

Az elektrosztatika törvényei anyag jelenlétében, dielektrikumok

Az elektrosztatika alaptörvényeinek vizsgálata a kezdeti időkben levegőben történt, és a különféle töltéselrendezések elektromos erőterét azzal a feltételezéssel tárgyalták, hogy a levegő jelenléte arra semmilyen hatást nem gyakorol. Később kiderült, hogy ez a feltételezés közel jár az igazsághoz: a levegő módosító hatása valóban nagyon kicsi, ezért a megállapított törvények igen jó közelítéssel megegyeznek az üres térben (vákuumban) érvényes törvényekkel.

A valóságban azonban az elektromos töltések közötti teret különböző anyagok (gázok, folyadékok, szilárd anyagok) tölthetik ki, és nem zárható ki, hogy ezek jelenléte az elektromos erőhatásokat – és így az elektromos erőteret – módosítja. Ezt a feltételezést az a tény is megerősíti, hogy az anyagok töltött részecskékből épülnek fel, tehát várhatóan maguk is befolyásolhatják a bennük kialakuló elektromos erőteret.

Ebből a szempontból a vezetők (fémek) nem különösen érdekesek, hiszen azok belsejében sztatikus elektromos erőter nem lehet, ezért a továbbiakban csak szigetelőkkel foglalkozunk. A szigetelők jellegzetessége éppen az, hogy a töltések bennük kötődtek, hosszú távú mozgásuk erősen korlátozott, ezért bennük elektromos erőter jöhet létre.

Azt, hogy egy szigetelő valóban módosítja az elektromos erőteret, néhány egyszerű kísérlettel demonstrálhatjuk.

KÍSÉRLETEK:

- ◆ Síkkondenzátort elektrométerrel kapcsolunk össze, és feltöltjük: az elektrométer kitér. A feltöltött kondenzátorba szigetelő lapot csúsztatunk: az elektrométer kitérése csökken. Ha a lapot kihúzzuk, az elektrométer az eredeti kitérést mutatja.
- ◆ Cérnára egymás közelében fémgömböt és paraffin gömböt függesztünk fel. A fémgömböt feltöltve, az vonzza a paraffin gömböt. Ha a kísérletet úgy ismétljük meg, hogy a két gömböt ricinusolajba merítjük, akkor a gömbök taszítják egymást.
- ◆ Vízcsapból kifolyó gyenge vízszugárhoz megdörzsölt üvegrudat közelítünk: a vízszugár az üvegrúd felé eltérül (vonzás).
- ◆ Üvegpoharat egy nagyobb méretű fém pohárba tesszük, és belsejébe kisebb méretű fém poharat helyezünk el, tehát egy szigetelőt tartalmazó kondenzátort készítünk (Leydeni palack). A kondenzátort nagy feszültségre feltöltjük, majd szétszedjük, és a fém poharakat töltésmentesítjük. Ha a kondenzátort ismét összerakjuk, azon töltést találunk.

A jelenségekben egyértelmű a jelenlévő *szigetelő anyag*, más néven *dielektrikum* szerepe, ezért érdemes megvizsgálni, hogy mi történik egy szigetelőben ha elektromos erőterbe helyezjük.

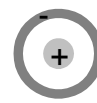
A továbbiakban a különböző elektromos erőterek megkülönböztetése érdekében az erőteret létrehozó töltéseket két csoportba osztjuk. Tudjuk, hogy az anyagokban normális körülmények között azonos mennyiségű pozitív és negatív töltés van jelen. Azokat a töltéseket, amelyek az ellenkező előjelű párjaikkal együtt fordulnak elő (vagyis egy térfogatban a töltések algebrai összege nulla), *kötött töltéseknek* nevezzük. Vannak olyan módszerek (pl. dörzsölés), amelyekkel a kétféle töltést szét lehet választani, és így egy térrészben többségbe kerül az egyik előjelű töltés. Az ilyen, ellenkező előjelű töltéspárjaitól elválasztott ("megszabadított") töltést – a kialakult szokásnak megfelelően – *szabad*

töltéseknek nevezzük (az elnevezés nem túl szerencsés, mert ezek a töltések gyakran nem mozgásképesek, tehát a szó szokásos értelmében nem biztos, hogy szabadok).

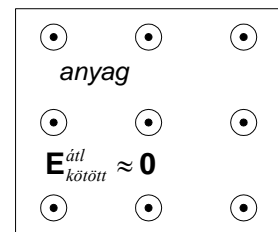
Elektromos erőtér szigetelőben

A szigetelők belsejében kialakuló elektromos tér várhatóan különbözni fog attól a tértől, amit szabad töltések (pl. egy feltöltött fémdarab) vákuumban hoztak volna létre, hiszen az anyagot alkotó kötött töltések tere módosítja azt. Ez annak ellenére így van, hogy az anyagok kifelé általában semlegesnek mutatkoznak, sőt rendszerint az anyagot alkotó kötött töltések elektromos terei is semlegesítik egymást. Az anyagokban jelenlévő kötött töltések ugyanis az alábbi két alapvető elrendezésben találhatók.

Az anyagot alkotó atomokban a kétféle töltés bizonyos esetekben gömbszimmetrikus képződményt hoz létre (a) ábra), amely csak a töltések közötti térben – vagyis az atom belsejében – hoz létre elektromos teret. Ilyenkor – külső tér nélkül – az atomok közötti térben az átlagos elektromos tér gyakorlatilag nulla (b) ábra).

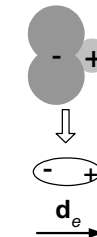


a)

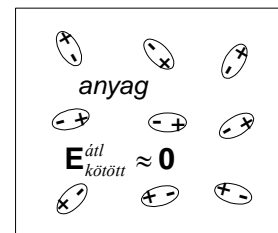


b)

Egy másik töltéselrendeződés az, amelyben az atom vagy molekula ellenkező előjelű töltéseinek súlypontjai nem esnek egybe, vagyis a töltéselrendeződés egy dipólushoz hasonlít (c) ábra). A kötött töltések ilyen elrendezésének már "kifelé" is van elektromos tere. Az esetek többségében azonban az atomok vagy molekulák közötti térben rendszerint mégsem alakul ki hosszú távú elektromos tér, mert a molekuláris dipólusok irányukat tekintve rendszerint elhelyezkednek el, így egymás elektromos terét kioltják (d) ábra).

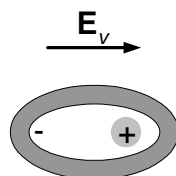


c)

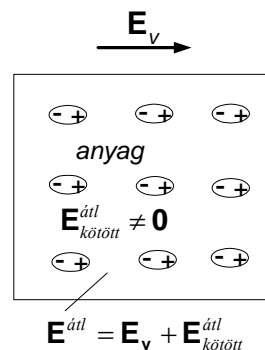


d)

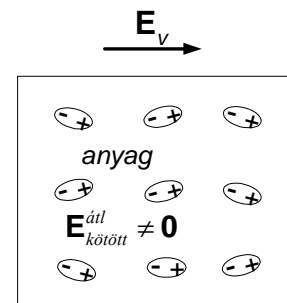
A helyzet azonban gyökeresen megváltozik, ha a szigetelőt elektromos erőterbe helyezzük. Az eredetileg gömbszimmetrikus atomokban az elektromos erőter hatására a töltések elmozdulnak, és a térerősség irányával párhuzamos dipólus jön létre (a) ábra), aminek már az atomon kívül is van elektromos tere. Így az anyag a külső elektromos erőter hatására a térerősséggel párhuzamos dipólusokat tartalmazó állapotba (b) ábra) megy át.



a)



b)

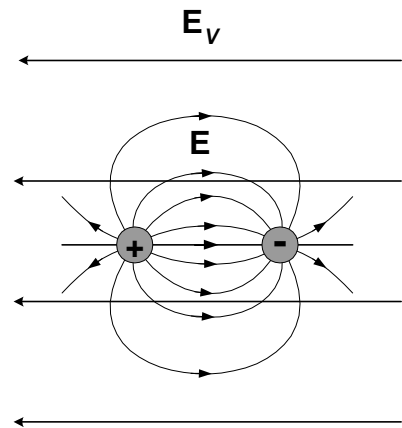


c)

Külső erőter hatására ehhez hasonló végállapot jöhet létre az eredetileg rendezetlen

dipólusokat tartalmazó anyagban is. Ha a dipólusok forgásképesek (és valamilyen mértékben mindig azok), akkor az erőter hatására rendeződnek, azaz kisebb-nagyobb mértékben a térerősség irányával párhuzamos helyzet felé elfordulnak (c) ábra), aminek következtében egymás terét már nem oltják ki.

A végeredmény mindkét esetben ugyanaz: a külső erőter hatására a kötött töltések a molekulák közötti térben egy hosszú távú elektromos erőteret hoznak létre, amely a külső erőterhez hozzáadódik. Mivel a térerősség irányába beállt dipólusok erőtere a két töltés közötti, legerősebb erőter tartományában a külső erőter irányával lényegében ellentétes (ábra), az anyagban létrejövő elektromos erőter várhatóan kisebb lesz, mint amilyen az anyag jelenléte nélkül lenne.



A polarizáció hatását tehát az alábbi módon foglalhatjuk össze:

- ♦ Ha az anyagban eredetileg gömbszimmetrikus, kifelé elektromos erőteret nem mutató atomok vannak, akkor az erőter hatására az ellenkező előjelű töltések szétválnak, így a külső erőter irányában rendezett dipólusok jönnek létre, amelyeknek eredő elektromos erőtere van.
- ♦ Ha vannak az anyagban dipólus-molekulák (pl. víz), akkor külső elektromos erőter nélkül azok átlagos erőtere a rendezetlen beállítás miatt nulla, a külső elektromos erőter azonban rendezi őket, és így lesz eredő elektromos erőterük.

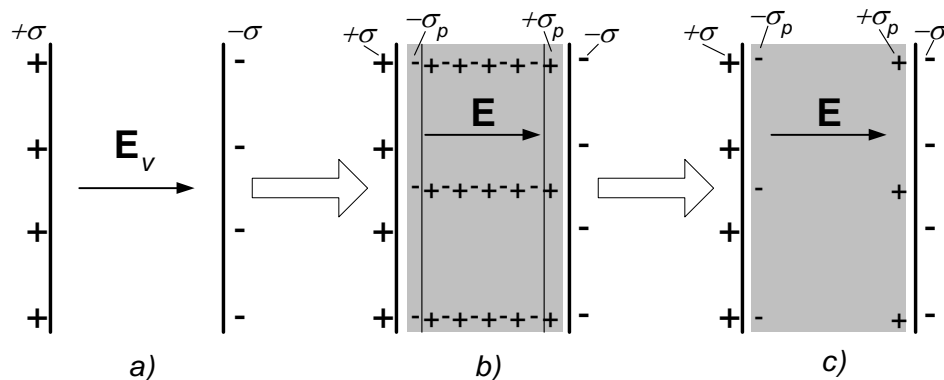
A szigetelőnek azt az állapotát, amikor benne orientált dipólusok jelennek meg, *polarizált állapotnak*, a folyamatot, amelynek során ez az állapot létrejön *a szigetelő polarizációjának* nevezzük. A feladatunk tehát röviden megfogalmazva az, hogy meghatározzuk a polarizált szigetelőben a kötött töltések elektromos erőterét, majd azt a külső (szabad töltések által keltett) térrel összegezve, kiszámítjuk a szigetelőben kialakuló eredő elektromos erőteret. A kötött töltések erőtere azonban nagyon bonyolult, ezért annak pontos meghatározása helyett csupán egy átlagos erőter kiszámítására vállalkozhatunk (ez egyébként a gyakorlati feladatok többségénél elegendő).

Most az egyszerűség kedvéért az anyagban kialakult elektromos tér meghatározását a legegyszerűbb esetben (homogén, izotróp, lineáris anyagok) mutatjuk be, egy egyszerű modell segítségével.

Megvizsgáljuk azt is, hogy a szigetelő jelenléte hogyan módosítja az elektrosztatika alaptörvényeit és az erőter jellemzésére bevezetett különböző mennyiségeket.

A polarizáció egyszerű modellje

Ha egy hasáb alakú szigetelőt feltöltött síkkondenzátorba helyezünk (a kondenzátor lemezein lévő szabad töltéssűrűség nagyságát az *a*) ábrán σ -val jelöltük), akkor az ott kialakult elektromos erőter hatására a szigetelő polarizálódik. A polarizált anyagban

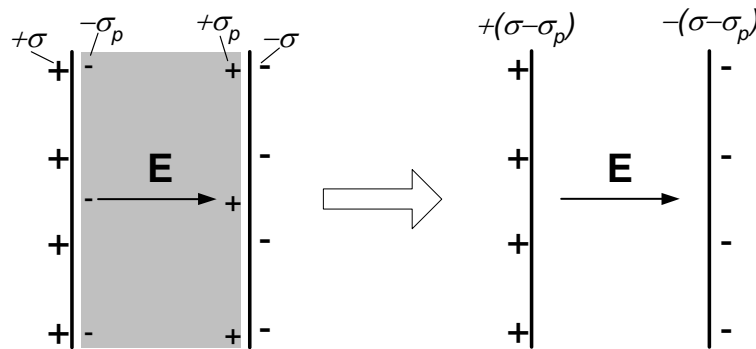


létrejött dipólusokat a modellben az ábrán látható dipólláncok formájában képzeljük el (b) ábra). A láncok belsejében a dipólusok töltései nagyjából semlegesítik egymás hatását, a láncok végén azonban marad egy-egy kompenzálatlan polarizációs töltés. Emiatt a kondenzátor pozitív elektródjánál negatív-, a negatív elektródnál pozitív polarizációs töltésréteg jelenik meg, ami olyan hatást eredményez, mintha a lemezeken lévő szabad töltések nagysága lecsökkent volna (a kialakult polarizációs töltéssűrűség nagyságát a b) és c) ábrán σ_p -vel jelöltük).

Tudjuk, hogy egy üres (anyagot nem tartalmazó), feltöltött síkkondenzátorban az elektromos térerősség (E_v) nagysága

$$E_v = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}.$$

A polarizációs töltések hatását úgy vehetjük figyelembe, hogy a szigetelőt tartalmazó kondenzátort helyettesítjük egy olyan üres kondenzátorral, amelynek a lemezein csak $\sigma - \sigma_p$ töltés van (ábra).



Ekkor a szigetelővel kitöltött kondenzátorra alkalmazhatjuk az üres kondenzátorra érvényes összefüggést, és a benne kialakult térerősségre (E) az

$$E = \frac{\sigma - \sigma_p}{\varepsilon_0}$$

összefüggést kapjuk.

Figyelembe véve a σ töltésű üres kondenzátorban létrejött térerősség kifejezését, a szigetelőben kialakult térerősség

$$E = E_v - \frac{\sigma_p}{\varepsilon_0},$$

ami – várakozásunknak megfelelően – kisebb, mint az ugyanakkora szabad töltéssel feltöltött üres kondenzátorbeli térerősség.

A kapott összefüggés azonban ebben az alakjában nem nagyon használható, hiszen a polarizációs töltéseket (σ_p) nem ismerjük. Szerencsére az anyagok döntő többségében a polarizációs töltések sűrűsége egy egyszerű összefüggéssel megadható.

A polarizációs töltéssűrűséget a kondenzátorban kialakuló elektromos erőter hozza létre, ezért kézenfekvőnek látszik, hogy ez függ a térerősségtől: $\sigma_p = f(E)$. Az anyagok döntő többségét alkotó, ún. *lineáris szigetelőkben* a polarizációs töltéssűrűség arányos a kondenzátorban létrejött elektromos térerősséggel: $\sigma_p \sim E$. Az arányosságot a

$$\sigma_p = \varepsilon_0 \chi E$$

alakban szokás felírni, ahol χ az anyagi minőségtől függő állandó, amit *dielektromos szuszceptibilitásnak* neveznek (az ε_0 állandó csak formai okból szerepel: így a térerősség fenti kifejezése egyszerűbb alakú lesz).

A szuszceptibilitás bevezetésével a szigetelőben kialakult térerősség

$$E = E_v - \frac{\sigma_p}{\varepsilon_0} = E_v - \chi E .$$

Mivel a szuszceptibilitás mérhető mennyiség, bevezetésével az összefüggés egyszerűbbé vált.

A tapasztalat szerint minden anyagra fennáll a $\chi > 0$ összefüggés, vákuumban $\chi = 0$ (nincs polarizáció). Levegőben és a legtöbb gázban χ alig különbözik nullától ($\chi^{\text{levegő}} = 0.00059$).

A kondenzátor belsejében ugyanolyan szabad töltéseloszlás esetén vákuumban illetve szigetelőben létrejött térerősségek összefüggését átírhatjuk az

$$E_v = E - \chi E = (1 + \chi)E = \varepsilon_r E$$

alakba is, ahol bevezettük az $\varepsilon_r = 1 + \chi$ mennyiséget. Ez szintén az anyagi minőségtől függ, és az anyag *relatív permittivitásának* vagy *dielektromos állandójának* nevezik.

Az általunk tárgyalt egyszerű esetben (azonos szabad töltéseloszlás) az összefüggés vektori alakban is érvényes:

$$\mathbf{E}_v = \varepsilon_r \mathbf{E}$$

A $\chi > 0$ összefüggés miatt minden anyagban $\varepsilon_r > 1$, vákuumban $\varepsilon_r = 1$. Gázokban $\varepsilon_r \approx 1$ (levegőben $\varepsilon_r = 1.00059$). Ezért fogadhatjuk el jó közelítéssel a levegőben végzett kísérletek eredményeit vákuumbeli eredményeknek.

Az elektrosztatika I. alaptörvénye szigetelőkben

Láttuk, hogy a szigetelő jelenléte megváltoztatja az elektromos térerősséget. Ugyanakkor a szigetelőkben kötött töltésként megjelenő töltések fizikailag ugyanazok, amelyek szabad töltésként megjelennek (elektronok vagy az atommagok kompenzálatlan protonjai). Az általuk kötött töltésként létrehozott elektromos erőter alapvető tulajdonságai ezért feltehetőleg ugyanolyanok, mint azé erőteré, amit szabad töltésként hoznak létre.

Ezért feltételezhetjük, hogy a polarizációs töltések elektromos erőtere is *konzervatív erőter*, és így az I. törvény változatlan alakban érvényes:

$$\oint_A \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r} = 0 .$$

A tapasztalat ezt a feltevést igazolja.

Az elektrosztatika II. alaptörvénye szigetelőkben

A polarizációs töltések ugyanolyan jellegű erőteret hoznak létre, mint a szabad töltések, és az általuk keltett erőter erővonalai a polarizációs töltéseken kezdődnek illetve végződnek, megváltozik azonban a térerősség nagysága. Mivel pedig a II. alaptörvényben a térerősség fluxusa szerepel, a kötött töltések térerősség-módosító hatását itt figyelembe kell venni.

Egyszerű, homogén, izotróp, lineáris anyagokban a vákuumban érvényes törvényt egyszerűen átírhatjuk szigetelőben is használható alakba, ha felhasználjuk a vákuumbeli és a szigetelőben kialakult térerősségek közötti $\mathbf{E}_v = \varepsilon_r \mathbf{E}$ összefüggést.

A II. alaptörvény vákuumban érvényes alakja ekkor így alakul:

$$\oint_A \mathbf{E}_v \cdot d\mathbf{A} = \oint_A \varepsilon_r \mathbf{E} d\mathbf{A} = \varepsilon_r \oint_A \mathbf{E} d\mathbf{A} = \frac{Q}{\varepsilon_0},$$

ahol Q a zárt felület által körülzárt szabad töltések összegét jelenti. Ha az egyenletet átrendezzük, akkor a törvényt a

$$\oint_A \mathbf{E} d\mathbf{A} = \frac{Q}{\varepsilon_r \varepsilon_0}$$

alakban kapjuk.

A törvény formai egyszerűsítése érdekében bevezették az $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ mennyiséget, amit az anyag *abszolút permittivitásának* neveznek. Ezzel az elektrosztatika II. alaptörvénye az anyag jelenlétében is érvényes

$$\oint_A \mathbf{E} d\mathbf{A} = \frac{Q}{\varepsilon}$$

alakot ölti. A törvény vákuumban természetesen visszaadja az ott érvényes alakot, hiszen ekkor $\mathbf{E} = \mathbf{E}_v$, $\varepsilon_r = 1$, és így

$$\oint_A \mathbf{E} d\mathbf{A} = \oint_A \mathbf{E}_v \cdot d\mathbf{A} = \frac{Q}{\varepsilon_0}.$$

Az elektromos erőtér jellemzésére a térerősség mellett gyakran bevezetik az ún. elektromos eltolás vektorát (\mathbf{D}), amely homogén, izotróp, lineáris anyagokban a

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E} = \varepsilon \mathbf{E}$$

összefüggéssel adható meg. Ezzel a fenti törvény a

$$\oint_A \frac{\mathbf{D}}{\varepsilon} \cdot d\mathbf{A} = \frac{Q}{\varepsilon},$$

vagyis a

$$\oint_A \mathbf{D} \cdot d\mathbf{A} = Q$$

alakba írható.

Erőhatás, térerősség, potenciál, kapacitás anyag jelenlétében

Az elektrosztatika II. alaptörvényének homogén, izotróp, lineáris dielektrikumokban érvényes

$$\oint_A \mathbf{E} d\mathbf{A} = \frac{Q}{\varepsilon_r \varepsilon_0}$$

alakjából következik, hogy *azonos szabad töltéseloszlás* esetén (pl. homogén erőtérben) minden vákuumban érvényes összefüggésben, ahol szerepel az ε_0 , az anyagban érvényes alakot az $\varepsilon_0 \Rightarrow \varepsilon_0 \varepsilon_r$ cserével kapjuk meg. Így írható át pl. a Coulomb-törvény is:

$$F_{12} = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \frac{Q_1 Q_2}{r_{12}^2},$$

vagyis az elektrosztatikus erők lecsökkennek, ha a teret anyag tölti ki.

Láttuk, hogy *azonos szabad töltéseloszlás* esetén adott helyen vákuumban (E_v) és anyag jelenlétében (E) mért elektromos térerősségek között az

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{E}_v}{\varepsilon_r}$$

összefüggés áll fenn (homogén, izotróp, lineáris dielektrikumban). Ebből következik, hogy ugyanez érvényes a potenciálokra is, hiszen

$$U = -\int_L \mathbf{E} d\mathbf{r} = -\int_L \frac{\mathbf{E}_v}{\varepsilon_r} d\mathbf{r} = -\frac{1}{\varepsilon_r} \int_L \mathbf{E}_v d\mathbf{r} = \frac{U_v}{\varepsilon_r}.$$

Ezzel értelmezhető az a *kísérleti eredményünk*, hogy a feltöltött üres kondenzátor lemezei közötti potenciálkülönbség lecsökken, ha szigetelőt csúsztatunk a lemezek közé (közben a lemezeken lévő szabad töltések nem változtak!), hiszen levegőben $\varepsilon_r \approx 1$, a szigetelő lapban pedig $\varepsilon_r > 2$.

A jelenség úgy is felfogható, hogy a szigetelő megnöveli a kondenzátor kapacitását:

$$C = \frac{Q}{U} = \frac{Q\varepsilon_r}{U_v} = \varepsilon_r C_v.$$

Az összefüggésből látható, hogy egy kondenzátor kapacitása jelentősen megnövelhető, ha azt nagy relatív permittivitású anyaggal töltjük ki.

Mivel a kondenzátor kapacitásának mérésére jól kidolgozott módszerek vannak, a kapacitások fenti összefüggése lehetőséget ad az ε_r relatív permittivitás mérésére. Ha megmérjük egy kondenzátor kapacitását üresen (C_v), majd ugyanennek a kondenzátornak a kapacitását a mérendő anyaggal kitöltve (C), akkor az anyag relatív permittivitását az

$$\varepsilon_r = \frac{C}{C_v}$$

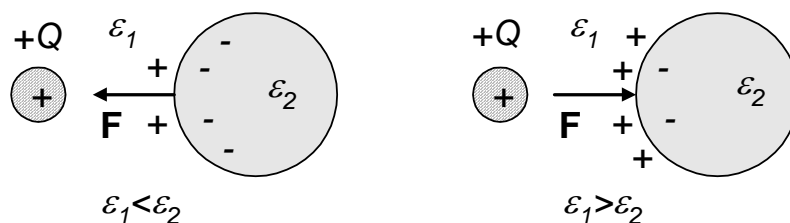
összefüggésből kaphatjuk meg.

A polarizáció szerepe két dielektrikum határfelületén

Ha két egymással érintkező dielektrikumot elektromos erőterbe helyezünk, akkor a határfelületen áthaladva az elektromos térerősség általában megváltozik, mert a kétféle anyagban eltérő a relatív permittivitás, ezért a két anyag másképpen polarizálódik. Emiatt a határfelületen ellentétes előjelű, különböző nagyságú polarizációs töltések jelennek meg, és a felület töltötté válik.

Ez a határfelületi viselkedés magyarázza azt a *kísérleti eredményünket*, hogy töltött fémgömb és (szigetelő) paraffin gömb közötti erőhatás levegőben és ricinusolajba éppen ellenkező irányú (ábra).

A kísérlet adatai: $\varepsilon_r^{\text{levegő}} \approx 1$, $\varepsilon_r^{\text{paraffin}} \approx 2$, $\varepsilon_r^{\text{ricinusolaj}} \approx 4.6$, vagyis $\varepsilon_r^{\text{levegő}} < \varepsilon_r^{\text{paraffin}} < \varepsilon_r^{\text{ricinusolaj}}$.



Ha a fémgolyó töltése pozitív, akkor a levegő és a paraffin gölyő határfelületén az eredő polarizációs töltés negatív: a pozitív fémgömb és a paraffin gölyő között vonzást érzünk.

A ricinusolaj és a paraffin gölyő határfelületén az eredő polarizációs töltés viszont pozitív: a pozitív fémgömb és a paraffingölyő között taszítást érzünk.

Ugyanilyen megfontolással magyarázható az *kísérletünk* is, hogy a pozitív töltésű üvegrúd a vízszugárra vonzó erőt fejt ki ($\epsilon_r^{\text{levegő}} < \epsilon_r^{\text{víz}}$).

Bonyolultabb dielektrikumok

Az itt tárgyalt egyszerű esetekben (homogén, izotróp, lineáris dielektrikumok) feltételeztük, hogy a polarizációt egy külső elektromos erőter hozza létre, és a létrejött polarizációs töltéssűrűség arányos a térerősséggel. Ez az anyagok döntő többségében valóban így van, de vannak olyan anyagok is, amelyek ettől lényegesen eltérő tulajdonságokkal rendelkeznek. Most néhány ilyen esetet tárgyalunk.

Maradandó polarizáció

Vannak olyan anyagok, amelyekben a külső erőterrel létrehozott polarizáció az erőter megszűnése után hosszú ideig megmarad.

Ilyen polarizáció jöhet létre például akkor, ha nagy térerősség hatására, magasabb hőmérsékleten hosszútávú töltésmozgás eredményeként az anyagban ellenkező töltésű tartományok jönnek létre (a szigetelők is vezetnek csak sokkal kevésbé, mint a vezetők). Az ilyen módon "polarizált" anyagban normális körülmények között a töltések nem tudnak visszatérni eredeti helyükre (kis vezetőképesség), a polarizáció hosszú ideig fennmarad. Ilyen anyagok például az elektrétek, amelyek évtizedekig polarizáltak maradnak.

Ezt illusztrálja a *Leydeni palackkal folytatott kísérletünk* is: a nagy térerősséggel (kb. 10000 V/cm) polarizált dielektrikumban a polarizáció az erőter megszűnése után is megmarad (ettől lesz töltés az ismételten összerakott kondenzátorban).

Spontán polarizáció

Különleges anyagokban külső hatás nélkül is létrejön polarizáció, mert a dipólusok rendeződése energetikailag kedvezőbb állapotot jelent. A magától kialakult eredő polarizáció a *spontán polarizáció*, az ilyen anyagok a *piroelektromos* anyagok. Ezek egy részében a polarizáció iránya külső erőterrel megváltoztatható, ezek a *ferroelektromos anyagok*.

Piroelektromos effektus

A spontán polarizáció (piroelektromos anyagok) függ a hőmérséklettől: hőmérsékletváltozásra polarizáció-változás, a felületi polarizációs töltések sűrűségének változása következik be. Mivel ez a jelenség a piroelektromos anyagokban lép fel *piroelektromos effektusnak* nevezik.

Az effektusnak fontos gyakorlati alkalmazása az ún. *piroelektromos detektor*, amelynek működési elve a következő.

Ha egy szigetelő polarizálódott, akkor a felületén polarizációs töltések jelennek meg, ezért elvileg ezt az állapotot a felületi töltések kimutatásával lehetne észlelni. Ezek a töltések azonban általában közvetlenül nem figyelhetők meg, mert az anyag belsejéből vagy a környező közegből (pl. levegő vagy a felületekhez csatlakozó vezetők) töltések áramlanak a felületre és a polarizációs töltéseket semlegesítik. Ha tehát egy piroelektromos anyagból készült lapkára elektródokat szerelünk, és az így kapott kondenzátort egy áramkörbe kapcsoljuk, akkor áramot nem fogunk észlelni, mert a fémvezetékben megosztással létrejött szabad töltések semlegesítik a polarizációs töltéseket.

Ha azonban az anyagot melegítjük, akkor a polarizációs töltéssűrűség a piroelektromos effektus miatt megváltozik, így a fémvezetékben a feleslegessé vált kompenzáló töltések átrendeződnek, vagyis a kondenzátor egyik lemezéről a másikra töltések áramlanak át. Az így keletkezett áramot *polarizációs áramnak* nevezik.

Ha a polarizációs töltéssűrűség Δt idő alatt $\Delta\sigma_p$ értékkel változik meg, akkor a polarizációs töltés megváltozása $\Delta Q_p = \Delta\sigma_p A$, ahol A az elektród felülete. A vezetékben ugyanezen idő alatt ugyanennyi ΔQ szabad töltésnek kell áthaladnia, vagyis az árammérő

$$I_p = \frac{\Delta Q}{\Delta t} = \frac{\Delta Q_p}{\Delta t} = A \frac{\Delta\sigma_p}{\Delta t}$$

áramot mutat.

Egy ilyen eszköz segítségével igen kis hőmérsékletváltozások meghatározhatók, vagyis minden olyan hatás megmérhető, amely hőmérsékletváltozást okoz. Ez teszi lehetővé a piroelektromos detektorok készítését, amelyekkel többek között elektromágneses sugárzás detektálható illetve annak intenzitása is meghatározható. A gyakorlatban ezeket a detektorokat leggyakrabban infravörös sugárzás észlelésére használják (pl. betörésjelzőkben, mozgásérzékelőkben, tűzjelzőkben, infravörös képátalakítókban).

Piezoelektromos effektus

Egyes anyagokban (pl. kvarc) mechanikai feszültség is okozhat polarizáció-változást, ez a *piezoelektromos effektus*. Az ilyen anyagok a *piezoelektromos anyagok*. Az egyik legrégebben ismert ilyen anyag a kvarc, de számos egyéb piezoelektromos anyag (pl. kerámiák) ismeretes.

A gyakorlati felhasználás alapja az, hogy a mechanikai behatás által okozott polarizáció-változást a fenti elrendezés segítségével elektromos jellé lehet alakítani.

A mechanikai behatás miatt létrejött elektromos jel általában arányos a deformációval illetve a mechanikai feszültséggel, ezért ilyen módon egyszerűen lehet deformációt illetve erőt mérni.

Az effektus hangérzékelésre is használható, mivel a hang által egy felületen létrehozott nyomásingadozás elektromos jellé alakítható. Ezen alapul pl. az ultrahangos vizsgáló készülékekben használt érzékelők működése.

Ezen az effektuson alapul a piezo-gyújtó működése is. A gyújtóban elhelyezett piezoelektromos anyag elektródjai itt nincsenek összekötve, mert az elektródról jövő vezetékot megszakítják. Az anyag hirtelen deformációjakor a polarizációs töltések megjelenése a megszakított vezeték végei között olyan nagy elektromos feszültséget hoz létre, hogy a levegőben elektromos szikra keletkezik.

A piezoelektromos effektus megfordítható: ha egy piezoelektromos anyagot elektromos erőterbe helyezünk, akkor deformálódik. Ez az *inverz piezoelektromos effektus*.

Mivel a deformáció az alkalmazott elektromos tér növelésekor növekszik, ez az effektus lehetővé teszi, hogy elektromos erőterrel kis elmozdulásokat hozzunk létre.

Váltakozó elektromos erőteret alkalmazva az effektus segítségével piezoelektromos anyagok berezegtethetők. Ezen alapul a piezoelektromos hangkeltők működése, amelyeket elsősorban ultrahangos vizsgáló berendezésekben használnak.

Ezt a jelenséget alkalmazzák a „kvarc”-órákban használt piezoelektromos lapka megrezgetésére is, amely az óra stabil frekvenciáját biztosítja (az erre a célra használt anyag ma már legtöbbször nem kvarc).

Az elektromos erőtér energiája

Töltésfelhalmozáshoz munkát kell végezni (az anyagban azonos számban előforduló, egymás hatását többnyire kompenzáló ellenkező előjelű töltéseket szét kell választani, azonos töltések felhalmozásakor pedig taszító erő lép fel). Ez a munka elektrosztatikus helyzeti energiát eredményez.

Az elektrosztatikus helyzeti energia kiszámítása általános formában nem könnyű, de az energia általános kifejezését egyszerű speciális esetre elvégzett számolás általánosításával is megkaphatjuk.

Speciális esetként kiszámítjuk egy Q töltésű síkkondenzátorban felhalmozott energiát úgy, hogy meghatározzuk a feltöltés során végzett munkát. Válasszuk ki azt a pillanatot, amikor a C kapacitású kondenzátor lemezein van már $+Q'$, illetve $-Q'$ töltés, és a negatív lemezről újabb $+dQ'$ töltésadagot viszünk át a pozitív lemezre (eközben a negatív lemez töltése is megnő az ottmaradt kompenzálatlan $-dQ'$ töltéssel).

A feltöltés egy lépésében, dQ' töltés átvitelénél (ábra) az energiaváltozás:

$$dE_h = -\int_1^2 dQ' \mathbf{E}' \cdot d\mathbf{r} = -dQ'(-E'd) = dQ' \frac{\sigma'}{\varepsilon} d = \frac{Q'}{\varepsilon A} dQ' d$$

A teljes Q töltés felvitelénél:

$$E_h = \frac{d}{\varepsilon A} \int_0^Q Q' dQ' = \frac{1}{2} \frac{d}{\varepsilon A} Q^2 = \frac{1}{2C} Q^2.$$

Hozzuk vissza a kifejezésbe a térerősséget ($E = \frac{Q}{\varepsilon A}$):

$$E_h = \frac{1}{2} \varepsilon A d E^2 = \frac{1}{2} \varepsilon V E^2,$$

ahol V az a térfogat, ahol elektromos erőtér van.

Az elektrosztatikus *energia térfogati sűrűsége* a kondenzátorban:

$$w_e = \frac{E_h}{V} = \frac{1}{2} \varepsilon E^2,$$

ami csak a térerősségtől és a közeg anyagi minőségétől függ: az *energia az erőtérhez rendelhető*.

Kimutatható, hogy ez az összefüggés nem csak ebben a speciális esetben érvényes, hanem általánosan is. Eszerint ahol elektromos erőtér van, ott ez az energiasűrűség is megjelenik, függetlenül attól, hogy az erőtér hogyan keletkezett. Ezért a

$$w_e = \frac{1}{2} \varepsilon E^2$$

kifejezést az *elektromos erőtér energiasűrűségének* nevezik.

Az elektromos eltolás vektorának bevezetésével ($\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}$) a fenti összefüggés az általánosan érvényes

$$w_e = \frac{1}{2} \varepsilon \mathbf{E} \mathbf{D}$$

alakba írható.

