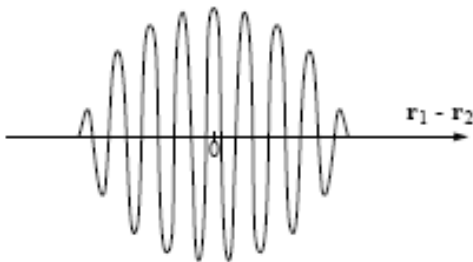
Interakce mezi elektrony a fonony vede k párování elektronů – vzniku Cooperových párů s opačnou hybností a spinem. To vede k přitažlivé interakci mezi elektrony, které jsou v blízkém okolí Fermiho hladiny a ke vzniku zakázaného pásu.



V konvenčním supravodiči je $\Delta(0) \sim 0.5 - 1 \text{ meV}$ a $E_F \sim 5-10 \text{ eV}$. Jenom zhruba $\Delta(0)/E_F \sim 0.0001$ vodivostních elektronů má abnormální „supravodivé“ vlastnosti - díky nim je kov supravodivý, zatímco ostatních 0.9999 je „normálních“.

I když je doba života spárovaných elektronů jenom fs až ps (10^{-15} až 10^{-12} s) žijí dost dlouho - jejich vliv na systém je podobný jako vliv bosonů s nekonečnou dobou života.

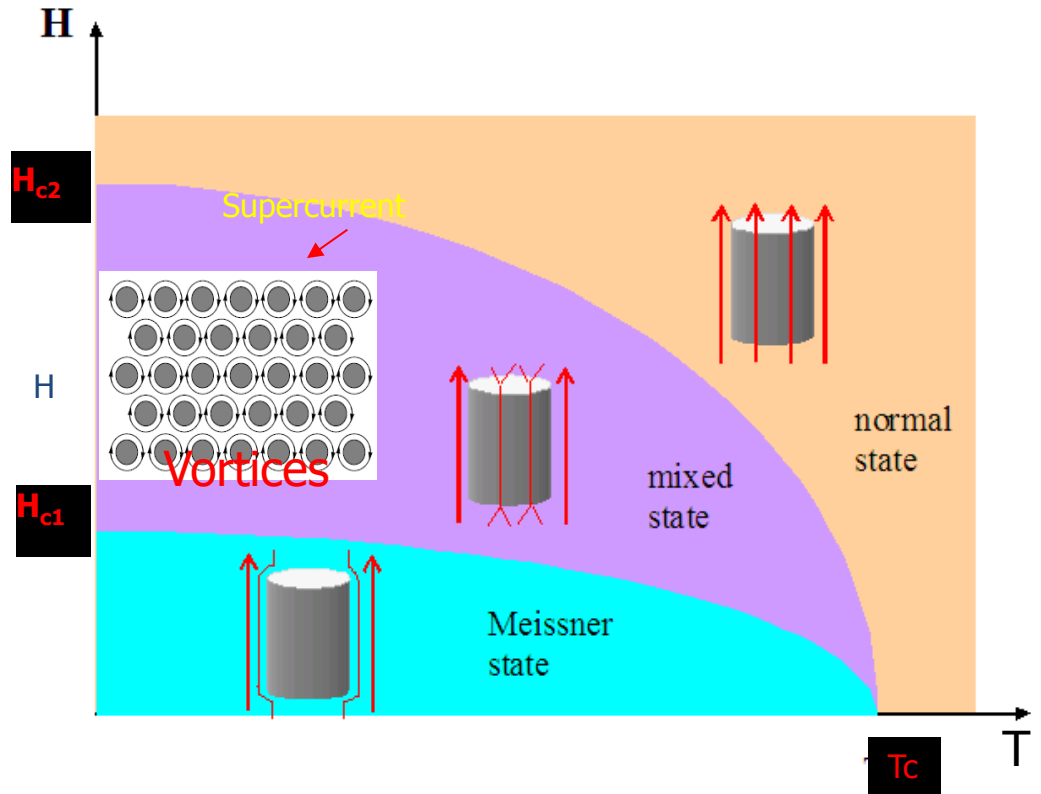
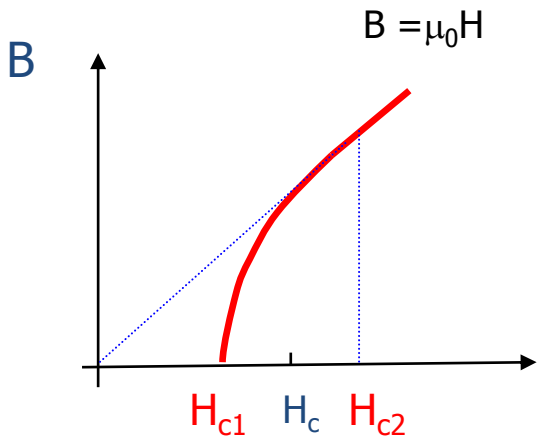
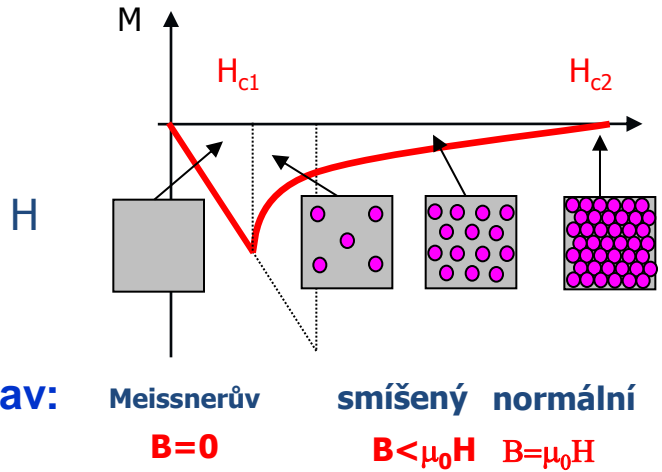
V konvenčních supravodičích je spin Cooperova páru roven nule, stejně jako jeho celková hybnost.



Vlnová funkce Cooperových párů v konvenčním supravodiči. Rozměr páru je zhruba 100 nm – 1 μm a vlnová délka je okolo 1 nm. Kmitočet oscilací je okolo 10^{15} Hz ($f=2E_F/h$).

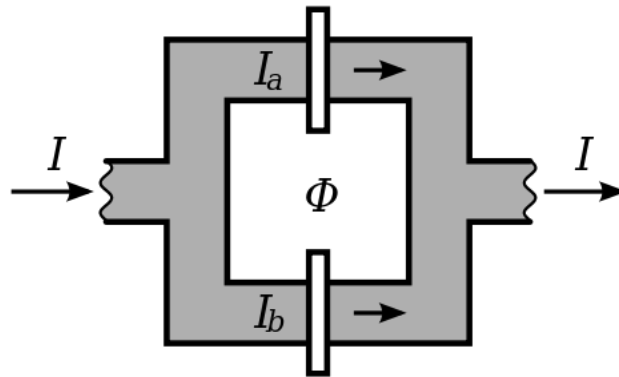
Magnetizace v supravodiči II. druhu

Magnetizace



Slabá supravodivost

- Josephson (1962)
 - Supravodivost zůstane zachována při oddělení dvou částí supravodiče tenkou vrstvou nevodíče.
 - Citlivé měření magnetických polí (5 aT ($5 \times 10^{-18} \text{ T}$) a elektrického napětí
- SQUID** (superconducting quantum interference device)



- Při malém mg. toku Φ začne závitem procházet „stínící proud“ I_s , který se sčítá s I .
- Pokud proud v 1 větvi překoná kritický proud I_c , naměříme napětí na přívodech (tzv. rezistivní mód).
- Magnetický tok supravodivým prstencem musí být kvantovaný - I_s „dorovná“ externí tok na „povolené hodnoty“. Oscilace I_s při zvyšování Φ .