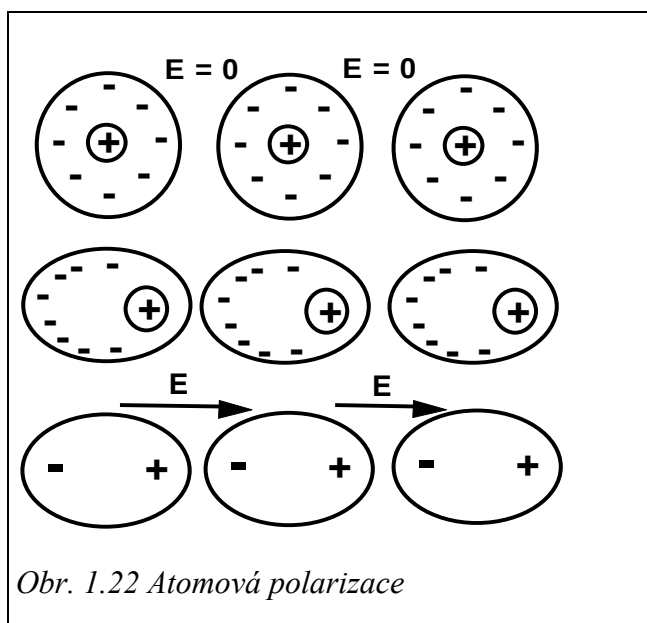


1. 7 Elektrické jevy v dielektriku

Dielektrika, to znamená nevodiče, jsou látky, které neobsahují volné elektrické náboje. V pevném dielektriku se nabitě částice (jádra, elektrony, ionty) nemohou volně pohybovat na velké vzdálenosti, jako např. volné elektrony v kovech, ale pohybují se pouze ve velmi malých oblastech kolem rovnovážných poloh. Za normálních podmínek tedy dielektrika nevedou elektrický proud. Elektrické pole má ale na dielektrikum výrazný vliv a naopak dielektrikum elektrické pole ovlivňuje. To plyne ze známého pokusu, kdy pozorujeme pokles napětí mezi deskami nabitěho kondenzátoru po vložení látkového dielektrika mezi desky. Vložíme-li dielektrikum do vnějšího elektrického pole, elektricky nabitě částice se posunou a vzniknou elektrické dipóly. Jestliže v dielektriku existovaly dipóly již před vložením do elektrického pole, dojde k jejich natočení do směru elektrického pole. Tento jev se nazývá polarizace dielektrika. Všimneme si, jakými způsoby se polarizace dielektrika uskuteční.

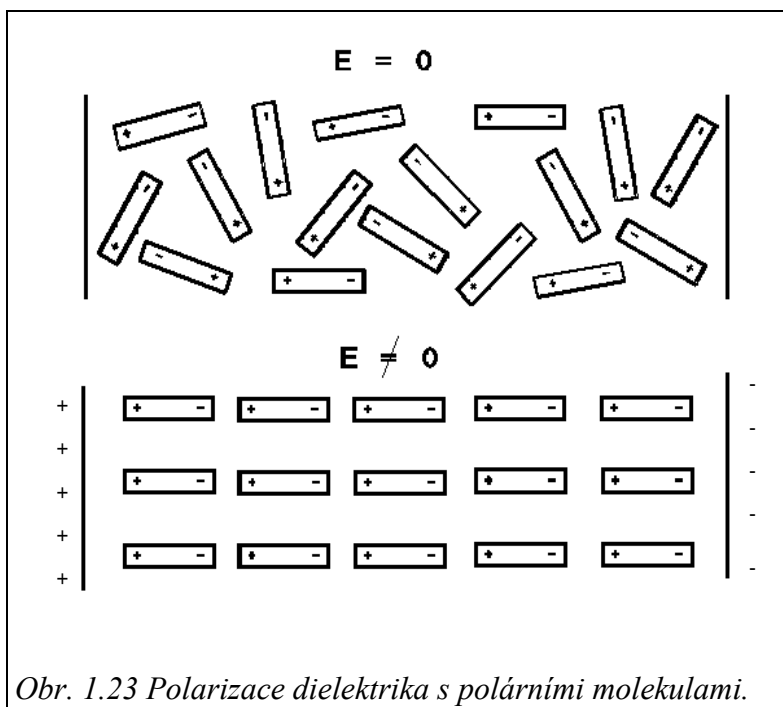


Obr. 1.22 Atomová polarizace

1. Atomová polarizace

Vzniká vzájemným posunem kladně nabitěho jádra a záporně nabitěho elektronového obalu v elektrickém poli. Jestliže atom není ve vnějším elektrickém poli, jsou elektrony rozloženy symetricky kolem jádra, takže jejich "střed" splývá s jádrem. Elektrický dipólový moment je nulový. Atom není dipólem. Vlivem elektrického pole se jádro posune ve směru pole a elektrony ve směru opačném. Vzniklá situace je znázorněná na obr. 1.22. Atom se potom jeví jako dipól.

2. Iontová polarizace



Obr. 1.23 Polarizace dielektrika s polárními molekulami.

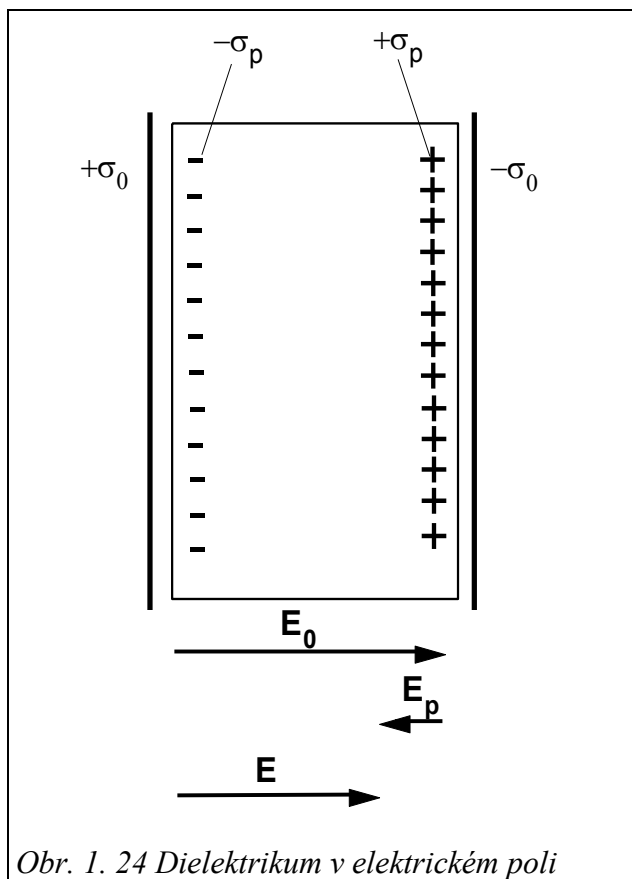
Existují dielektrika, jejichž molekuly jsou polární, to znamená, že mají nenulový elektrický moment i bez přítomnosti vnějšího elektrického pole. (nepochopitelně se nazývají takové molekuly, jejichž elektrický moment při $E = 0$ je nulový). Polární molekuly jsou molekuly s kladnými a zápornými ionty. Tvoří elektrické dipóly. Jako příklad můžeme uvést molekulu HCl , která se skládá z iontů H^+Cl^- . Také molekula vody je polární. Vlivem elektrického pole se především změní délka dipólu, takže se změní elektrický moment molekuly. Přestože každá polární molekula má elektrický moment i při $E = 0$, je výsledný elektrický moment makroskopické části dielektrika roven nule. To plyne z toho, že vlivem tepelného pohybu molekul jsou okamžité směry elektrických momentů jednotlivých molekul orientovány

zcela náhodně.

3. Orientační polarizace

Vliv vnějšího elektrického pole na částice dielektrika se tedy projevuje změnami dvojího druhu. Z nepolárních molekul vznikají dipóly a u polárních molekul se změni jejich elektrický moment. Mimoto má však pole na dipóly také účinek orientační. Při studiu chování dipólu v homogenním elektrickém poli jsme zjistili, že vlivem pole se dipóly natočí, orientují do směru pole. Ke stejnému jevu dochází u dipólů v dielektriku. Orientační působení elektrického pole je narušováno termickými pohyby molekul a proto je při každé teplotě možný jen určitý stupeň polarizace.

Elektrostatické pole v dielektriku



Vložíme-li mezi desky kondenzátoru dielektrikum, dojde k jeho polarizaci. Na povrchové ploše dielektrika, přivrácené ke kladně nabitě desce vznikne v důsledku polarizace převaha záporného náboje, na opačné povrchové ploše převaha náboje kladného. Tyto náboje, které se objevují na povrchu dielektrika se nazývají vázané nebo polarizační. Náboje na deskách kondenzátoru, které můžeme přivádět nebo odnímat, se nazývají volné. Pole v dielektriku je tvořeno volnými i polarizačními náboji. Pole v dielektriku kondenzátoru na obr. 1.24 je tvořeno dvěma vrstvami volných nábojů o plošné hustotě $\pm \sigma_0$ a dvěma vrstvami vázaných nábojů o plošné hustotě $\pm \sigma_p$. Intenzitu pole vytvořeného volnými náboji označíme E_0 a intenzitu pole vytvořeného polarizačními náboji označíme E_p .

Pro intenzitu výsledného pole platí

$$E = E_0 + E_p.$$

Protože vektory E_0, E_p jsou opačně orientovány, je velikost výsledné intenzity uvnitř dielek-

trika

$$E = E_0 - E_p, \text{ tedy } E < E_0. \quad (1.33)$$

Napětí mezi deskami kondenzátoru

$$U = Ed < E_0 d = U_0.$$

Pro intenzity E_0, E_p platí

$$E_0 = \frac{\sigma_0}{\epsilon_0}, \quad E_p = \frac{\sigma_p}{\epsilon_0}. \quad (1.33')$$

Dosazením do (1.33) dostaneme

$$E = \frac{1}{\epsilon_0} (\sigma_0 - \sigma_p) \quad (1.34)$$

Zavedeme veličinu

$$\chi_e = \frac{E_p}{E}, \quad (1.34')$$

kteřá se nazývá elektrická susceptibilita dielektrika. Z této definice plyne

$$E_p = \chi_e E,$$

$$\frac{\sigma_p}{\varepsilon_o} = \chi_e E.$$

Dosazením do (1.34) obdržíme

$$E = \frac{1}{\varepsilon_o} (\sigma_o - \varepsilon_o \chi_e E) = \frac{\sigma_o}{\varepsilon_o} - \chi_e E.$$

Po úpravě

$$E = \frac{\sigma_o}{\varepsilon_o (1 + \chi_e)} = \frac{E_o}{1 + \chi_e}.$$

Zavedeme označení

$$\varepsilon_r = 1 + \chi_e,$$

kde ε_r se nazývá relativní permitivita dielektrika. Platí tedy

$$E = \frac{E_o}{\varepsilon_r}. \quad (1.35)$$

Tento výsledek můžeme vyjádřit takto: **polarizací dielektrika se elektrostatické pole zeslabí ε_r – krát**. Důvod tohoto zeslabení spočívá v tom, že přítomností látkového dielektrika se zmenší celková hustota náboje na rozhraní nabitých těles a dielektrika. Podle (1.33') platí pro hustotu volných a vázaných nábojů

$$\sigma_o = \varepsilon_o E_o \quad \sigma_p = \varepsilon_o E_p$$

a skutečná hustota náboje na okrajích dielektrika

$$\sigma = \sigma_o - \sigma_p = \varepsilon_o (E_o - E_p) = \varepsilon_o E = \varepsilon_o \frac{E_o}{\varepsilon_r} = \frac{\sigma_o}{\varepsilon_r},$$

je tedy ε_r – krát menší než hustota volných nábojů.

Veličina $\varepsilon = \varepsilon_o \varepsilon_r$ se nazývá permitivita dielektrika. Jednotka $\varepsilon = \text{Fm}^{-1}$ je stejná jako jednotka permitivity vakua. Veličina ε je látková konstanta dielektrika. Relativní permitivity různých dielektrik jsou uvedeny v tabulkách. Pro vzduch $\varepsilon_r = 1$.

Výsledek, vyjádřený vztahem (1.35) můžeme zobecnit na elektrostatické pole vytvořené libovolnými náboji. Ve vakuu se intenzita elektrostatického pole v okolí bodového náboje Q rovná

$$E = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_o r^2}.$$

V dielektriku bude intenzita pole

$$E = \frac{Q}{4\pi\epsilon_o\epsilon_r r^2}.$$

Coulombův zákon v látkovém dielektriku má tvar

$$E = \frac{Q_1 Q_2}{4\pi\epsilon_o\epsilon_r r^2}.$$

Ze vztahu (1.35) plyne také vztah mezi napětím kondenzátoru s dielektrikem U a napětím U_o

$$U = \frac{U_o}{\epsilon_r}.$$

Pro kapacitu kondenzátoru s dielektrikem tedy platí

$$C = \frac{Q}{U} = \frac{Q}{U_o} \epsilon_r = \frac{\epsilon_o \epsilon_r S}{d}.$$

Kapacita kondenzátoru s látkovým dielektrikem je tedy ϵ_r – krát.větší než kapacita téhož kondenzátoru s vakuem.

Pro hustotu energie elektrostatického pole v dielektriku dostaneme v případě konstantního pole (kondenzátor je připojen ke zdroji)

$$W_e = \frac{1}{2} \epsilon_o \epsilon_r E^2. \quad (1.36)$$

Z makroskopického hlediska lze tedy vliv homogenního dielektrika vyjádřit zavedením konstanty ϵ_r . Můžeme pak formálně zachovat všechny vztahy, uvedené pro elektrostatické pole ve vakuu, jestliže v nich zaměníme permitivitu vakua ϵ_o permitivitou dielektrika $\epsilon = \epsilon_o \epsilon_r$.

Vektory elektrického pole v dielektriku

Vektor *polarizace* $\mathbf{P}$ charakterizuje stupeň polarizace dielektrika. Když vložíme dielektrikum do vnějšího pole, nastane polarizace. Dipóly se orientují do směru pole a součet momentů dipólů se liší od nuly tím více, čím je pole silnější. Jako míru polarizace dielektrika zavádíme vektor polarizace

$$\mathbf{P} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta \mathbf{p}}{\Delta V} = \frac{d\mathbf{p}}{dV}, \quad (1.37)$$

kde $\Delta \mathbf{p} = \sum \mathbf{p}_o$ je součet elektrických momentů všech molekul v objemu ΔV . Vektor polarizace má v určitém místě v homogenním poli velikost číselně rovnu elektrickému momentu objemové jednotky dielektrika. Jednotka $\mathbf{P} = \text{Cm}^{-2}$.

Uvažujme dielektrikum ve tvaru vrstvy (obr. 1.24). Je-li Q_p povrchový vázaný náboj vrstvy o velikosti plochy S a tloušťce d , je velikost elektrického momentu této vrstvy, kterou si můžeme představit jako jeden velký dipól, dána součinem $Q_p d$. Protože objem vrstvy je Sd , platí

$$P = \frac{Q_p d}{Sd} = \frac{Q_p}{S} = \sigma_p.$$

Velikost vektoru polarizace je tedy rovna plošné hustotě vázaného náboje.

Vztahem (1.34') byla formálně zavedena susceptibilita dielektrika. Všimneme si fyzikálního obsahu tohoto pojmu. Z výkladu fyzikálního jevu polarizace je zřejmé, že elektrický moment molekuly dielektrika je úměrný intenzitě pole v dielektriku, tedy $\mathbf{p} = \alpha \mathbf{E}$, kde konstanta úměrnosti α se nazývá polarizovatelnost. Je-li n_o počet molekul v jednotce objemu, platí pro vektor polarizace

$$\mathbf{P} = n_o \mathbf{p} = n_o \alpha \mathbf{E}$$

a jeho velikost

$$P = \sigma_p = n_o \alpha E.$$

Intenzita pole vázaných polarizačních nábojů je pak dána vztahem

$$E_p = \frac{\sigma_p}{\epsilon_o} = \frac{n_o \alpha}{\epsilon_o} E.$$

Susceptibilitu dielektrika lze tedy vyjádřit

$$\chi_e = \frac{E_p}{E} = \frac{n_o \alpha}{\epsilon_o}$$

a protože

$$P = \sigma_p = n_o \alpha E,$$

tak platí

$$\chi_e = \frac{P}{\epsilon_o E}.$$

Susceptibilita dielektrika je tedy číselně rovna polarizaci látky v elektrickém poli o jednotkové intenzitě, dělené permitivitou vakua. Dielektrika nazýváme lineární, jestliže jejich susceptibilita nezávisí na intenzitě pole. Při nízkých hodnotách E zůstávají běžná dielektrika lineární.

Vektor elektrické indukce

Vektor intenzity elektrostatického pole, který jsme zavedli vztahem $\mathbf{E} = \frac{\mathbf{F}}{q}$ je zcela postačující k popisu i výkladu všech vlastností elektrostatického pole. V Maxwellově teorii elektromagnetického pole je však důležitý další vektor $\mathbf{D}$, který se nazývá *elektrická indukce*. Vektor $\mathbf{D}$ je definován v libovolném prostředí jako součin permitivity a intenzity elektrostatického pole.

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} = \epsilon_o \epsilon_r \mathbf{E}. \quad (1.38)$$

Oba vektory $\mathbf{E}$, $\mathbf{D}$ jsou v homogenním a izotropním prostředí souhlasně rovnoběžné a jejich velikosti jsou úměrné. Vektor $\mathbf{E}$ i skalární veličina ϵ jsou závislé na prostředí, vektor $\mathbf{D}$ však na prostředí nezávisí, neboť

$$D = \epsilon_o \epsilon_r E = \epsilon_o \epsilon_r \frac{E_o}{\epsilon_r} = \epsilon_o E_o = \sigma_o. \quad (1.39)$$

Jednotka $D = \text{Cm}^{-2}$

Velikost vektoru elektrické indukce je rovna plošné hustotě volného náboje a je na dielektriku tedy nezávislá.

Vektor indukce můžeme vyjádřit ve fyzikálně názornějším tvaru. Vzhledem ke vztahu mezi relativní permitivitou a susceptibilitou

$$\varepsilon_r = 1 + \chi_e = 1 + \frac{P}{\varepsilon_o E}$$

dostaneme pro velikost elektrické indukce

$$D = \varepsilon_o \varepsilon_r E = \varepsilon_o E \left(1 + \frac{P}{\varepsilon_o E} \right) = \varepsilon_o E + P.$$

Ve vektorovém tvaru je vztah mezi vektory $\mathbf{D}$, $\mathbf{E}$, $\mathbf{P}$ vyjádřen následujícím zápisem

$$\mathbf{D} = \varepsilon_o \mathbf{E} + \mathbf{P}.$$

Elektrický indukční tok.

V kapitole 1.4 jsme definovali fyzikální veličinu tok intenzity plochou S

$$N(S) = \int_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S}$$

Analogicky se zavádí *elektrický indukční tok* plochou S

$$\psi(S) = \int_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = \int_S \varepsilon \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = \varepsilon \cdot N(S).$$

Elektrický indukční tok uzavřenou plochou

$$\psi(V) = \oint \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = \varepsilon \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = \varepsilon \cdot N(V).$$

Pro tok intenzity uzavřenou plochou platí Gaussova věta

$$N(V) = \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = \frac{\sum Q_i}{\varepsilon_o}.$$

Gaussova věta platí v libovolném prostředí za předpokladu, že za Q_i dosazujeme skutečné náboje, obsažené v objemu V , které jsou ε_r krát menší, než volné náboje Q_{io} , t.j.

$$Q_i = \frac{Q_{io}}{\varepsilon_r}.$$

Pro indukční tok uzavřenou plochou tedy platí

$$\psi(V) = \oint \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = \sum Q_{io}.$$

Tato formulace představuje tzv. zobecněný tvar Gaussovy věty pro libovolné dielektrikum:

Elektrický indukční tok libovolnou uzavřenou plochou je roven algebraickému součtu všech volných nábojů uvnitř této plochy.

Některé speciální jevy v dielektriku

V dokonalém dielektriku by nebyly žádné volné náboje. Ve skutečném dielektriku je vždy určitý, i když velmi malý počet volných elektronů, které způsobují nepatrnou elektrickou vodivost dielektrika. Volné elektrony mohou vzniknout v důsledku termických srážek atomů nebo vlivem záření. Elektrické pole tyto volné elektrony urychluje. V silném elektrickém poli tak může elektron získat energii dostatečnou k ionizaci, počet volných elektronů lavinovitě roste, dielektrikem začne procházet proud a dochází k elektrickému průrazu dielektrika, které u pevného dielektrika znamená jeho znehodnocení. Mezní hodnota intenzity elektrického pole, nad kterou látka ztrácí své izolující vlastnosti a stává se vodičem, se nazývá *dielektrická pevnost*. Např. pro vzduch za normálního atmosférického tlaku u kulového vodiče je tato hodnota $E = 3 \cdot 10^4 \text{ Vm}^{-1}$. Ve vzduchu se jako důsledek ionizace objevuje v místech velké intenzity tzv. *korona*, která způsobuje energetické ztráty na vedeních vysokého napětí.

U některých krystalických dielektrik dochází k polarizaci i jinými fyzikálními vlivy než je působení elektrického pole. ***Piezoelektrický jev spočívá v polarizaci, vyvolané mechanickou deformací.*** Jestliže vyřizneme určitým způsobem destičku např. z krystalu křemene a podrobíme ji mechanickému namáhání (tlak, tah), vznikají na protilehlých stěnách stejně velké opačné povrchové náboje. Hustota náboje na ploše je úměrná působícímu mechanickému napětí. K piezoelektrickému jevu existuje obrácený jev, který se nazývá ***elektrostrikce: vložíme-li na polepy destičky potenciální rozdíl, deformuje se destička tak, že se její rozměry změny úměrně potenciálnímu rozdílu.*** Přímý i obrácený piezoelektrický jev mají významné technické využití, např. piezoelektrické generátory ultrazvuku, vzájemná přeměna mechanických kmitů a elektrických oscilací, kmitočtové a časové normály.

U některých látek lze dosáhnout permanentní polarizace i uměle, jestliže je roztavíme a necháme chladnout v silném elektrickém poli. Takové látky (vosk, pryskyřice) se nazývají *elektrety* a představují elektrickou obdobu permanentního magnetu.

Kontrolní otázky ke kapitole 1. Elektrostatické pole.

1. Uveďte a vysvětlete základní typy polarizace dielektrika.
2. Jak se změní kapacita deskového kondenzátoru po vložení látkového dielektrika?
3. Definujte vektor polarizace $\mathbf{P}$ a vektor elektrické indukce $\mathbf{D}$. Uveďte vztah mezi nimi v látkovém dielektriku.
4. Napište a vysvětlete Gaussův zákon pro indukční tok.
5. Vysvětlete piezoelektrický jev a elektrostrikci. Co jsou elektrety?