VI.4 Az elektromos térerõsség és dielektromos megosztás vektorának mérése szigetelő anyagban

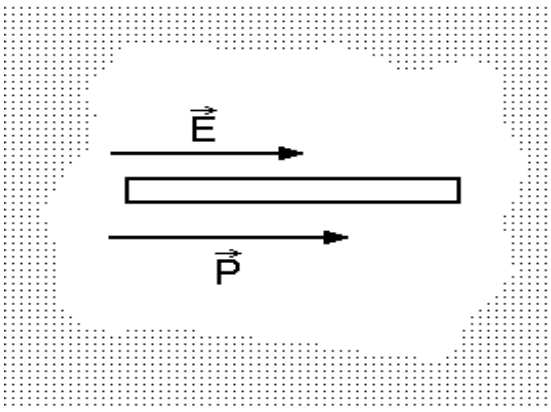
Most érkeztünk el annak a kérdésnek a megválaszolásához, hogy hogyan is mérhetjük az **E** és **D** vektorokat egy szigetelõ anyag belsejében? Nyilván nem hatolhatunk be az anyagba a molekuláris méreteknél kisebb mérõmûszerekkel, hogy ott méréseket folytassunk. (Ez ellenkezne jelenlegi egyszerû folytonos anyagmodellünkkel is, ahol molekulákról nem beszélhetünk.) A dielektrikumba tehát üregeket szükséges vájni, és a mérõmûszereket ide kell elhelyezni. A szigetelõ anyag elméleti modelljét pedig majd arra lehet felhasználni, hogy az üregekben mért értékekbõl következtessünk az anyag belsejében uralkodó viszonyokra. Ezen elméleti modell szerint egy szigetelõ anyag esetén az **E** tér forrása a valódi és a polarizációs töltés együtt, a **D** tér forrása viszont csak a valódi töltés. Az egyszerûség miatt tételezzük fel, hogy **E** és **P** -és emiatt **E** és **D** is- egymással párhuzamosak. (Kristályos, anizotróp anyagokban ez nincs mindig így, de ezzel az esettel most nem foglalkozunk.)

Az elektromos térerõsség mérése szigetelõ anyagban

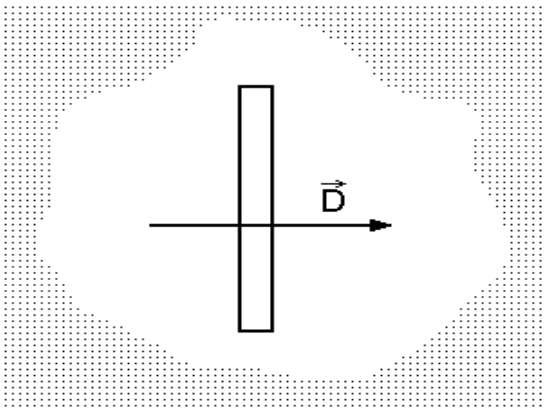
Ha az anyagban az erõvonalakkal párhuzamos, hosszúkás hengeres üreget vájunk, ez az **E** mérésére lesz különösen alkalmas. A hengernek az **E,** és emiatt a **P** vonalakkal is párhuzamos palástján ugyanis az eredõ felületi töltéssûrûség zérus. Ez azért van így, mert egyrészt a henger palástjára nem juttatunk valódi töltéseket, másrészt a polarizációs töltéssûrûség is zérus, mivel

$$\sigma_{pol.} = \mathbf{P} \cdot \mathbf{n} = 0$$

a hengerpalást felületén. Az **E** térnek a palástra merõleges komponense tehát mind a hengeren belül, mind azon kívül zérus kell hogy legyen. A tangenciális komponensek pedig az elektrosztatika második alaptörvénye miatt egyeznek meg a hengeren kívül és belül. Ezért a fenti hosszúkás henger belsejében mérhetõ **E** elektromos térerõsség nem más, mint **E** az anyag belsejében. Fontos szempont még az is, hogy az üregnek a szigetelõbe történõ bevágása ne változtassa meg az üreg közelében a térerõsséget. (Hiába azonos ugyanis a térerõsség az üregen belül és azon kívül, ha ez az érték nem annyi, mint amekkora az üreg bevágása *elõtt* volt.) Hosszúkás, keskeny hengert feltételezve a henger alap- és fedõlapján létrejövõ polarizációs töltés hatása azonban elhanyagolható, és ezért az ilyen üreg az eredeti teret csak kevéssé változtatja meg. Konklúziónk tehát az, hogy az **E** elektromos térerõsség méréséhez a **P** vektorral párhuzamos hosszú keskeny üreg használandó. Ebben az üregben azután a térerõsséget ugyanúgy mérjük, ahogy azt a vákuumban tettük.



a) E mérésére szolgáló üreg



b) D mérésére szolgáló üreg

Az elektromos eltolás vektorának mérése szigetelõ anyagban

A **D** tér méréséhez a **D** térre merõleges, lapos üreget célszerû vájni, például egy korong alakú üreget, amely korongnak a vastagsága átmérõjének csak a töredéke. A korong alap- és fedõlapjára valódi töltést most sem juttatunk, ezért az elektrosztatika elsõ alaptörvénye értelmében a **D** vektor normálkomponense az üreg belsejében és azon kívül azonos. Ha a korong éppen merõleges a **D** térre, akkor az ilyen korong belsejében a **D** ugyanakkora, mint az anyagban. A korongnak azért kell laposnak lennie, hogy az üreg kivágása ne nagyon módosítsa az eredeti teret. (Miért?) Egyébként **D**-t az üreg belsejében ugyanúgy mérjük, ahogyan vákuumban.

VI.6 A P=P(E) anyagi egyenlet. A dielektromos szuszceptibilitás. Abszolút és relatív permittivitás

P a polarizáció vektora sokmindentől függhet. Például akár az anyag előéletétől is: egy polimer olvadék, ha elektromos térben hűl ki és szilárdul meg, akkor az orientált dipólusok helyzete rögzűl, és így a polarizáció mintegy befagy. (Írásvetítő fóliáknál lehet ilyet megfigyelni.) Nyomás, illetve mechanikai feszültség is polarizálhatja az anyagot, erről majd a piezoelektromosságnál lesz bővebben szó. A legyakoribb esetben azonban egy külső elektromos tér idézi elő a polarizációt, és ekkor a polarizáció foka (ha más hatás nincs) egyedül ettől a polarizáló **E** elektromos térerősségtől függ, vagyis

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}(\mathbf{E}).$$

Ez a függés a polarizáció u.n. „anyagi egyenlete” a Maxwell egyenletekhez csatlakozó 3 anyagi egyenlet közül az első. A **P**(**E**) függvény igen gyakran (de nem mindig!) lineáris. Ezt a következőkkel magyarázhatjuk.

A dielektromos polarizáció vektorának szemléletes értelmezése szerint

$$\mathbf{P} = |\rho_0|\boldsymbol{\delta}_{\pm} \ ,$$

vagyis **P** arányos a pozitív töltésfelhõnek a negatív töltésfelhõhöz viszonyított elmozdulásával. Ha ezt az elmozdulást külsõ elektromos tér hozza létre, akkor jó közelítésnek látszik feltételezni, hogy ez az elmozdulás arányos a külsõ elektromos térrel, azaz

$$\boldsymbol{\delta}_{\pm} = k\,\mathbf{E} \ ,$$

ahol *k* egy arányossági tényezõ. A fenti egyenletekbõl következik, hogy a dielektromos polarizáció is arányos ekkor az elektromos térerõsséggel, amit úgy szokás írni, hogy

$$\mathbf{P} = \chi \varepsilon_0 \mathbf{E},$$

ahol az arányossági tényezõ megállapodás szerint $\chi\,\varepsilon_0$, χ pedig az úgynevezett elektromos szuszceptibilitás. E feltételezésekkel a dielektromos eltolás és az elektromos térerõsség közötti összefüggés az alábbi formába írható:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0\ \mathbf{E} + \mathbf{P} = \varepsilon_0\ \mathbf{E} + \varepsilon_0\ \gamma\mathbf{E} = \varepsilon_0(1+\chi)\mathbf{E} = \varepsilon_0\varepsilon_r\ \mathbf{E} = \varepsilon\,\mathbf{E},$$

ahol $\varepsilon_r = (1+\chi)$ az ún. relatív, $\varepsilon = \varepsilon_0\varepsilon_r$ pedig az ún. abszolút permittivitás. Ezekután tehát a **D** és az **E** közötti kapcsolat a következõ egyszerû formába írható:

$$\mathbf{D} = \varepsilon\ \mathbf{E}.$$

Hangsúlyozni kell azonban, hogy a fenti egyszerû összefüggés csak az **E** és a **P** vektorok arányossága esetén igaz, és ez nem minden dielektrikumra teljesül.

VI.7 Polarizációs mechanizmusok: eltolódási és irányítási polarizáció

Mint arról már volt szó, külső elektromos tér (vagy esetleg más ok) miatt a szigetelő anyagban lévő pozitív és negatív töltésfelhő egymáshoz képest elmozdul: az anyag polarizálódik. Molekuláris szinten ez a polarizáció kétféle mechanizmussal mehet végbe.

Ha olyan molekulákról van szó, amelyek eredendően nem dipólusok (a benzol molekula pl. ilyen), akkor a negatív töltésű elektronoknak és a pozitív töltésű atommagoknak a molekulán belüli ellentétes irányú elmozdulása (eltolódása), hozza létre a dipólusokat. Ekkor beszélünk eltolódási polarizációról.
Ez minden szigetelő anyagban fellép, amikor elektromos térbe helyezzük.

A másik eset az, amikor a szigetelő anyag molekulái már eleve dipólusok. Ilyen pl. a vízmolekula, ahol az oxigén nagyobb elektronegativitása miatt az elektronfelhőt mintegy „magára húzza", és ezáltal az oxigén körül egy parciális negatív, a hidrogén atommagok környezetében pedig egy parciális pozitív töltés alakul ki. Így tehát a vízmolekula ú.n. permanens dipólus (tehát olyan dipólus, amely a külső tér kikapcsolása után is fennmarad). Külső tér hiányában azonban ezek a dipólusok mindenféle irányban állhatnak, és a dipólusmomentumaikat - mint vektorokat - összeadva az eredő zérus lesz. Emiatt a **P** elektromos polarizáció, amely a térfogategységben lévő dipólusmomentumok összege, ilyenkor zérus. Ha viszont valamilyen külső hatás (általában elektromos tér) rendezi a dipólusmolekulákat, akkor azok a növekvő külső tér hatására egyre inkább ugyanabba az irányba állnak be. Ez az ú.n. irányítási polarizáció jelensége. Persze a molekulák hőmozgása ennek a „szépen fésült" rendnek a bomlasztásán dolgozik. Így azután a hőmérsékletet emelve a permanens dipólusoknak tulajdonítható elektromos szuszceptibiltás fokozatosan csökken. Az eltolódási polarizációt viszont a hőmérséklet nem befolyásolja, ezért egy anyag polarizálhatóságának hőmérsékletfüggéséből következtethetünk arra, hogy ez az anyag tartalmaz-e permanens dipólusokat.

Ha tudjuk, hogy egy molekula permanens dipólus, avagy sem, abból a molekula szerkezetére nézve fontos következtetéseket lehet levonni. Pl. a vízmolekula permanens dipólus, a széndioxid viszont nem az. Ebből arra következtethetünk, hogy a széndioxid molekula lineáris, a vízmolekula viszont nem lehet ilyen.

1. kérdés: Mekkora lenne a vízmolekula dipólusmomentuma, amennyiben lineáris szerkezetű lenne? (Útmutatás a precíz válaszhoz: vegyünk fel egy koordinátarendszert, ahol az oxigénatom legyen az origóban -2δ parciális töltéssel. Az egyik hidrogénatom helyvektora legyen $\mathbf{r_{H1}}$, a másiké pedig $\mathbf{r_{H2}}$. Minkettő +δ parciális töltéssel rendelkezik. Számítsuk ki ennek a töltésrendszernek az **m**

momentumát, azzal a hipotézissel, hogy a vízmolekula lineáris! Milyen relációt jelent a linearitás az $\mathbf{r_{H1}}$ és az $\mathbf{r_{H2}}$ helyvektorokra nézve? Mi van akkor, ha az oxigénatom nem az origóban van?)

2. (ismétlő) kérdés: A töltésrendszer **m** momentuma nem más mint a molekula **p** dipólusmomentuma. Miért? (Erre a kérdésre egy korábbi részben találunk feleletet.)

VI.8 Piezoelektromosság

A szigetelő anyagban lévő negatív és pozitív töltésfelhő egymáshoz képesti elmozdulását nemcsak külső elektromos tér hozhatja létre, hanem más hatások is. Ezek egyike a piezolektromos hatás, amelyet a Curie fivérek (Pierre és Jacques) fedeztek fel 1880-ban. A testvérek megfigyelték, hogy bizonyos kristályok (ilyen pl. a kvarc és a turmalin) felületén a kristály megfelelő deformálásakor polarizációs töltések jelenek meg. A piezohatás azzal magyarázható, hogy az ilyen kristályokban a deformációnál a pozitív és negatív ionok egy kicsit másképpen tolódnak el, és így dipólusok keletkeznek, vagy a már meglévő dipólusok megváltoznak. 1881-ben Lippmann elméleti (termodinamikai) megfontolások alapján megjósolta a reciprok hatást is, az ú.n. elektrosztrikciót. Matematikai levezetésének eredménye azt mutatta, hogy egy piezoelektromos kristálynak deformációt kell szenvednie, amennyiben lapjai közé feszültséget kapcsolnak. A Curie testvérek ezt a jelenséget laboratóriumukban az útmutatásnak megfelelően meg is találták. A piezolektromos hatás, és az elektrosztrikció azóta számos gyakorlati alkalmazást nyert (pl. kvarcóra, gázgyújtó), amelyeknek az érdeklődő olvasó utánanézhet pl. a http://www.piezo.com honlapon. Most csak az órán bemutatott két kísérletet tárgyaljuk röviden.

Piezoelektromos mikrofon. Egy megfelelő kristálysík mentén elvágott kvarc korongról van szó. Ez a korong - miközben hang hatására kényszerrezgést végez - deformálódik, és erre a deformációra az alap és fedőlapján, a rezgés ütemében megjelenő ellentétes polarizációs töltésekkel reagál. A polarizációs töltéseket azonban, mint tudjuk, nem lehet elvezetni. Ezért a kristály alap és fedőlapjára egy fémes vezető réteget vittek fel (jelen esetben aranyat, vákuumgőzöléssel). A változó polarizációs töltés a fémes vezetőkben elektromos megosztás révén most már valódi (szabad, ide-oda mozgatható) töltést hoz létre, amely ugyanolyan ütemben változik, mint a polarizációs töltés. A két aranyréteg közötti, a hangrezgések ütemében változó feszültséget oszcilloszkóppal mértük.

Elektrosztrikciós hangszóró. Az előbbi kvarckristállyal minden szempontból azonos kristályt használtunk a kísérlethez, csak most a kristály két aranykorongját nem az oszcilloszkópra, hanem egy hangfrekvenciás generátorra kapcsoltuk. A generátor elektromos rezgést ad ki magából, amelynek ütemére az elektrosztrikció miatt a kvarckristály is rezgésbe jön. Mivel a generátor frekvenciája a hallható hang tartományába esik, a kvarckristály is ilyen rezgésre készteti a levegőt és ezért hangot hallunk. Ezt a hangot az előbbi piezoelektromos mikrofonnal ismét elektromos rezgéssé alakíthatjuk, amit azután ugyanúgy mint az előbb, az oszcilloszkóppal tettünk láthatóvá.

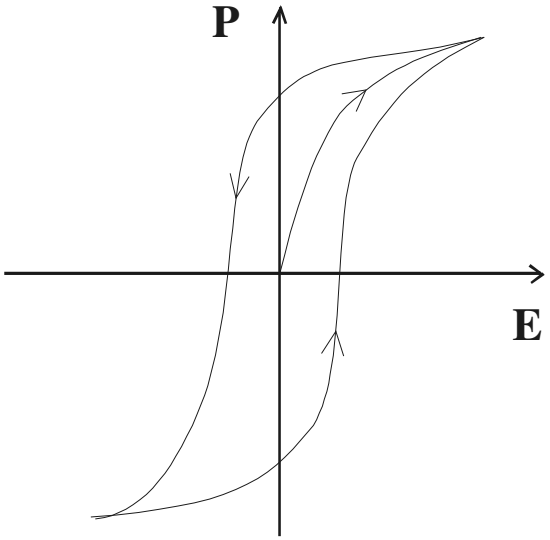
VI.9 Ferroelektromosság

Korábban már említettük az anyagi egyenletekkel kapcsolatban, hogy a

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}(\mathbf{E})$$

anyagi egyenlet nem feltétlenül lineáris. (Sőt mint láthattuk a piezolektromosságnál az sem igaz, hogy a polarizáció egyesegyedül csak a külső elektromos tértől függne.) A ferroelektromos anyagok azon túl, hogy önmagukban is érdekesek, nemcsak arra mutatnak jó példát, hogy a **P** polarizáció a lineáristól eltérően is függhet az **E**

elektromos térerőtől, de **P** itt még az **E** történetétől, vagyis **E** régebben felvett értékeitől is függ. Tekintsük meg tehát bevezetésül egy ferroelektromos anyag polarizációs görbéjét, vagyis a **P**-**E** diagramot!



1. ábra Hiszterézis hurok

Ilyen anyag például a $KNaC_4H_4O_6.4H_2O$ (KNa-tartarát v. Seignette só) vagy a $BaTiO_3$ (bárium titanát). A ferroelektromos viselkedés ezekben az anyagokban azért lép fel, mert a kristály makroszkópikus tartományokból (ú.n. doménekből) áll. Ezen doméneken belül külső elektromos tér híján is igen nagy a rendezettség. Amikor azonban nincsen külső tér, ez a nagy belső rendezettség nem tud kifelé megmutatkozni, mivel a tartományok egymáshoz képest össze-vissza állnak. Ha viszont a külső tér rendezi ezeket a tartományokat egymáshoz képest, akkor igen erős polarizáció tapasztalható. Tehát amikor az eredetileg polarizálatlan ferroelektromos anyagot növekvő elektromos térrel polarizáljuk, akkor a **P** igen gyorsan nő. Csakhamar - tehát már aránylag kis **E** értéknél - elérjük azt, hogy valamennyi domén felsorakozik a tér irányában. Ekkor elértük az ú.n. telítést, és hiába növeljük tovább az elektromos térerősséget, az anyag polarizáltsága már nem lesz nagyobb. Ha viszont ezekután fokozatosan csökkentjük a polarizációt létrehozó **E** teret egészen nullára, akkor azt tapasztaljuk, hogy a polarizáció nem szűnik meg teljesen: az anyag „emlékezik" arra, hogy milyen irányban és mennyire lett polarizálva. Ezt a viszamaradó polarizációt remanens polarizációnak nevezik, a jelenséget pedig elektromos hiszterézisnek. A hiszterézis késlelkedést jelent, vagyis azt, hogy az anyag polarizáltsága csak késlekedve követi a a polarizáló teret. Például véges nagyságú elllentétes irányú polarizáló tér kell ahhoz, hogy az anyag polarizáltsága zérusra csökkenjen, az anyag csak „vonakodva" követi az új polarizációs irányt. Így alakul ki az ábrán látható hiszterézis hurok.

A doméneken belüli rendezettség magasabb (vagy alacsonyabb) hőmérsékleten megszünhet: a kritikus hőmérsékleten az anyag elveszti ferroelektromos tulajdonságát. Ez az ú.n. Curie pont a bárium titanát esetében 107 °C, a Seignette só pedig 24 °C felett és –18 °C alatt is normális dielektrikumként viselkedik, tehát két Curie ponttal is rendelkezik. A kristályos fázis átalakulása ferroelektromos kristállyá ill. vissza a Curie pontnál fázisátalakulást jelent.

Ferroelektromos anyagok alkalmazása

(Olvasmány)

Ferroelektromos anyagok különféle célokra használhatóak. Az egyik lehetőség a digitális memóriákban kínálkozik. A ferroelektromos anyag ugyanis – mint láttuk – emlékezik az utoljára alkalmazott polarizáció irányára. Bináris számrendszerben az egyik irány reprezentálhatja a „0”, a másik pedig az „1”-es számot. Megjegyezzük, hogy a ferroelektromos memóriák csak az utóbbi években jelentek meg a kereskedelmi forgalomban, de számos előnyös tulajdonságuk miatt (pl. akár 10 éven át is megtartják a beléjük írt információt külső energiaforrás nélkül), gyorsan terjednek. Űrtechnikában pl. előny, hogy a kozmikus sugárzást jól bírják. De hétköznapibb területeken is mind gyakrabban kerülnek alkalmazásra: pl. mobil telefonokbanban, digitális fényképezőgépekben, és különösen az intelligens csip kártyákban.

Egy másik felhasználást a ferroelektromos folyadékkristályok kínálnak: ezeket folyadékkristályos képernyőkben alkalmazzák. A ferroelektromos folyadékkristály itt olyan optikailag aktív közeg, amely elforgatja a polarizált fény síkját, attól függően, hogy milyen a rákapcsolt feszültség iránya. A folyadékkristályt két átlátszó elektród közé töltik igen vékony rétegben. Mindkét átlátszó elektród polarizálja a fényt (polarizációs szűrőkről van szó), de polarizációs síkjaik nem esnek egybe. Az egyik irányú feszültségnél a polarizált fény síkját úgy forgatja el a folyadékkristály, hogy a második polarizációs szűrőn akadálytalanul átjut a fény, míg az ellentétes feszültségnél a fény nem jut át. A fenti magyarázat természetesen csak a működés alapelvét adja, a gyakorlati kivitelezésnél sok egyéb „trükköt” is bedobnak. Igen fontos például az elektródok anyagára felvitt vékony polimer réteg, amely megakadályozza a folyadékristály nemkívánatos spontán rendeződését. Ugyanilyen okból az elektródokat közel kell tenni egymáshoz, stb.

Más – nem ferroelektromos – folyadékkristályos kijelzők is ismeretesek, de a ferroelektromos folyadékkristályok nagy előnye, hogy gyorsan reagálnak, mivel a nagy ellentétes irányú térrel való átpolarizálás gyors. Az egyéb folyadékkristályos kijelzők azért lassúbbak, mert ott a két állapot közül az egyik az elekromos tér nélküli állapot. Ennek beállását pedig elektromosan siettetni nem lehet.

VI.10 Elektrétek

Már a ferroelektromos jelenségnél megismerkedtünk a remanens polarizációval. Ilyen remanens polarizációval rendelkező anyagokat más úton is létrehozhatunk. Az egyik legegyszerűbb módja ennek például az, ha egy polimer fóliát két vezető lemez közé teszünk, majd a polimert megolvasztjuk. Ezután a vezető lemezek közé nagy sztatikus feszültséget kapcsolunk, és a polimer ömledéket az elektromos térben lehűtve egy olyan fóliát nyerhetünk, melybe a polarizáció mintegy „befagyott”. Ugyanis a feszültség hatására a folyékony állapotban polarizált és rendeződött polimer láncok a megdermedt állapotban már akkor sem tudnak visszarendeződni, ha a polarizáló elektromos teret megszüntetjük. Így olyan eszközt kapunk, ami a permanens mágnes elektromos analogonja. (A neve is innen származik: electret = electr(ic) + (magn)et .)

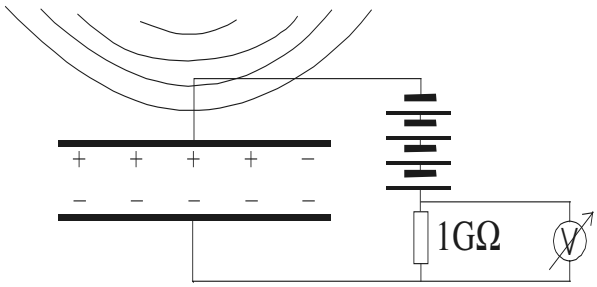
Az elektét tehát olyan szigetelő anyag (vagy más szóval dielektrikum), amely tartós elektromos polarizációval rendelkezik. A mágnestől eltérően azonban nem rúd, hanem fólia alakban szokás alkalmazni. A polarizáció iránya pedig a fólia síkjára merőleges.

Elektrét fóliák alkalmazása

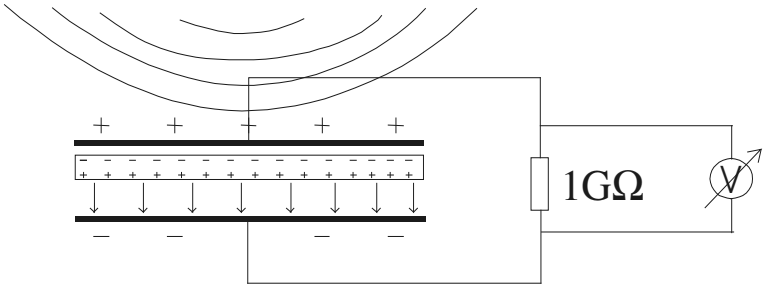
(Olvasmány)

Az elektrét fóliákat manapság legelterjedtebben a mikrofonokban alkalmazzák. Ezt a fajta mikrofont Gerhard Sessler és James West találta fel 1962-ben a Bell Laboratóriumban. Az általuk alkalmazott dielektrikum teflon fólia volt, melynek egyik oldalát elektronsugárral bombázták. A fólia túloldala fém vezetővel érintkezett, ahová a teflonból –a nagy elektromos tér hatására – elektronok léptek ki. Ílymódon a teflon fólia egészében elektromosan semleges marad, de azon az oldalán, ahol az elektronsugár érte nagy negatív, a másik oldalán pedig (ahonnan elektronok távozatak) a negatív töltéssel ekvivalens pozitív töltés halmozódik fel. Tehát egy elektrétet kapunk, amelynek felületi töltéssűrűsége akár az 1 mC/m^2 értéket is megközelítheti. A teflon fóliának arra az oldalára, amely a fémmmel érintkezik, még a kezelés előtt fémbevonatot visznek fel. Ez lesz ugyanis a kondenzátor

típusú mikrofon egyik fegyverzete. Hang hatására ez a fegyverzet mozgásba jön, és ezért a kondenzátor kapacitása változik.



2a ábra A kondenzátor mikrofon elve



2b. ábra Az elektrét mikrofon elve

A fenti összehasonlító ábra mutatja az elektrétet alkalmazó mikrofon és a hagyományos kondenzátor mikrofon működését. A hagyományos kondenzátormikrofon működését könnyebb megérteni. Mivel a rá kapcsolt feszültség állandó, ezért a kondenzátor töltésének változnia kell, amikor a kapacitása a rezgés miatt változik. (Emlékeztetőül: a síkkondenzátor kapacitása $C=\varepsilon_0 \cdot A/d$, tehát amikor a rezgés közben a kondenzátor lemezeinek „d" távolsága változik, akkor emiatt a kondenzátor kapacitása is változik. Mivel $Q=U \cdot C$, és U állandó, ezért Q a C-vel együtt változik.) A változó töltés pedig azt jelenti, hogy a kondenzátort töltő, vagy azt kisütő áram halad át az 1 GΩ-os ellenálláson. Tehát ezen az ellenálláson a hangrezgésnek megfelelő feszültségingadozást mérhetünk.

Az elektrét mikrofon fémfegyverzetei között is állandó a feszültség: ez zérus, mert a lemezek közé külső feszültség nincs kapcsolva. A kondenzátor belsejében azonban két ellentétes irányú elektromos tér feszül. Belátható, hogy amikor a kondenzátor fegyverzete pl. távolodik, akkor a levegőben mérhető feszültség nőne, ha a térerősség a levegőben állandó maradna. Ezért tehát ott a térerősségnek csökkennie kell, ami azt jelenti, hogy a magában álló fém fegyverzeten csökken a töltés. Ez a kisütő (fordított mozgás esetén pedig töltő) áram halad át most az 1 GΩ-os ellenálláson. A két kapcsolást összehasonlíva rögtön kitűnik az elektrétes megoldás legfőbb előnye is: nem szükséges hozzá külső feszültségforrás.

Az elektrétek még más helyeken is alkalmazásra találtak például levegőszűrő berendezésekben a porszennyezések kiszűrésére, vagy olyan átlátszó elektrétfóliák is kaphatók, amelyek a kirakatüvegre tapadva megtartják az üveg és a fólia közé tett hirdetéseket.

Magnetosztatika

I. BEVEZETÉS

I.1 A magnetosztatikai alapjelenség

A mágnesrudak viselkedését jól ismerjük. Az elektrosztatikus alapjelenségnek megfelelő kísérletet úgy végezhetjük el, hogy egy lágyvas darabot (mondjuk egy golyót, ez lesz a sztaniol papír analogonja) felfüggesztünk egy cérnaszálra. Most pedig nem megdörzsölt üvegrúddal, hanem egy mágnesrúddal, annak is például az északi pólusával közeledünk a lágyvas golyóhoz. Az északi pólus magához rántja a golyót, és a golyó ott is marad. Ilyet már láttunk: az elektrosztatikus alapjelenség szigetelővel (vattát használtunk a kísérlethez) pont ilyen eredményre vezetett: az üvegrúd magához rántotta a vattát, és az ott is maradt. A lágyvas tehát egy mágnesesen polarizálható anyagnak tekinthető. Van azonban egy fontos különbség: a vatta csak egy darabig „csimpaszkodik" az üvegrúdra; előbb vagy utóbb eltaszítódik onnan. Ennek az az oka, hogy az üvegrúdról igen lassan szabad töltés kerül át a vattára, mivel egyik anyag sem tökéletes szigetelő és ezért egy pici áram szivárog át közöttük. Az eltérő eredmény két különbségnek tulajdonítható. Egyrészt a mágnesrúd elektromos analogonja nem a megdörzsölt üvegrúd, hanem egy olyan elektrét rúd lenne, amelynek egyik végén pozitív, a másik végén pedig negatív polarizációs töltés volna. Ilyen esetben már a vatta nem engedné el az elektrét pozitív avagy negatív sarkát, hanem akár évtizedekig is ott maradna. (Gondoljunk az elektrét hengerre tapadó szöszökre: ezeket a henger nem taszítja el.) A legfontosabb különbség azonban az, hogy különálló mágneses töltés nem tud átkerülni az egyik anyagról a másikra: nincsenek mágneses vezetők, nincsen mágneses áram. Az északi és déli pólus egymástól függetlenül nem fordulhat elő, valódi mágneses töltés (abban az értelemben, hogy a másik pólustól elkülöníthető) eddigi tapasztalataink szerint nincsen.

I.2 „Valódi" (vagy más néven szabad) és polarizációs mágneses pólus.

Itt meg kell állnunk egy pillanatra. Van olyan szemlélet, miszerint ha valódi mágneses pólus nincs, akkor mágneses pólusokról ne is beszéljünk nagyon, de ha mégis, akkor előbb az áram mágneses terét tárgyaljuk, és csak ezután beszéljünk a mágnesrudakról. Ez nem túl szerencsés megközelítés azonban, mivel a jelenségek szemléletes megértését gátolja. A mágnesrúd ugyanis mindennapi tapasztalatunk, az áram mágneses terét is iránytűvel detektáljuk, de két áramtól átfolyt vezető mágneses kölcsönhatásáról a legtöbb embernek nincsenek közvetlen élményei. Ha azonban a mágneses pólus tényleg csak egy félrevezető fikció volna, akkor persze érthető lenne, hogy miért említik sokan ilyen szégyenlősen. De erről szó sincsen. Ami viszont tényleg zavaró, az az elnevezés. A „valódi töltés", „valódi pólus" elterjedt elnevezés olyan érzést kelt, hogy ami nem ilyen (tehát a polarizációs töltés, illetve pólus) az „ál" vagy nemlétező töltés és pólus. Ezért javasolható tehát a „valódi" töltés és pólus elnevezés helyett a „szabad" töltés és pólus elnevezés, ami arra utal, hogy ez a töltés, illetve pólus az ellentétes pólustól függetlenül mozgatható, míg ellenben a polarizációs töltés az ellentétes pólushoz van kötve, és nem választható külön. De ettől még a polarizációs töltés éppoly valóságosan létezik, mint a szabad töltés. A mágnesrúd tehát polarizációs mágneses pólusokat hordoz, ugyanúgy mint egy elektrét, amely polarizációs elektromos töltéseket tartalmaz.

I.3 Mágneses dipólus, mágneses monopólus

A mágnesrúd tehát külső hatását tekintve egy mágneses dipólus, és ilyen szempontból teljesen mindegy, hogy ebben a dipólusban két szabad, avagy két polarizációs pólus van. A külső hatás szempontjából teljesen közömbös, hogy a benne lévő pólusokat milyennek képzeljük el. A lényeg az, hogy mágneses dipólus létezik, és ha ennek a belső szerkezetével nem törődünk, akkor ezt nyugodtan reprezentálhatjuk két mágneses pólussal.

A fentiektől függetlenül azonban nemcsak a magnetosztatika, hanem az egész elektrodinamika szempontjából fontos kérdés, hogy létezik-e szabad mágneses pólus, azaz ahogy mondani szokás mágneses monopólus? A választ sajnos nem tudjuk. Sok elmélet feltételezi (elsőként Dirac élt evvel a hipotézissel), és egyetlen egy sem tiltja meg, hogy ilyen monopólus létezzen. Másrészt viszont még senkinek sem sikerült ilyet kísérletileg megfigyelni. A 70-es és 80-as években sokan próbálkoztak a mágneses monopólust előállítani részecskegyorsítókban, illetve megfigyelni a kozmikus sugárzásban, vagy annak reakcióiban, minden eredmény nélkül. (Illetve volt néhány tévesnek bizonyult hír, és néhány azóta sem értelmezhető eredmény.) Mindazonáltal a kutatás továbbra sem állt le teljesen ebben az irányban, a kérdés nincs véglegesen tisztázva. A jelenlegi negatív eredményeknek négy oka is lehet:

1) monopólus tényleg nincs, mert létezését valamilyen természettörvény tiltja,
2) monopopólusok vannak, csak nagyon ritkák,
3) a monopólusok észlelése valami miatt nem lehetséges a jelen kísérleti technikákkal,
4) az eddigi kísérletekbe valamilyen hiba csúszott.

II. A magnetosztatika alapegyenletei

A I. Maxwell egyenlet sztatikai esetben

$$rot\ \mathbf{H} = \mathbf{0}.$$

vagyis a sztatikus mágneses tér örvénymentes . A III. Maxwell egyenlet pedig azt állítja, hogy szabad mágneses töltés (mágneses monopólus) nincs, azaz

$$div\ \mathbf{B} = 0.$$

vagyis a **B** mágneses indukció tere forrásmentes.

III. A mágneses Coulomb törvény

Mind azt már tárgyaltuk szabad mágneses töltés nincs, de polarizációs töltések vannak, amelyek dipólusokat alkotnak. Ha ezek a dipólusok kellően hosszúak, akkor lehet olyan helyzetet teremteni, hogy két dipólus kölcsönhatásában döntően mindegyik dipólusból csak egy-egy pólus játszon szerepet. (Feltételezhető ugyanis, hogy az egymástól távolabb elhelyezkedő pólusok között ható erő kisebb. Ezt a feltételezést a kapott eredmény – vagyis a Coulomb törvény – igazolja.) Így tehát jó közelítéssel tanulmányozhatjuk két mágneses pólus között ébredő erőt.

A kísérletek azt mutatták, hogy amikor egy koordinátarendszer origójában egy p póluserősségű mágneses pólust helyezünk el, akkor egy az **r** helyvektorú pontban elhelyezett p_P póluserősségű „próbapólusra” ható erő

$$\mathbf{F}_p = \frac{1}{4\pi\mu_0}\frac{p\,p_P\mathbf{e}_r}{r^2},$$

ahol μ_0 a vákuum permeabilitása, ami ugyanolyan szerepet játszik a fenti mágneses Coulomb törvényben, mint ε_0 a vákuum permittivitása az eredeti (elektromos)

Coulomb törvényben. Mindenben analóg formulák írhatók fel. Bevezethető a mágneses térerősség is, mint a próbapólusra ható erő osztva a próbapólus nagyságával:

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{F}_p}{p_p}.$$

A mágneses térerősség mérése mégsem a fenti formula alapján történik (bár lehetne így is). Miért nem? A póluserősségre alapozott kép szemléletes, és nincs is benne semmi kivetnivaló, de az SI mértékrendszerben minden elektromos mennyiség mérését az áramerősségre vezetünk vissza, lévén hogy az amper az alapmennyiség. Ezért azután az ismeretlen mágneses teret egy árammal táplált tekercs mágneses terével kompenzálva mérjük (lásd később).

IV. A mágneses erőtér anyagi közegben

Itt a pólusszemléletre hivatkozva teljesen analóg egyenleteket írhatunk fel mint amilyeneket az elektrosztatikus tér esetében. Így „szótárszerűen" írhatjuk fel az összefüggéseket, úgy hogy a baloldalon a már ismert elektrosztatikai változók és egyenletek szerepelnek, a jobboldalon pedig ugyanez a magnetosztatikai esetben.

E (elektromos térerősség)	⇔	**H** (mágeneses térerősség)
D (elektromos megosztás)	⇔	**B** (mágneses indukció)
P (elektromos polarizáció)	⇔	**M** (mágneses polarizáció
ε_0 (vákuum permittivitása)	⇔	μ_0 (vákuum permeabilitása)
$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \cdot \mathbf{E} + \mathbf{P}$	⇔	$\mathbf{B} = \mu_0 \cdot \mathbf{H} + \mathbf{M}$
anyagi egyenlet: $\mathbf{P} = \mathbf{P}(\mathbf{E})$	⇔	anyagi egyenlet: $\mathbf{M} = \mathbf{M}(\mathbf{H})$
ferroelektromosság, hiszterézis. Elektromos domének Curie pont	⇔	ferromágnesség, hiszterézis. Mágneses domének Curie pont

Az anyagi egyenletek gyakran lineárisak, mind az elektromos, mind a mágneses esetben. Ekkor a következő összefüggések érvényesek:

$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi_e \mathbf{E}$	⇔	$\mathbf{M} = \mu_0 \chi_m \mathbf{H}$
$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \varepsilon_0 \chi_e \mathbf{E}$	⇔	$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mu_0 \chi_m \mathbf{H}$
$\mathbf{D} = \varepsilon_0 (1 + \chi_e) \mathbf{E}$	⇔	$\mathbf{B} = \mu_0 (1 + \chi_m) \mathbf{H}$
χ_e = elektromos szuszceptibilitás	⇔	χ_m = mágneses szuszceptibilitás
$(1 + \chi_e) \equiv \varepsilon_r$	⇔	$(1 + \chi_m) \equiv \mu_r$

ε_r = relatív permittivitás	$\Leftrightarrow$	μ_r = relatív permeabilitás
$\varepsilon = \varepsilon_0\varepsilon_r$	$\Leftrightarrow$	$\mu = \mu_0\mu_r$
ε = abszolút permittivitás	$\Leftrightarrow$	μ = abszolút permeabilitás
$\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E}$	$\Leftrightarrow$	$\mathbf{B} = \mu\mathbf{H}$
dielektrikumok ($\chi_e>0$, $\varepsilon_r>1$)	$\Leftrightarrow$	**paramágneses anyagok** ($\chi_m>0$, $\mu_r>1$)
nincs analógia	$\times$	diamágneses anyagok ($\chi_m<0$, $\mu_r<1$)

Sok könyvben a $\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E}$ és a $\mathbf{B} = \mu\mathbf{H}$ egyenletek mint „anyagi egyenletek” szerepelnek. Ez természetesen nem igaz általában, hiszen ezek az egyenletek kizárólag csak akkor érvényesek, amikor a szorosabban vett anyagi egyenletek lineárisak. Az viszont igaz, hogy ez gyakran tekinthető jó közelítésnek.

Rövid pár szóban:
A paramágnesség magyarázata. Spin, mágneses momentum. ESR.
NMR: kémiai eltolódás.
A diamágnesség magyarázata.
Kísérlet a folyékony oxigén paramágneses voltának magyarázatára.