

ESF II projekt Západočeské univerzity v Plzni

reg. č. CZ.02.2.69/0.0/0.0/18_056/0013239



EVROPSKÁ UNIE
Evropské strukturální a investiční fondy
Operační program Výzkum, vývoj a vzdělávání



MINISTERSTVO ŠKOLSTVÍ
MLÁDEŽE A TĚLOVÝCHOVY

DMAT - Dielektrické materiály v elektrotechnice

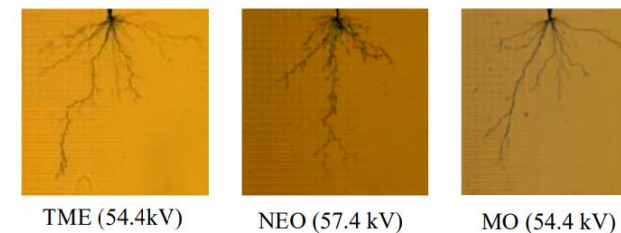
Pavel Trnka

EK 407

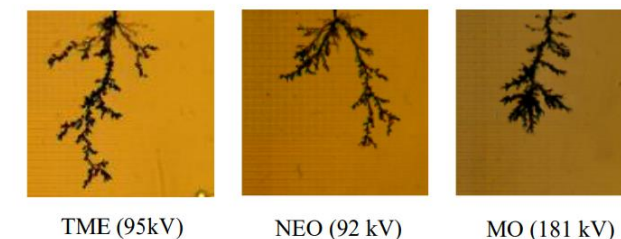
3. Přednáška

Lokální vnitřní pole v dielektriku, polarizace dielektrika a její druhy.

- Jak vyplynulo z předchozí přednášky, musíme znát, chceme-li určit relativní permitivitu na základě mikroskopických veličin $\varepsilon_r = 1 + n \cdot \alpha \cdot \vec{E}_L \cdot \frac{1}{\varepsilon_0 \cdot \vec{E}}$ nejen polarizovatelnost dané látky, ale také intenzitu tzv. lokálního pole, které respektuje vzájemné interakce nosičů elektrického náboje, jejich vzájemné ovlivňování včetně superpozice s vnějším elektrickým polem. Musíme totiž respektovat, že částice není sama v prázdném prostoru, ale že je obklopena velkým počtem dalších částic, jejichž vliv se superponuje na vliv středního makroskopického pole. Jedná se o vzájemné interakce jimiž částice ovlivňují své okolí.



(a) Positive Light impulse

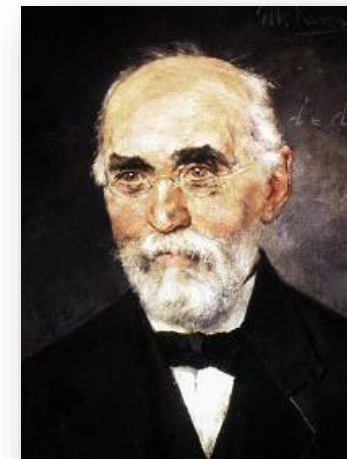


(b) Negative Light impulse

Trimetil ester, New ester, Mineral oil, fotky streamerů při LI

- ▶ **Vnitřní lokální pole** tedy respektuje vzájemné interakce částic. Má **dvě složky** – složku **středního vnějšího makroskopického pole** (daného napětím na materiálu a geometrií elektrod) a složku danou **vektorovým součtem elektrických polí všech částic obklopujících uvažovanou částici**.
- ▶ Z existujících postupů pro určení lokálního pole se nejčastěji používá způsob odvozený fyzikem H. A. Lorentzem – odtud mnohdy používané označení „**Lorentzovo lokální pole**“.
- ▶ **Henrik Antoon Lorentz** (1852 – 1928) byl Holanďan. Narodil se v Arnhemu. Studoval v Leidenu, kde pak dlouhá léta působil jako profesor teoretické fyziky. V roce 1902 obdržel Nobelovu cenu za fyziku.
- ▶ **Lorentz při výpočtu lokálního vnitřního pole** nejprve kolem uvažované částice opsal pomyslnou kouli o poloměru R . Tento poloměr musí být tak velký, aby bylo možné prostředí vně koule považovat za izotropní s makroskopickými vlastnostmi. Musí být možné nahradit vliv jednotlivých částic ležících mimo kouli působením spojitého makroskopického prostředí. Zároveň však musí být poloměr R podstatně menší než je vzdálenost elektrod. **Intenzitu lokálního pole** potom určíme jako **vektorový součet tří následujících složek**:

$$\vec{E}_L = \vec{E} + \vec{E}_1 + \vec{E}_2$$



kde $\vec{E}$... intenzita středního makroskopického pole (V.m^{-1})
 $\vec{E}_1$... intenzita elektrického pole od částic vně koule (V.m^{-1})
 $\vec{E}_2$... intenzita elektrického pole od částic uvnitř koule (V.m^{-1})

- Při výpočtu $\vec{E}_1$ předpokládáme, že uvnitř koule nejsou žádné částice (uvažovaná částice je tedy v prostředí, kde je $\epsilon_r = 1$) a prostředí mimo kouli je izotropní. Intenzita $\vec{E}_1$ je potom dána vektorovým součtem intenzit $d\vec{E}_1$, které jsou vytvořeny náboji dQ rozloženými na elementárních ploškách $d\vec{S}$ tvořících povrch koule. Protože předpokládáme, že prostředí vně koule je izotropní, je směr vektoru polarizace $\vec{P}$ tohoto prostředí totožný se směrem vektoru intenzity středního vnějšího makroskopického pole $\vec{E}$. Z této skutečnosti následně vyplývá, že plošná hustota náboje na povrchu koule (způsobená polarizací částic mimo kouli) je dána vztahem:

$$\sigma_P = P_n = P \cdot \cos \vartheta$$



Charles-Augustin de Coulomb,
Francie

kde P_n ... normálová složka vektoru polarizace (C.m^{-2})

ϑ ... je úhel mezi vektorem $\vec{E}$ a normálovým vektorem plošky $d\vec{S}$ směřujícím ven z koule

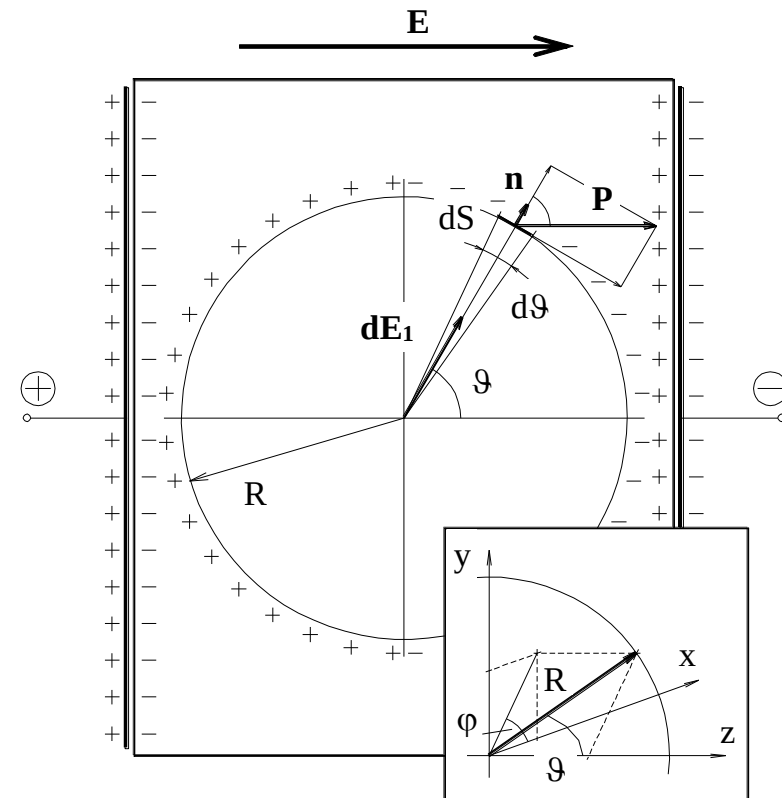
- Pro elementární náboj dQ na ploše dS platí:

$$dQ = \sigma_p \cdot dS \quad \text{z minulé přednášky}$$

- Podle Coulombovy věty (čtvrté Maxwellovy rovnice v integrálním tvaru) vytvoří tento náboj ve středu koule elementární intenzitu elektrického pole

$$d\vec{E}_1 = \frac{dQ}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot R^2} \cdot \vec{n} = \frac{\sigma_p \cdot dS}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot R^2} \cdot \vec{n} = \frac{P \cdot \cos \vartheta}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot R^2} \cdot dS \cdot \vec{n}$$

- kde R ... poloměr koule (m)
- $\vec{n}$... jednotkový vektor ve směru normálového vektoru plošky dS .
- Tuto elementární intenzitu elektrického pole lze rozložit do dvou kolmých složek:
 - - do složky $d\vec{E}'_1$, která je rovnoběžná s vektorem intenzity středního makroskopického pole $\vec{E}$.
 - - do složky $d\vec{E}''_1$, která je na vektor intenzity středního makroskopického pole $\vec{E}$ kolmá.



Coulombův zákon

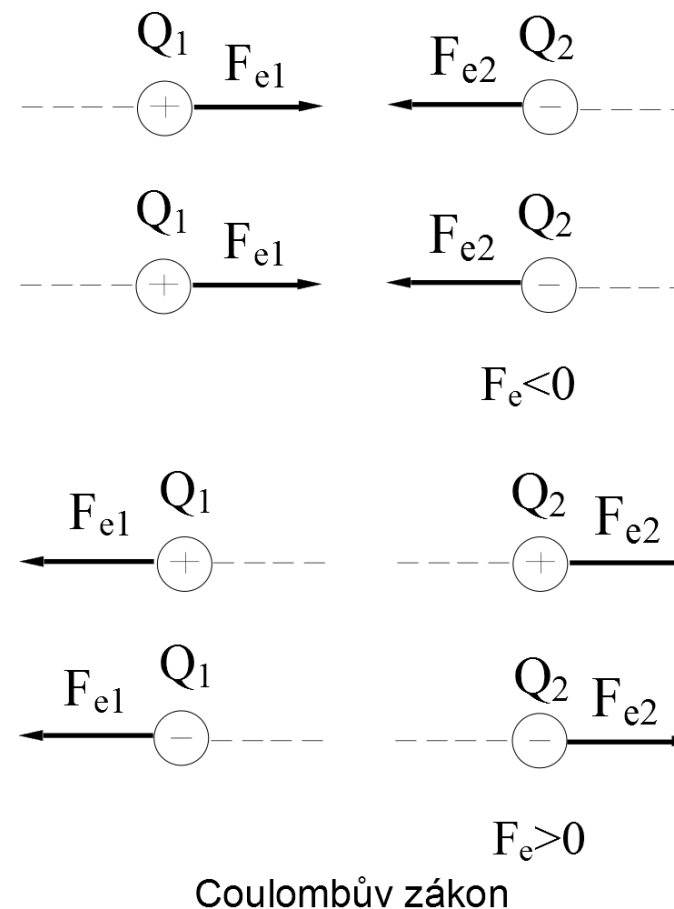
- **Coulombův zákon** je fyzikální zákon popisující síly, které působí mezi elektricky nabitými částicemi.

$$F_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \frac{|Q_1| \cdot |Q_2|}{r^2}$$

- Velikost elektrické síly, kterou na sebe působí dvě tělesa s elektrickým nábojem, je přímo úměrná velikosti nábojů Q_1 , Q_2 a nepřímo úměrná druhé mocnině jejich vzdálenosti r .



Charles-Augustin de Coulomb,
Francie



- Z obr je zřejmé, že pro velikosti těchto složek platí:

$$|d\vec{E}'_1| = |d\vec{E}_1| \cdot \cos \vartheta$$

$$|d\vec{E}''_1| = |d\vec{E}_1| \cdot \sin \vartheta$$

- Dosadíme-li do těchto vztahů intenzitu z rovnice dostaneme:

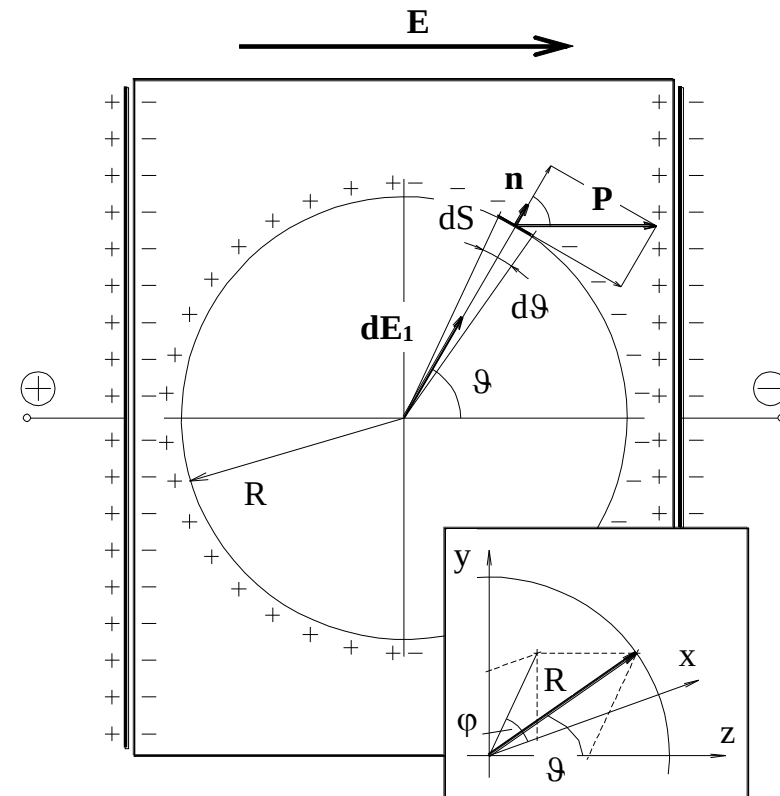
$$d\vec{E}_1 = \frac{dQ}{4\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot R^2} \cdot \vec{n} = \frac{\sigma_p \cdot dS}{4\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot R^2} \cdot \vec{n} = \frac{P \cdot \cos \vartheta}{4\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot R^2} \cdot dS \cdot \vec{n}$$

$$|d\vec{E}'_1| = \frac{P \cdot \cos^2 \vartheta}{4\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot R^2} \cdot dS$$

$$|d\vec{E}''_1| = \frac{P \cdot \cos \vartheta \cdot \sin \vartheta}{4\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot R^2} \cdot dS$$

- Integrací vztahů těchto dvou vztahů dostaneme příslušné složky celkové intenzity elektrického pole od všech nábojů rozložených na povrchu pomyslné koule. Aby bylo integraci možné provést, musíme element plochy dS vyjádřit ve sférických souřadnicích. Předpokládáme orientaci souřadného systému podle obr, pro element plochy pak platí:

$$dS = R^2 \cdot \sin \vartheta \cdot d\vartheta \cdot d\varphi$$



► Dosazením $dS = R^2 \cdot \sin \vartheta \cdot d\vartheta \cdot d\varphi$ do vztahů: $\left| d\vec{E}_1' \right| = \frac{P \cdot \cos^2 \vartheta}{4\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot R^2} \cdot dS$

$$\left| d\vec{E}_1'' \right| = \frac{P \cdot \cos \vartheta \cdot \sin \vartheta}{4\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot R^2} \cdot dS$$

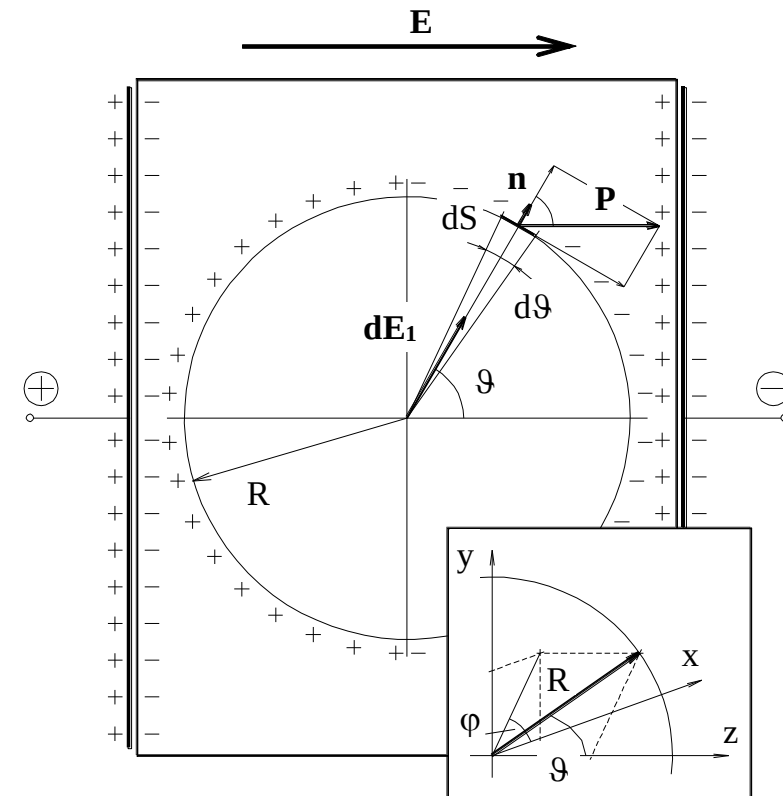
► je: $E_1' = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{P \cdot \cos^2 \vartheta \cdot R^2 \cdot \sin \vartheta \cdot d\vartheta \cdot d\varphi}{4\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot R^2}$

$$E_1'' = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{P \cdot \cos \vartheta \cdot \sin^2 \vartheta \cdot R^2 \cdot d\vartheta \cdot d\varphi}{4\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot R^2}$$

► Řešením těchto integrálů dostáváme: $E_1' = \frac{P}{3 \cdot \varepsilon_0}$
 $E_1'' = 0$!

► Nulovost složky intenzity plyne ze symetrického rozložení náboje na povrchu koule vůči směru intenzity středního makroskopického pole. Vzhledem k tomu pro intenzitu elektrického pole od částic vně koule potom platí:

$$E_1 = E_1' = \frac{P}{3 \cdot \varepsilon_0} \quad \text{!}$$



- ▶ Ve vztahu $\vec{E}_L = \vec{E} + \vec{E}_1 + \vec{E}_2$ zůstává ještě neznámou intenzita elektrického pole od částic uvnitř koule $\vec{E}_2$. Pro izotropní dielektrika (např. plynná při nepříliš vysokém tlaku, nepolární kapalná a symetrická nepolární pevná dielektrika) je tato intenzita rovná nule $\vec{E}_2 = 0$.
- ▶ V takovém případě lze intenzitu lokálního pole vyjádřit na základě vztahu
- ▶ $\vec{E}_L = \vec{E} + \vec{E}_1 + \vec{E}_2$ takto:

$$\vec{E}_L = \vec{E} + \vec{E}_1 = \vec{E} + \frac{\vec{P}}{3 \cdot \epsilon_0}$$

- ▶ Za vektor polarizace $\vec{P}$ dosadíme podle vztahu $\vec{P} = \epsilon_0 \cdot \vec{E} \cdot (\epsilon_r - 1)$ a dostaneme:

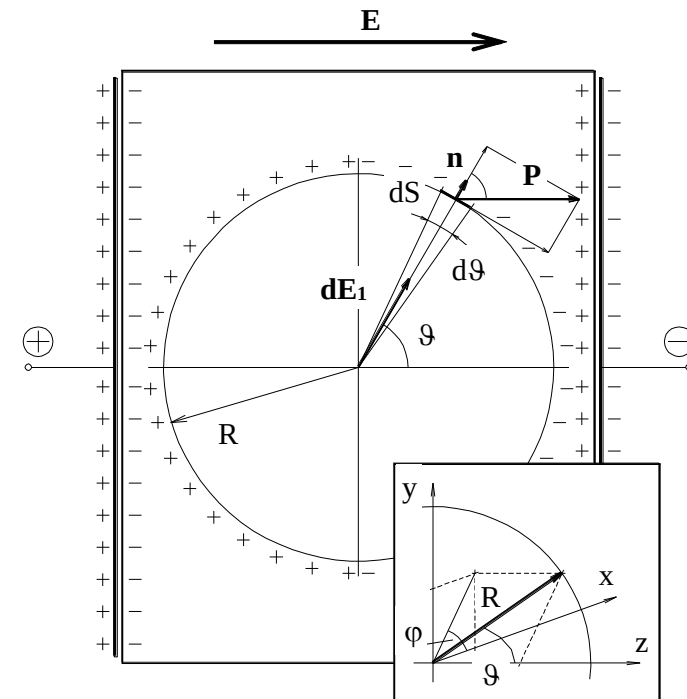
$$\vec{E}_L = \vec{E} + \frac{\epsilon_0 \cdot \vec{E} \cdot (\epsilon_r - 1)}{3 \cdot \epsilon_0}$$

- ▶ Odtud již přímo vyplývá konečný vztah pro intenzitu lokálního pole:

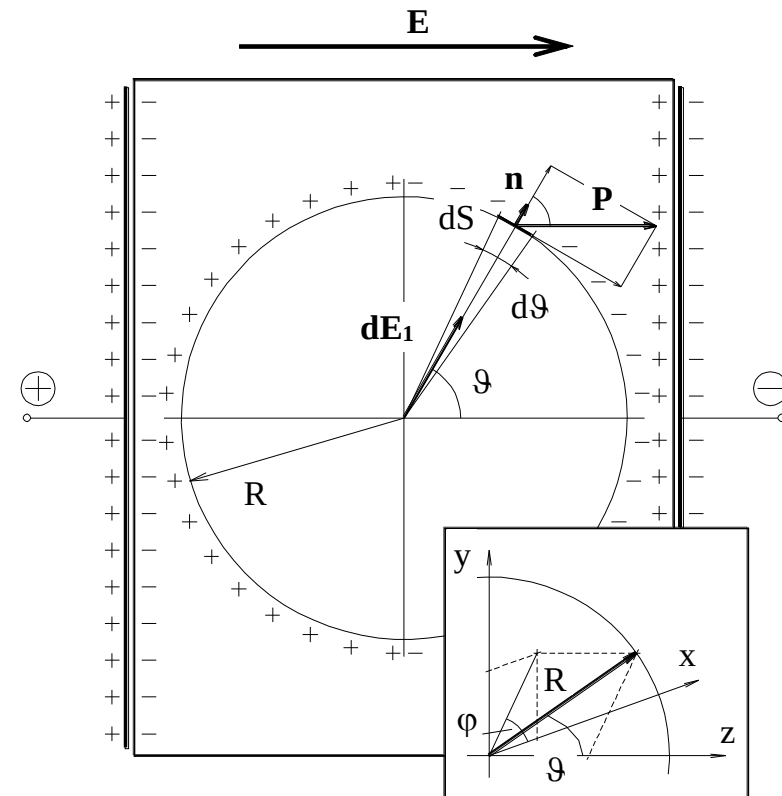
$$\vec{E}_L = \frac{\epsilon_r + 2}{3} \cdot \vec{E}$$



- ▶ z něhož je (mimo jiné) vidět, že směr intenzity lokálního pole je (za předpokladu izotropního dielektrika) totožný se směrem intenzity vnějšího středního makroskopického pole.



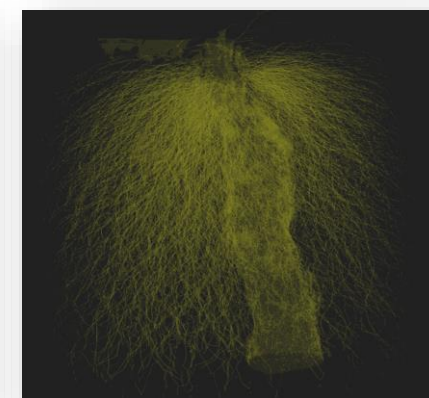
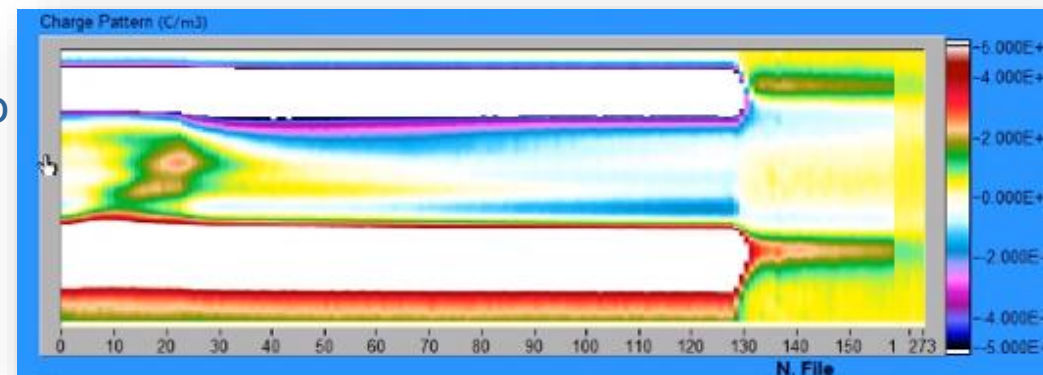
- Pro vakuum, kde je ϵ_r jedna, je intenzita lokálního pole rovna intenzitě pole vnějšího. Pro dielektrika s $\epsilon_r > 1$ je větší než intenzita vnějšího pole, (na příklad pro $\epsilon_r = 4$, je intenzita lokálního pole rovna dvojnásobku intenzity pole vnějšího).
- Vztah
$$\vec{E}_L = \frac{\epsilon_r + 2}{3} \cdot \vec{E}$$
 vyjadřuje souvislost mezi vnitřním lokálním a vnějším středním makroskopickým polem. Získali jsme tak **spojení makroskopického a mikroskopického pohledu na problém polarizace platí za uvedených předpokladů.**



Mechanismy polarizací a jejich druhy

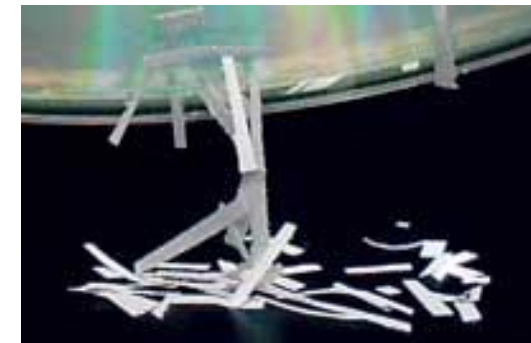
Obecně

- ▶ Polarizace - děje probíhající v dielektriku po jeho vložení do vnějšího elektrického pole.
- ▶ V minulém - fyzikálními principy a elementárními přístupy
- ▶ Dále: **mechanizmy polarizačních dějů.**
- ▶ O tom, jak bude polarizace probíhat rozhoduje pochopitelně struktura a stavba daného dielektrika.
- ▶ Většinou složitá struktura = více polarizačních mechanismů!
- ▶ Celkový „pozorovatelný“ průběh polarizace je superpozicí působení jednotlivých polarizací



Rozdělení polarizačních mechanismů

- První – základní – rozdělení polarizačních mechanismů je podle toho, je-li ke zpolarizování dielektrika třeba přítomnost vnějšího elektrického pole. V některých případech může totiž být dielektrikum zpolarizováno i v prostředí bez působení vnějšího elektrického pole. V těchto zvláštních případech dochází ke zpolarizování jinými vlivy než elektrickým namáháním (např. mechanickým namáháním u **piezoelektrik**). Může jít i o případy, kdy je dielektrikum schopné si udržet stav zpolarizování i v dlouhém časovém intervalu po odeznění vlivu, který polarizaci vyvolal (**elektrety**).



Rozdělení polarizačních mechanismů

- ▶ Polarizace vyvolané působením elektrického pole dělíme podle druhu nosičů elektrického náboje, které se na vyvolaném mechanismu polarizace podílejí. V těchto případech se jedná o **polarizace vyvolané posunutím silně nebo slabě vázaných eventuálně volných nosičů elektrického náboje**.
- ▶ Je-li polarizace výsledkem **posunu silně vázaných nosičů** elektrického náboje, jedná se o **deformační polarizace**, kterým někdy říkáme **pružné** nebo **rychlé**.
- ▶ V případě, že vlivem přítomnosti elektrického pole dochází k **posunu slabě vázaných nosičů elektrického náboje**, hovoříme o tzv. **relaxačních polarizacích**, kterým někdy také říkáme **tepelné**.
- ▶ Kromě silně a slabě vázaných nosičů náboje se na polarizačních jevech podílejí i **nosiče volné**. Polarizace spojené s pohybem volných nosičů náboje nazýváme **migrační polarizace**, případně **objemové**, nebo **polarizace prostorovým nábojem**.

- ▶ Druhou skupinu polarizací tvoří **polarizace**, k nimž dochází i **bez působení vnějšího pole**. Příčina, jak bylo již zmíněno je jinde.
- ▶ Takovou je **polarizace piezoelektrická** vyskytující se v piezoelektrikách, látkách které jsou schopné se polarizovat **vlivem mechanického namáhání**. To znamená, že stlačíme-li krystal piezoelektrika, dojde k jeho zpolarizování – na povrchu krystalu se objeví vázaný náboj. Tato schopnost úzce souvisí se strukturou látky a podmínkou pro vznik piezoelektrického jevu je neexistence středu symetrie struktury dané látky. Kromě piezoelektrického jevu vykazují tyto látky i tzv. opačný (reciproční) **piezoelektrický** jev, kdy elektrické namáhání krystalu bez středu souměrnosti vyvolá výraznou mechanickou deformaci (změnu rozměrů). Změnou rozměrů reagují na elektrické namáhání i izotropní dielektrika a krystaly se středem souměrnosti, pak hovoříme o tzv. elektrostrikcí. Zásadní rozdíl od opačného piezoelektrického jevu je v tom, že změny rozměrů jsou v tomto případě o několik řádů menší a že elektrostriční jev není jevem inverzním, to znamená, že mechanickou deformací středově souměrného krystalu nedojde k polarizaci.



<https://youtu.be/wcJXA8IqYl8>

Polarizace spontánní

- Dalším typem polarizace, která nemusí být způsobena bezprostředním působením elektrického pole, je **polarizace spontánní**, která se v klasické podobě vyskytuje u **elektretů**. To jsou dielektrika, která jsou schopná udržet ve svém okolí stálé elektrické pole. Spontánní polarizace se u elektretů dosáhne vhodným tepelným zpracováním dielektrika za současného působení elektrického pole nebo světla. Hovoříme potom o elektroelektretech, respektive o fotoelektretech. Rozhodující je skutečnost, že stav zpolarizování se udrží relativně dlouho i po skončení působení popsanych činitelů. Struktura elektretů je rovněž nestředosymetrická, znamená to tedy, že i u nich můžeme pozorovat piezoelektrický jev.

Pyroelektrika, feroelektrika

- ▶ Spontánní polarizace se vyskytuje i v **pyroelektrikách**, kde je způsobena jejich zvláštní strukturou. Tato spontánní polarizace je kompenzována povrchovým nábojem, jehož hustota závisí na teplotě. U lineárních pyroelektrik lze velikost polarizace ovlivňovat pouze působením teploty. Daleko důležitější z hlediska použití jsou pyroelektrika nelineární – tzv. **feroelektrika**. Na rozdíl od lineárních se jejich struktura rozpadá do jednotlivých domén (doménová struktura), z nichž je každá spontánně polarizovaná. Navenek se však tato polarizace neprojeví, neboť směry vektorů polarizace v jednotlivých doménách jsou zcela neuspořádané a jejich účinky se tedy z makroskopického pohledu kompenzují. Přiložením vnějšího elektrického pole dojde k přeorientování všech domén do směru tohoto pole, čímž dojde k velice výraznému zesílení elektrického pole v prostoru feroelektrika. U nelineárních pyroelektrik lze tedy velikost polarizace měnit i vnějším elektrickým polem. I tento případ polarizace je správně zařazen do druhé skupiny polarizací (tedy do těch polarizací, ke kterým dochází bez přispění vnějšího elektrického pole), neboť podstatou feroelektrických vlastností těchto dielektrik je spontánní (samovolná) polarizace. Výše zmiňované vnější elektrické pole pouze orientuje již existující vektory polarizace, není tedy jejich bezprostřední příčinou.

https://youtu.be/taj_dJswOgk



Pyroelektrický jev byl objeven u Turmalínu

- ▶ Pyroelektrický jev je podstatou
- ▶ Pyroelektrický jev je v některých obdobích na povrchu
- ▶ V nevodivých látkách při změně teploty dochází k vzniku elektrického napětí.



látek s jednou polární osou symetrie se změnou teploty vytvoří dipólový moment, který je zodpovědný za vznik elektrického napětí. Všechny pyroelektrické materiály mají též piezoelektrické vlastnosti, avšak jen některé materiály s piezoelektrickými vlastnostmi vykazují též vlastnosti pyroelektrické, neboť pyroelektrický jev má vyšší nároky na asymetrii krystalu.



A = Ca²⁺, Na⁺, K⁺, nebo chybí ([]) [pozice není ve struktuře obsazena – vakantní]

D = Al³⁺, Fe²⁺, Fe³⁺, Li⁺, Mg²⁺, Mn²⁺

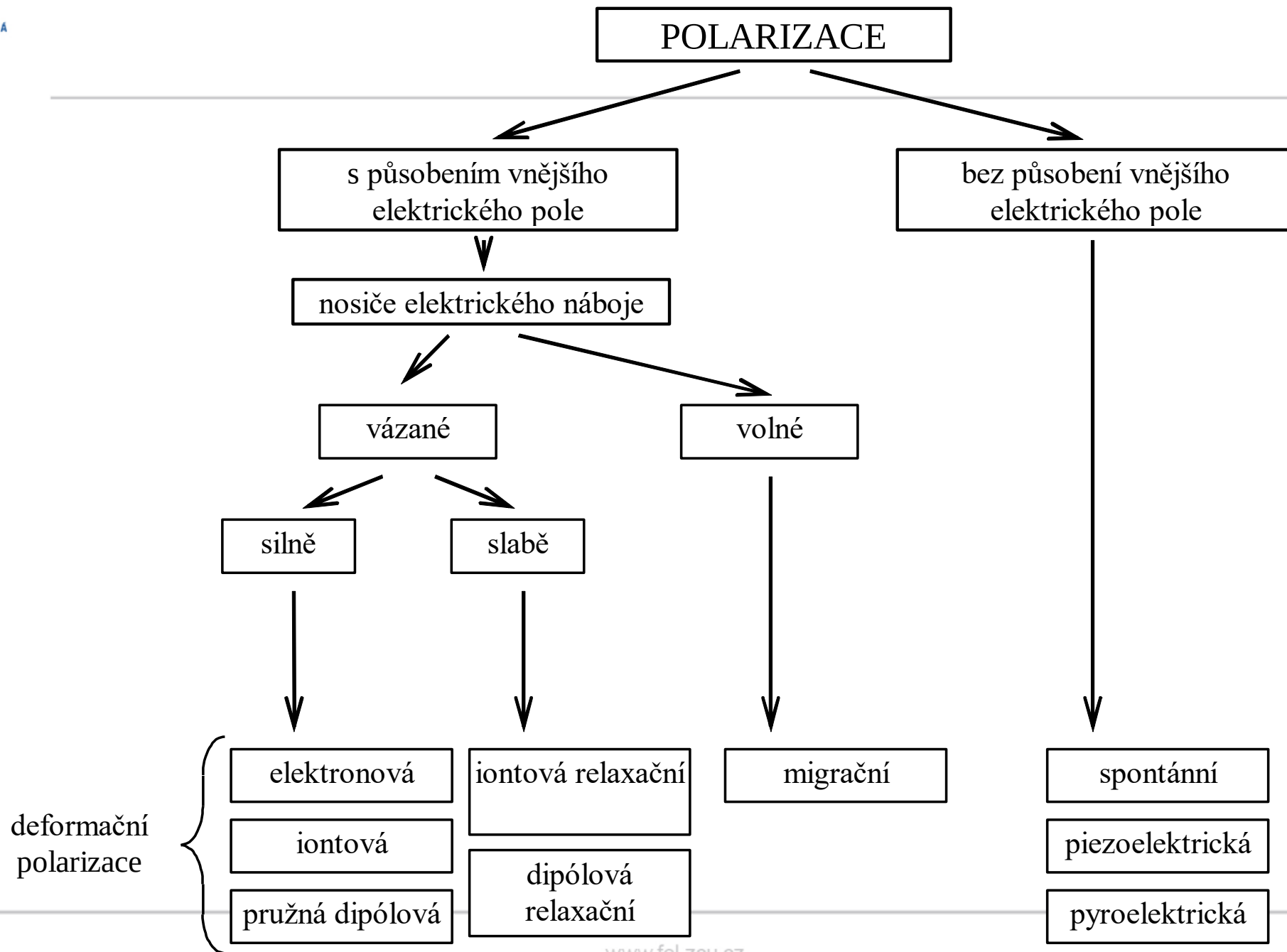
G = Al³⁺, Cr³⁺, Fe³⁺, V³⁺

T = Si⁴⁺, někdy s příměsí Al³⁺ a B³⁺

Y = O²⁻ nebo OH⁻

Z = F⁻, O²⁻ nebo OH⁻

Zdroj: Wikipedie



Deformační polarizace

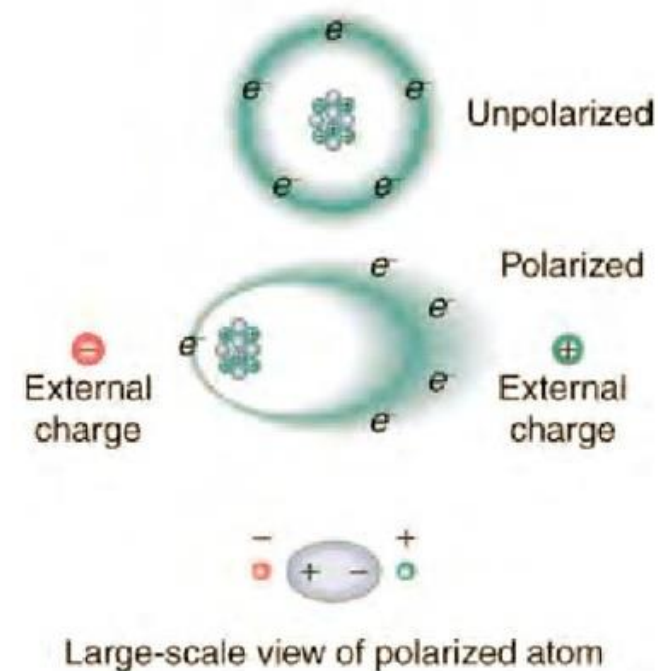
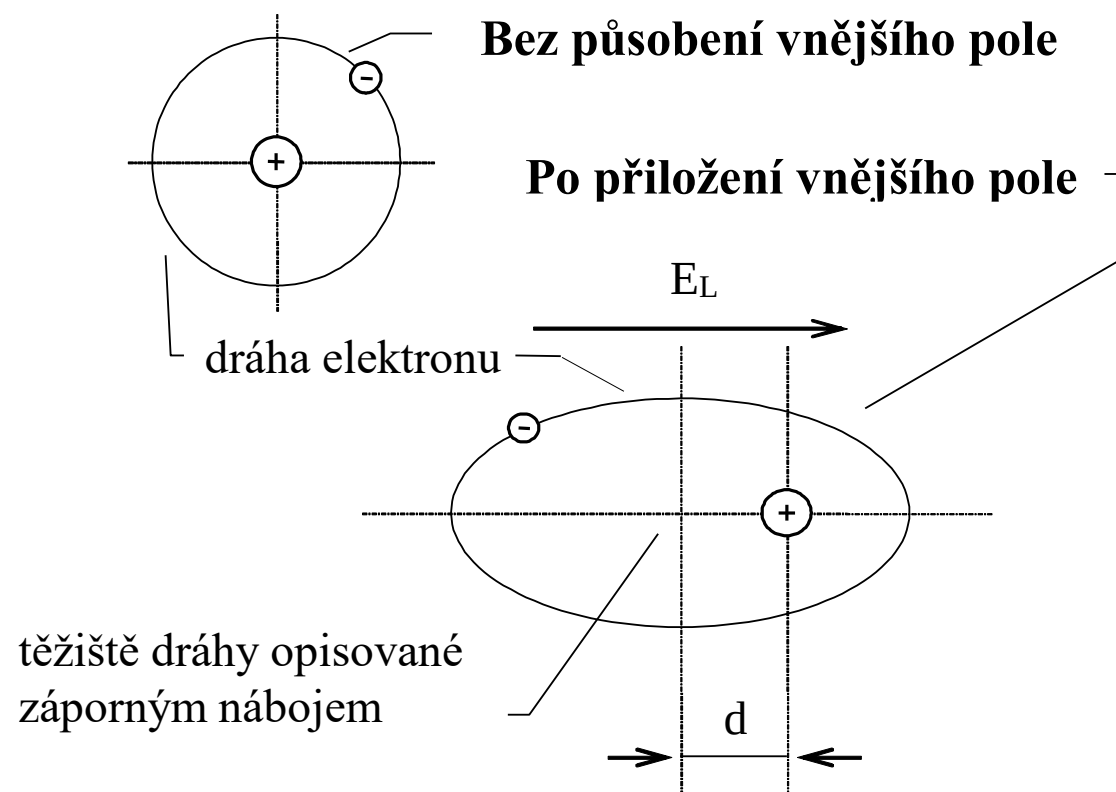
- ▶ Při těchto polarizacích je obvykle nosičem elektrického náboje elektron, iont, nebo i stálý dipól (zakotvený přímo ve struktuře látky díky její struktuře a stavbě). **Silně** vázaný nosič náboje je v atomu, molekule, či krystalu držen tak pevně, že vnější elektrické pole jej může pouze posunout na zcela minimální vzdálenost z jeho rovnovážné polohy. Tato vzdálenost je například u elektronové polarizace menší než rozměry samotného atomu. Ačkoli u deformačních polarizací dochází pouze k malému posunutí nosičů náboje, může být výsledné ovlivnění relativní permitivity dielektrika značné, neboť dochází k posunutí velkého množství nosičů. Pevná vazba nosičů je příčinou i velice krátkých časů ustálení polarizace. Stejně velmi rychle dochází i k navrácení nosičů do základních poloh po skončení působení elektrického pole. Díky pevné vazbě částic zúčastňujících se polarizačních dějů není pohyb nosičů vyvolaný přiloženým elektrickým polem ovlivňován jejich tepelným pohybem. Není závislý ani na tlaku či frekvenci, pochopitelně v případě, že se jedná o takový interval teplot a tlaků, které nemají za následek rozrušení látky nebo fázové přeměny – spojené se změnou struktury. S pevností vazby nosičů náboje souvisí i skutečnost, že **deformační polarizace jsou bezetrátové**.
- ▶ Do skupiny deformačních (pružných) polarizací řadíme polarizaci **elektronovou, iontovou a polarizaci pružně vázaných dipólových momentů**.

- Nepůsobí-li na atom vnější elektrické pole, jsou těžiště kladného náboje (jádro) i těžiště záporného náboje (elektronový obal) v jednom bodě. Atom není polarizovaný a nemá tedy dipólový moment. V případě, že se atom nalézá v elektrickém poli (v případě atomu dielektrika namáhaného určitým elektrickým napětím může být tímto polem Lorentzovo lokální pole), budou na kladný náboj jádra a na záporný náboj elektronového obalu působit elektrostatické (Coulombovské) síly opačného směru. Vzhledem k určité volnosti elektronů dojde k jejich posunutí vůči jádru – dojde k deformaci původního („klidového“) tvaru elektronového obalu. Tato deformace je spojena s posunutím těžiště záporného náboje o určitou vzdálenost od těžiště kladného náboje.

$$F_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \frac{|Q_1| \cdot |Q_2|}{r^2}$$

Polarizace elektronová

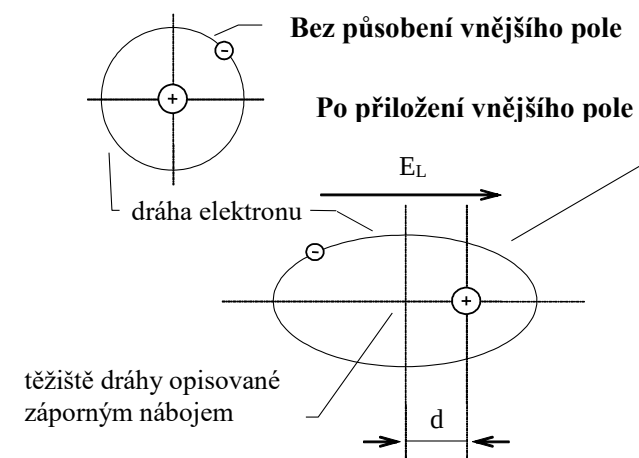
Bezeztrátová



Polarizace elektronová

Bezeztrátová

- Tato vzdálenost je dána rovnováhou síly způsobené lokálním elektrickým polem a sil, jimiž jsou elektrony vázány k jádru. Nejvýrazněji se pochopitelně posunou valenční elektrony, neboť jsou vázány k jádru nejslaběji. Posunutím těžišť nábojů na určitou vzdálenost **získá atom indukovaný dipólový moment**, jehož velikost je dána velikostí lokálního pole a schopností atomu se polarizovat – **polarizovatelností látky**. Vzdálenosti, na které se těžiště posouvají nejsou pochopitelně nijak velké. Nepřesahují rozměry atomu, neboť vazebné síly elektronů k jádru jsou poměrně značné. S minimální vzdáleností posuvu souvisí i vysoká rychlost ustálení – řádově v rozmezí $10^{-16} \div 10^{-13}$ s. Z toho také vyplývá, že pro běžné frekvence je tato polarizace frekvenčně nezávislá. Protože tento polarizační děj probíhá uvnitř atomů, není ovlivňován jejich tepelným pohybem. Proto je elektronová polarizace tepelně nezávislá. **Není spojena se ztrátou energie**. Je nutné zdůraznit, že k této polarizaci **dochází vždy, vyskytuje se u všech látek, ve všech skupenstvích**.

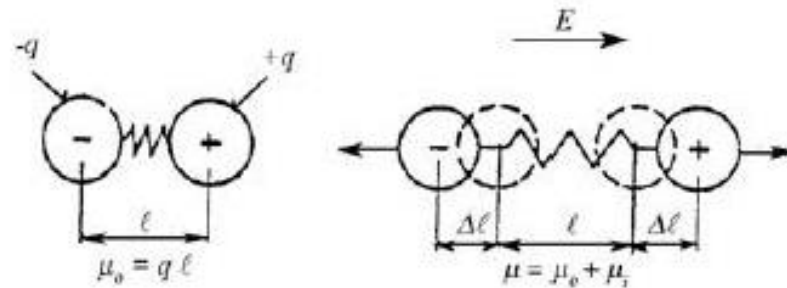
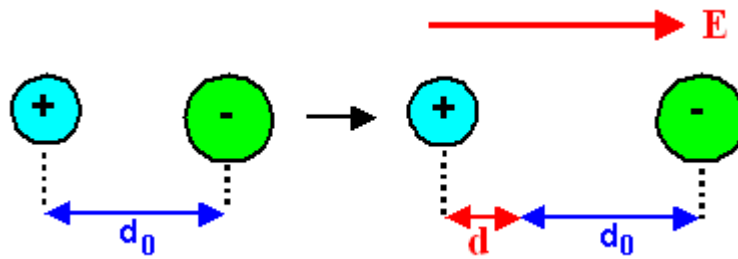


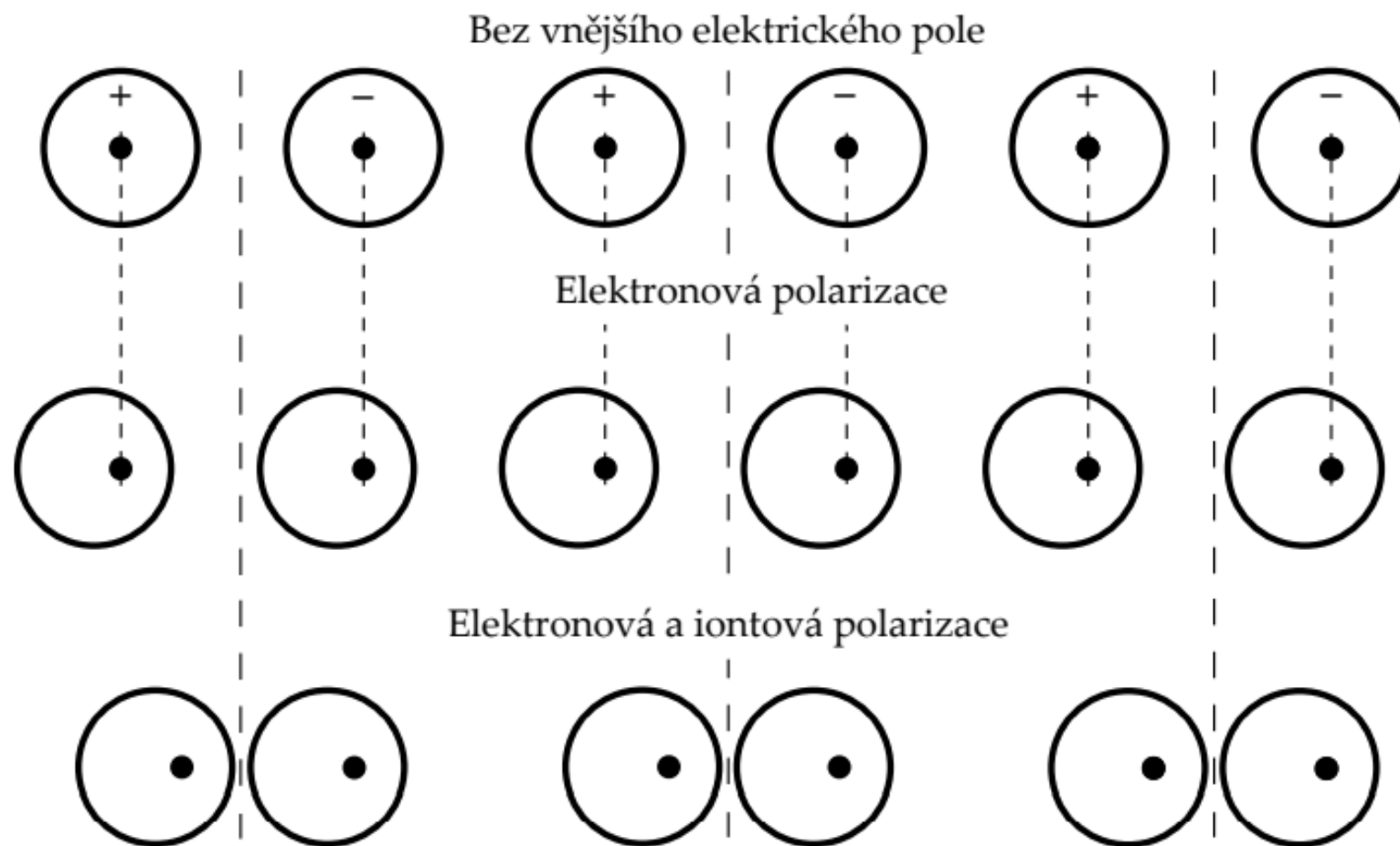
- Klíčovou roli v tomto případě hrají ionty, které jsou stavebními prvky iontových krystalů – ty jsou vázány iontovými vazbami. Zásadním rozdílem od polarizace elektronové je existence určitých dipólových momentů i bez přítomnosti vnějšího elektrického pole. Tyto permanentní dipólové momenty jsou důsledkem struktury dielektrika tvořené iontovými krystaly. Působením vnějšího elektrického pole dochází k pružnému posunutí iontů. O pružné jde proto, že ionty jsou v uzlech krystalové mříže vázány silně. Toto posunutí má za následek změnu velikosti jednotlivých dipólů i změnu jejich směru.

- Doby ustálení jsou zde větší než u polarizace elektronové. Pohybují se v rozmezí $10^{-13} \div 10^{-12}$ s. To znamená, že iontová polarizace je **frekvenčně nezávislá**. Opět jde o **polarizaci bezeztrátovou**. Iontová polarizace se nevyskytuje pouze u **látek s čistě iontovou vazbou**, ale i u **látek s** jistou **přechodnou vazbou** mezi vazbami iontovou a kovalentní. V takovém případě hovoříme o tzv. **atomové polarizaci**. V některých publikacích je dokonce tato atomová polarizace pokládána za samostatný druh.

Polarizace iontová

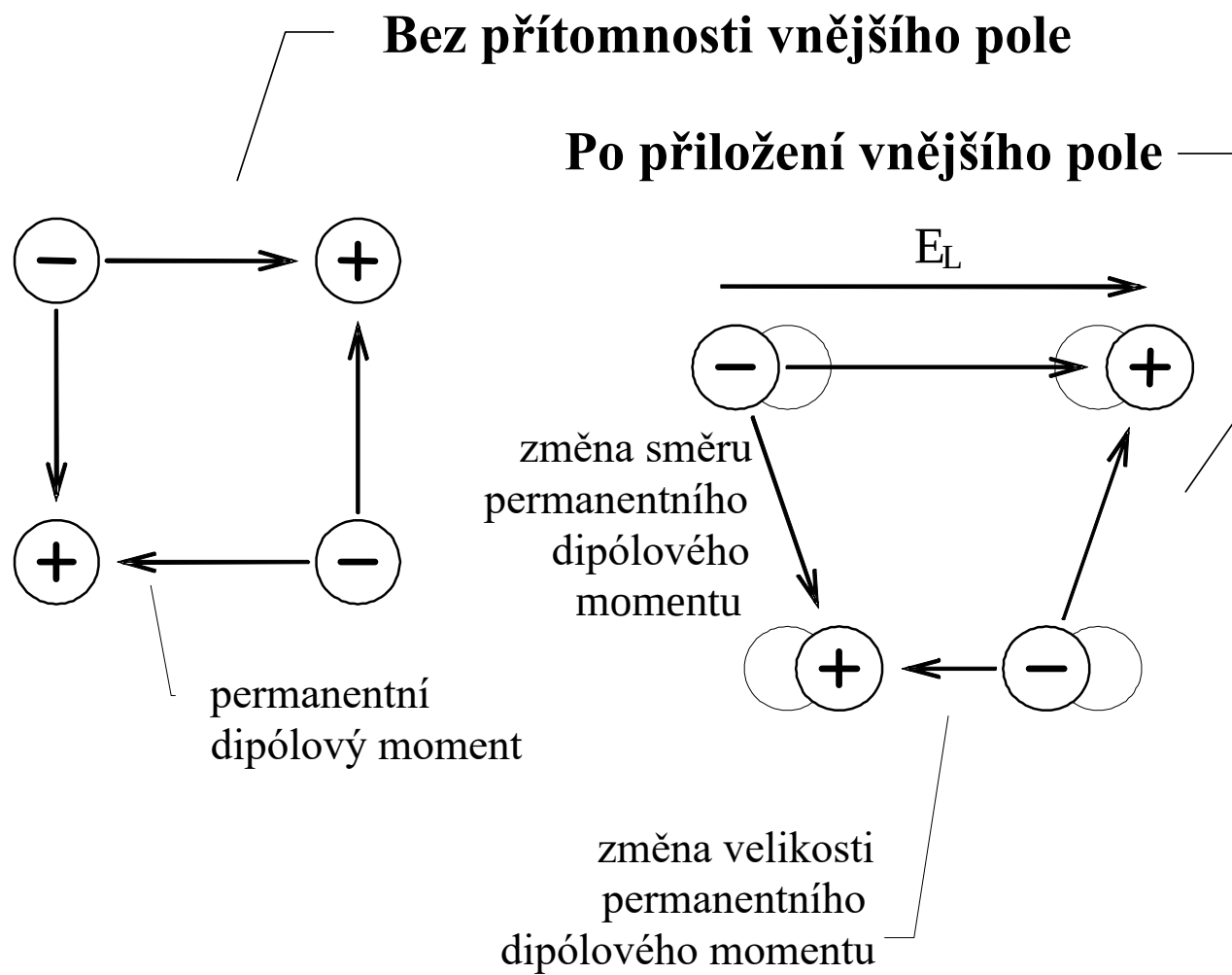
Bezeztrátová

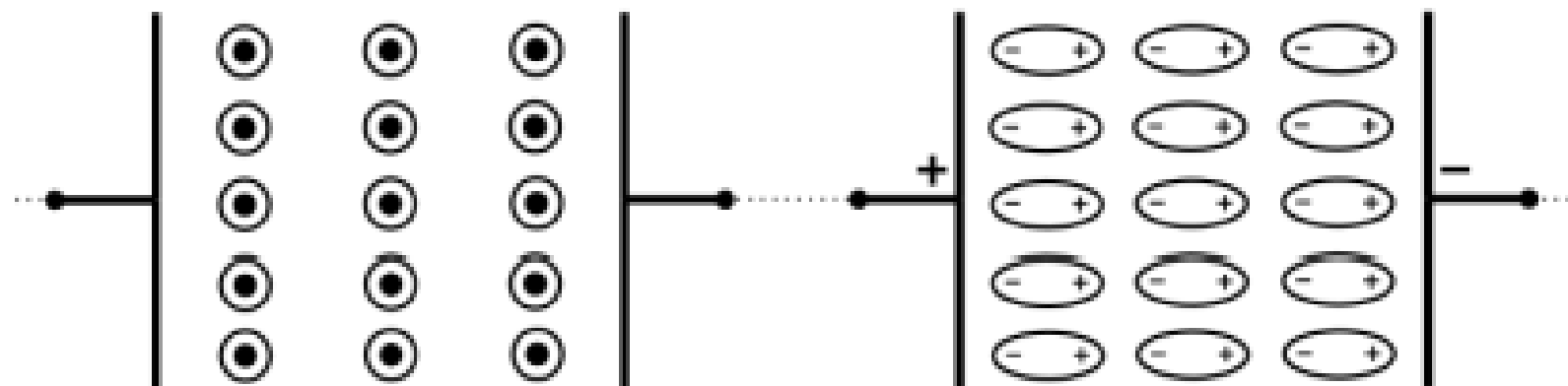




Polarizace pružně vázaných dipólových momentů

- Tento mechanismus polarizace se vyskytuje v **pevných látkách**, v nichž jsou **molekuly vázány pružnými vazbami**, ale přitom tak silnými, že může dojít jenom k **malým posuvům**. Působením vnějšího elektrického pole dojde opět ke změně velikostí a směrů dipólových momentů. Je tedy svojí podstatou podobná iontové polarizaci i doby ustálení se pohybují ve stejném intervalu $10^{-13} \div 10^{-12}$ s. Vazba molekul je natolik pevná, že lze zanedbat tepelný pohyb a polarizace je tedy **teplotně nezávislá** a považujeme ji za **bezeztrátovou**. Na *obr.* je tato polarizace označena jako pružná dipólová.

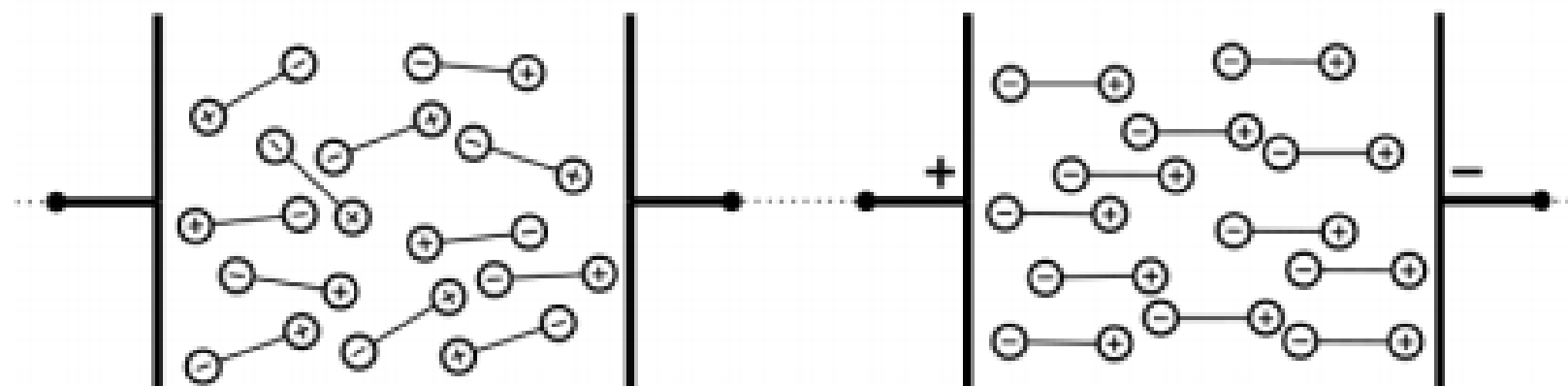


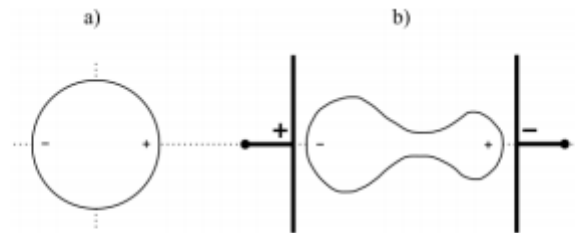


Obr. 3.3.1 Nepolární dielektrikum a) bez vlivu vnějšího elektrického pole, b) pod vlivem vnějšího elektrického pole [23, 28]

a)

b)





Obr. 3.4.2 Dipól s iontovým charakterem vazby a) bez vlivu vnějšího elektrického pole, b) pod vlivem vnějšího elektrického pole [38]

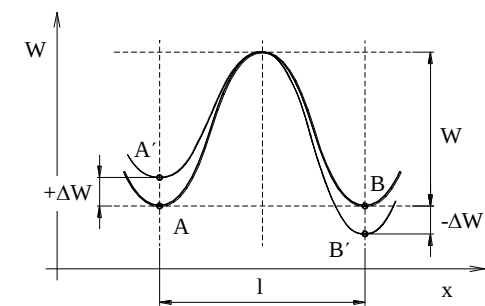
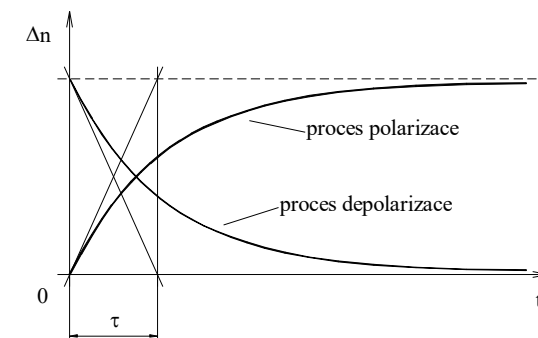
Relaxační polarizace = Polarizace ztrátové

Ztrátové polarizace

- Tyto polarizace se výrazně liší od předchozích a to jak dobou průběhu, která je značně delší, tak i formou. Ta je pro tyto polarizace charakteristická **relaxačními pochody**. Patří sem **relaxační polarizace iontová a relaxační polarizaci dipólová**. Na jejich mechanismu se podílejí slabě vázané částice, například molekuly plynných a kapalných dielektrikách. Je ovšem nutné si na tomto dobře uvědomit, že ionty jsou v dotýčných molekulách vázány silně. V pevných dielektrikách se slabě vázané ionty a elektrony vyskytují zejména v blízkosti defektů krystalické struktury. Na rozdíl od výše popsanych deformačních polarizačních mechanismů hraje v případě relaxačních polarizací rozhodující roli teplota – tepelný pohyb nosičů elektrického náboje. Díky tepelnému pohybu mohou slabě vázané částice překonávat poměrně snadno potenciálové bariéry mezi jednotlivými možnými polohami. Bez přítomnosti elektrického pole k polarizaci nedochází. Tepelný pohyb nosičů je totiž chaotický a všechny možné polohy nosičů jsou tedy stejně pravděpodobné a nedochází tedy k jejich nerovnoměrnému rozložení. Přiložením elektrického pole změníme poměry – výšky potenciálových bariér do té míry, že určité polohy nosičů náboje se stanou energeticky výhodnějšími – pravděpodobnějšími.

Ztrátové polarizace

- Tím se stane rozložení nosičů náboje v jednotce objemu nerovnoměrné, vznikne asymetrie a **jednotka objemu dielektrika získá dipólový moment**. Dojde k **relaxační polarizaci**. Zmíněná nesymetrie je využívána k matematickému popisu uvedených dějů pomocí modelu dvojité potenciální jámy.
- Důležitou skutečností, kterou si musíme uvědomit je to, že přechod od nepolarizovaného dielektrika k dielektriku zpolarizovanému nenastane okamžitě s přiložením elektrického pole. Celý proces polarizace je časově proměnným jevem silně závislejícím na vnějších podmínkách. Popisovaný průběh se dá popsat exponenciálou. K ustálenému stavu polarizace se tedy látka (její nosiče elektrického náboje) blíží asymptoticky.



- ▶ **Časová konstanta** tohoto **přechodového jevu** se nazývá **relaxační dobou** a je velice důležitou **charakteristickou hodnotou pro polarizaci**. Představit si to lze i tak, že nosiče elektrického náboje potřebují k zaujetí nové, energeticky výhodnější polohy určitý čas. Stejně tak zánik polarizace je přechodným jevem. Po skončení působení elektrického pole se nosiče vrací do svých výchozích poloh vlivem jejich tepelného pohybu. Ve srovnání s deformačními polarizacemi jsou časy ustálení u relaxačních polarizací mnohem delší i vzdálenosti, o které se
- ▶ nosiče náboje posunou, jsou větší. Zásadní rozdíl je rovněž v tom, že **relaxační polarizace jsou** na rozdíl od deformačních **ztrátové**.