

Stacionárius terek és egyenáramok

Egyenáramok

I. A stacionaritás fogalma

A stacionárius állapot hasonlít abban a sztatikára, hogy időben mindkét állapot állandó. De a sztatikától eltérően a stacionárius állapotban áramok is vannak. A különbséget talán a következő hasonlattal lehet érzékeltetni. Képzeljünk el egy kád vizet, melyben a víz szintje időben állandó. Ez kétféle módon jöhet létre. Az egyik esetben a kád lefolyója be van dugaszolva, és a csap is el van zárva. Ez a sztatika. A másik esetben a csap is és a lefolyó is nyitva van, de a befolyó és a kifolyó vízárám azonos, és a vízszint ezért nem változik. Ez a második eset a stacionárius állapot.

II. Vezetők. Az áramerősség és az áramsűrűség

Mint tudjuk, az anyagok az elektromos áram vezetése szempontjából két nagy csoportra oszthatók: vezetőkre és szigetelőkre. Míg a szigetelőkben a töltéssel bíró részecskék (elektronok, ionok) helyhez kötöttek, a vezetőkben vannak olyan töltött részecskék –ún. töltéshordozók–, amelyek az elektromos tér hatására áramlani kezdenek. Egyelőre maradjunk a legegyszerűbb esetről, tehát legyen ez a vezető egy fém, ahol –mint tudjuk– a töltéshordozók az ún. vezetési sávban (lásd később) lévő elektronok. A fém –mint a legtöbb anyag– elektromosan semleges, tehát a mozgékony elektronok negatív töltését a helyhez kötött atomtörzsek pozitív töltése éppen kompenzálja. Ha elektromos teret létesítünk a fémbe, akkor az elektronokra ez a tér erőt gyakorol, és ezért mozgásnak indulnak és valamilyen v sebességre gyorsulnak fel. (Úgy képzelhetjük el, hogy az elektrongázra mint valamilyen viszkózus fluidumra sűrűségi erő is hat, és ez tart egyensúlyt az elektromos erővel, ezért nem gyorsul tovább a fluidum. Megjegyzendő, hogy ezt a stacionárius sebességet nagyon gyorsan, szinte pillanatszerűen éri el a vezetési elektron.) A fémbe tehát a ρ_{vez} töltéssűrűséggel elhelyezkedő vezetési elektronok v sebességgel áramlanak. Homogén teret és homogén fémfeltételezve a v sebességtér is homogén lesz, vagyis nem fog függeni a helytől. Ilyen esetben egy a v sebességre merőleges A felületen t idő alatt áthaladó Q_t töltés egyszerűen számítható:

$$Q_t = (\rho_{vez} v) A t.$$

(Egy olyan hasábnak a töltését kell tekintenünk, melynek oldaléle $v \cdot t$, alapja pedig A . A hasáb térfogata szorozva a vezetési elektronok sűrűségével adja a t idő alatt átment töltést.) Az időegység alatt áthaladó töltés, vagyis az elektromos áram pedig ebben az egyszerű esetben:

$$I = (\rho_{vez} v) A.$$

Az előbbi egyszerű esettől fokozatosan haladjunk az általános felé. Először tekintsük azt, amikor a sebességtér továbbra is homogén, de a v sebesség tetszőleges szögű α szögű zár be a felülettel. Ekkor a sebességnek csak a felületre merőleges normálkomponensével, v_n -el kell számolni:

$$I = (\rho_{vez} v_n) A.$$

Tekintetbe véve, hogy a v vektornak és az n normálvektornak a skalárszorzata v_n , az n vektor és az A felület szorzata pedig nem más, mint az A felület vektor, így

$$I = (\rho_{vez} v_n) A = (\rho_{vez} v) \cdot n A = (\rho_{vez} v) \cdot A.$$

Továbbá bevezethetjük az ún. áramsűrűséget:

$$j = \rho_{vez} v,$$

és így az áramerősségre a következő egyszerű formulát kapjuk:

$$I = j \cdot A.$$

Végül, ha az áramsűrűség helyről helyre változik, és az A felület sem sík, akkor az egyes kis dA felületeken áthaladó $dI = \mathbf{j} \cdot d\mathbf{A}$ áramokat kell összegezni, vagyis egy véges A felületen áthaladó I áramot az alábbi felületi integrál adja:

$$I = \int_A \mathbf{j} \cdot d\mathbf{A}.$$

Természetesen az áramot és az áramsűrűséget nem csak fémes vezetőre, hanem tetszés szerinti vezetési mechanizmusra ill. ezek keverékére is értelmezni lehet a fentiek mintájára. Tehát egy A felületen átfolyó *áram* az ezen a felületen időegység alatt átmenő töltés. Egysége az Amper: 1 Amper áram esetén a felületen másodpercenként 1 Coulomb töltés halad át. (Mint tudjuk azonban, jobb mérhetősége miatt az Amper az alapegység, és a Coulomb pedig a leszarmaztatott: $C = A \cdot s$. A dolgok megértésénél azonban ennek nincs jelentősége.) Az *áramsűrűség* normálkomponense egy kis sík próbafelületen átfolyó áram, a felület egységére vonatkoztatva. Vagyis az áramsűrűség iránya az, amely irányú felületre a legnagyobb ez a normálkomponens, nagysága pedig az ekkor mérhető maximális nagyság. Dimenziója Amper/m².

III. Az Ohm-törvény lokális és globális alakja

Mint láttuk, stacionárius állapotban a töltéshordozók (elektronok vagy ionok) egyenletes sebességgel mozognak a vezető belsejében. Ez azt jelenti, hogy a rájuk ható erők eredője zérus. Tegyük fel, hogy egy passzív vezetőről van szó, vagyis nincs jelen ún. elektromotoros erő. (Az elektromotoros erőt később fogjuk tárgyalni.) Ekkor a töltéshordozóra mozgása közben csak két erő hat: az elektromos erőtér ereje és a súrlódási erő. Azt, hogy ez a súrlódási erő hogyan jön létre, most részleteiben nem kutatjuk, de sokszor feltételezhető, hogy ez amolyan közegellenállás-szerű erő, amely kis sebességeknél a mozgó töltés sebességével arányos. (Ha például egy ion mozgását tekintjük egy vizes elektrolitban, tudjuk, hogy ott az ion mozgását a víz viszkozitása fékezi, és a gömbszerű hidratált ionra ható F_s súrlódási erő a Stokes-törvény (George Gabriel Stokes 1851) értelmében:

$$\mathbf{F} = -6\pi\eta r\mathbf{v}$$

ahol η a víz viszkozitása, r a hidratált ion sugara, \mathbf{v} pedig a sebessége. Ez a közbevetett példa most csak abból a szempontból érdekes, hogy a súrlódási erő ebben a szemléletes esetben is arányos a sebességgel, ahogyan azt a továbbiakban most már általában is fel fogjuk tételezni, a vezetés mechanizmusától függetlenül.)

Tehát ott tartottunk, hogy a mozgó töltésre két erő hat, az elektromos tér ereje és a súrlódási erő, és ennek a két erőnek az eredője zérus:

$$\begin{aligned} F_{EL} + F_S &= 0, \\ QE - kv &= 0, \end{aligned}$$

ahol Q a mozgó töltés nagysága, k pedig a súrlódással kapcsolatos arányossági tényező. Ez az egyenlet a \mathbf{v} sebességre kifejezhető, és ha beszorozzuk a ρ töltéssűrűséggel, akkor az alábbi összefüggést kapjuk:

$$\rho\mathbf{v} = \frac{\rho Q}{k} \mathbf{E},$$

amit röviden úgy írhatunk, hogy

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E},$$

ahol $\sigma = \frac{\rho Q}{k}$ a fajlagos vezetőképesség, maga az egyenlet pedig az Ohm-törvény lokális alakja (amennyiben elektromotoros erő nincs jelen).

Ohm törvényének lokális alakja egyrészt azt mondja, hogy egy adott helyen az áramsűrűség iránya megegyezik az elektromos erőtér irányával. (Ez izotróp anyagokra –ahol a

tulajdonságok irányfüggetlenek– igaz, anizotróp anyagokra azonban általában nem. A legtöbb vezető azonban izotrópnak tekinthető, tehát ez nem jelent túlságosan nagy korlátozást). Másrészt a formula szerint az áramsűrűség arányos a térerősséggel, azaz lineárisan függ tőle. Ez sem tekinthető szigorú természeti törvénynek, de általában igen jó közelítéssel igaz. Az Ohm-törvényt tehát talán helyesebb lenne Ohm-szabálynak mondani (kifejezve evvel annak közelítő jellegét), de az általánosan elterjedt szóhasználaton most már nem célszerű változtatni.

A lokális Ohm-törvényt írhatjuk az alábbi alakba is:

$$E = \rho \mathbf{j} ,$$

ahol $\rho = 1/\sigma$ a vezető fajlagos ellenállása. Középszintű tanulóinkban azonban az Ohm-törvénnyel nem ilyen formában, hanem az alábbi közismert alakban találkozunk:

$$U = R I .$$

Ez nem más, mint a törvény globális alakja. A globális jelző azt jelenti, hogy az összefüggés nem egy vezető egy pontjában, azaz lokálisan, az ottani mennyiségek között áll fenn, hanem globális –egy kiterjedt ellenállásra értelmezett– változók közötti összefüggésről van szó. Figyeljünk fel rá, hogy a lokális Ohm-törvényben valamennyi változó (E , ρ és \mathbf{j}) egy pontban van értelmezve, míg a globális törvényben az U , R és I változók is globálisak, a teljes ellenállásra vonatkoznak.

Ezek után nézzük meg, hogy a globális alak hogyan származtatható a lokálisból! Az egyszerűség kedvéért tekintsünk egy olyan homogén anyagból álló, „drótszerű” vezetődarabot, amely egy egyenes henger. A nem feltétlenül kör keresztmetszetű henger alaplapja is és fedőlapja is ekvipotenciális. A kettő közötti feszültség legyen U .

$$U = \int E \cdot dr = \int \rho \mathbf{j} \cdot dr .$$

Ebben az egyszerű esetben az áramsűrűség a helytől független és mindenütt a henger alkotójával párhuzamos, tehát

$$\mathbf{j} \cdot dr = j dl ,$$

ahol dl az elmozdulásvektornak a henger alkotójának az irányába eső vetülete. Így tehát

$$U = \int \rho j dl = \rho j \int dl = \rho j L = \rho \frac{I}{A} L = \rho \frac{L}{A} I = R I .$$

ahol L a vezetődarab hossza, A a keresztmetszete, $R = \rho \frac{L}{A}$ pedig az ellenállása. Itt azt is kihasználtuk, hogy az áramsűrűség minden pontban azonos, tehát $j = \frac{I}{A}$. (Ez szimmetria-

megfontolásokból következik, ennek alapján ugyanis az egyenes hengerben csak homogén tér képzelhető el, amennyiben az alap- és a fedőlap külön-külön ekvipotenciális.)

Megjegyezzük, hogy tetszőleges alakú vezető két ekvipotenciális határoló felülete között mindig helyettesíthető egyetlen ellenállással, ennek kiszámítása azonban még homogén vezető anyagot feltételezve is bonyolult lehet. A lineáris feszültség–áramerősség összefüggést a globális törvényben azonban biztosra vehetjük, mert ezt a lokális törvény lineáris térerősség–áramsűrűség összefüggése garantálja.

Olvasmány

Annak illusztrálására, hogy milyen problémák léphetnek fel egy tetszőleges alakú vezető ellenállásának kiszámításánál, tekintsük az alábbi egyszerű példát. Vegyünk két egyforma egyenes hengert, melyek azonos anyagból is készültek. Ekkor mindkét henger ellenállása az alap és fedőlapja között

$$R = \rho \frac{L}{A}.$$

Ha a két hengert úgy illesztjük össze, hogy az első fedőlapja és a második alaplappja tökéletesen illeszkedik, akkor az így keletkező henger ellenállása $2R$. De mi van akkor, ha az első henger fedőlapja és a második alaplappja csak részben fed át? Ekkor a szimmetria megbomlik, és az ellenállás (amely természetesen ilyenkor is létezik) kiszámítása általában numerikus módszereket igényel. Tudniillik ilyenkor a potenciáletteret a Laplace-egyenlet ($\Delta\phi = 0$) megoldásaként nyerjük, a megfelelő peremfeltételek figyelembevételével. (A peremfeltételek az alábbiak: van két ekvipotenciális felület, ahol adott a potenciál: az első henger alaplappja, és a második henger fedőlapja. Ezt a két felületet köti össze a két hengerből álló rendszer. A hengerek palástjára és az egymással érintkező lapok „fedetlen” részeire pedig az érvényes, hogy ezen felületeken át nem folyik áram, tehát a potenciálgadiensnek a normális irányú komponense zérus ezeken a felületeken.) A vezető minden pontjában érvényes a lokális Ohm-törvény:

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E},$$

valamint a stacionaritás feltételéből adódóan az is, miszerint

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = 0.$$

Ha ide behelyettesítjük az Ohm-törvényt, és azt is tekintetbe vesszük, hogy az elektromos erőter a potenciál negatív gradiense, akkor jutunk a Laplace egyenlethez:

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = \operatorname{div}(\sigma \mathbf{E}) = \operatorname{div}(\sigma (-\operatorname{grad} \phi)) = 0 \Rightarrow \operatorname{div}(\operatorname{grad} \phi) = 0 \Rightarrow \Delta \phi = 0.$$

A fenti levezetés feltételezte, hogy σ , a fajlagos vezetőképesség helytől független állandó. Inhomogén anyagoknál azonban ez nem érvényes, és ezért ott az eredeti egyenletet kell megoldani

$$\operatorname{div}(\sigma \operatorname{grad} \phi) = 0,$$

ugyanazokkal a peremfeltételekkel, mint az előbb. Az ilyen problémák megoldására ma már kész számítógépes programok állnak a rendelkezésünkre.

Az is látható, hogy ha egy $\phi_1 = \phi(\mathbf{r})$ potenciáltér kielégíti a Laplace-egyenletet, akkor a $\phi_2 = \lambda \cdot \phi(\mathbf{r})$ potenciáltér is ki tudja elégíteni azt ugyanazon vezetődarab esetén. Ha a ϕ_1 potenciáltér a vezetőre kapcsolt U_1 feszültség esetén a peremfeltételeket kielégítő megoldása a Laplace-egyenletnek, akkor a ϕ_2 megoldás az $U_2 = \lambda \cdot U_1$ arányosan megnövelt feszültség esetén lesz érvényes. Vagyis a vezetőre kapcsolt feszültséggel arányosan nő meg a vezető minden pontjában a ϕ és $\operatorname{grad} \phi$, és ennek megfelelően a lokális áramsűrűség, valamint a teljes áramerősség is. Így következik a $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$ lokális Ohm-törvény linearitásából az $I = U/R$ globális Ohm-törvény lineáris volta.

Ha a számítógépes program megadja a $\phi(\mathbf{r})$ potenciáletteret, akkor a két ekvipotenciális felület között (melyeket jelöljünk mondjuk A-val és B-vel) a feszültséget olyan s úton is ki tudjuk számítani, melynek érintője mindig a negatív potenciálgadiens, vagyis a térerősség irányába mutat:

$$U_{AB} = \int_A^B \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r} = \int_A^B E ds.$$

A lokális Ohm-törvény értelmében $E(s) = \rho(s) \cdot j(s)$, ahol mind a lokális áramsűrűség, mind pedig a fajlagos ellenállás lehet az s hely függvénye, vagyis

$$U_{AB} = \int_A^B \rho(s) \cdot j(s) ds.$$

Egy adott A(s) keresztmetszeten átfolyó j_{AV} átlagos áramsűrűség

$$j_{AV} = I/A(s),$$

ahol I a vezetőben folyó áramerősség, amely stacionárius állapotban minden keresztmetszetre ugyanaz. Mivel mind a lokális, mind pedig az átlagos áramsűrűség lineárisan függ a feszültségtől, ezért a kettő r aránya a feszültségtől független (de az s helytől függő) állandó:

$$r(s) = j / j_{AV}.$$

Mindezeket figyelembe véve

$$U_{AB} = I \cdot \left\{ \int_A^B \rho(s) \cdot r(s) ds / A(s) \right\},$$

ahol a kapcsos zárójelben álló mennyiség a vezetődarab R ellenállása, amely homogén henger esetén a jól ismert

$$R = \rho L/A$$

eredményre vezet.

IV. A vezetés mechanizmusai: elektromos vezetés vákuumban, gázban és folyadékban

IV.1 Elektromos áram vákuumban. A katódsugárcső

Elektromos áramhoz mozgó töltéshordozók szükségesek. A vákuum légüres tér, amelyben elvileg semmilyen részecske sincs jelen. (A valóságban természetesen még igen jó vákuumszivattyú esetén is marad valamennyi gáz egy leszívott üvegcsőben, de ettől most egyelőre tekintsünk el.) Ilyen esetben ezért áram sem folyhat, kivéve, ha valamilyen módon töltéshordozókat juttatunk be ebbe a térbe. Ezek a töltéshordozók leggyakrabban elektronok.

Tekintsünk például egy üvegcsövet, amelybe két fémelektrod van beforrasztva.

Ábra

A csőből szívjuk ki a levegőt, majd kapcsoljunk feszültséget a két fémelektrod közé. Mivel az üveg jó szigetelő, és a vákuumban nincsenek töltéshordozók, ezért ebben az esetben gyakorlatilag nem folyik áram. Ha viszont izzásig melegítjük az egyik elektródot, akkor már jól mérhető áramot kapunk, feltéve, hogy az izzított elektród a katód. A forró fémből ugyanis folyamatosan elektronok lépnek ki a vákuumba, amelyek azután az elektromos tér hatására felgyorsulnak, és az anódba csapódnak, és így vezetik az áramot a katód és az anód között. (Fordított irányban gyakorlatilag nem folyik áram, mert a hideg elektródból nem tudnak elektronok kilépni a vákuumba.) A szerkezet mint vákuumdióda ismeretes, és a félvezető dióda megjelenéséig elterjedten használták egyenirányítóként.

Más lehetőség is van arra, hogy az elektronokat egy fém elhagyására bírjuk. Az egyik ilyen lehetőség a nevezetes fényelektromos hatás, amelynek magyarázataért kapta Albert Einstein Nobel-díját. Ha egy fémet fénnel megvilágítunk, és a fény egy fotonjának az energiája elegendően nagy (azaz fedezni képes az egy elektronnak a fémből való kijuttatásához szükséges ún. kilépési munkát), akkor a fotonok elektronokat lökhetnek ki a hideg fémből is.

Igen nagy elektromos térerősségek esetén pedig fény és izzítás nélkül is léphetnek ki elektronok a vákuumba: ez az ún. hidegemisszió jelensége. Hidegemisszió előidézéséhez éles csúcsokat használnak, mivel ezeken a csúcshatás miatt igen nagy a térerősség. (A hidegemisszió magyarázata: a nagy térerősség miatt a kilépést gátló potenciálgát elvékonyodik, és ekkor az elektronok a „gát alatt” is átjuthatnak a kvantummechanikai alagúteffektus révén.)

A katódsugárcső a gyakorlatban használt (oszilloszkóp, TV) fontos eszköz. Ez nem más, mint egy olyan üvegcső, amelyben vákuum van, és az üvegbe beforrasztva több fémelektrod. Az izzított vagy hideg katóddal szemben egy lyukas anód helyezkedik el. Ezért a katódból kilépő elektronok zöme nem ütközik az anódba, hanem a gyorsító téren és a lyukas anódon túljutva állandó sebességgel halad az üvegcső mentén, mígnem beleütközik az üvegfalba. Ha az üvegfalat valamilyen fluoreszkáló anyaggal vonjuk be, akkor a becsapódás helyén egy fluoreszkáló folt jön létre. A katódból kilépő elektronsugár (amelyet éppen ezért régebben katódsugárnak is neveztek) elektromos vagy mágneses térrel eltéríthető, és így a fluoreszkáló pont helye a képernyőn gyorsan változtatható, amely vonalakat, ábrákat rajzolhat ki.

IV.2 Elektromos áram gázokban („gázkisülés”)

Az elektromos vezetés a gázfázisban is töltéshordozók jelenlétét követeli meg. Elektronok természetesen a gázfázisba is ugyanúgy bevihetők, mint a vákuumba, de ebben az esetben más töltéshordozók is előfordulhatnak, mégpedig a gázmolekulák elektromosan töltött ionjai; ezek egyaránt lehetnek pozitív és negatív töltésűek. Negatív ionok létrejöhetnek pl. úgy is, hogy „lassú” (ütközéssel ionizálásra nem képes) elektronok a gázmolekulákkal reagálva

negatív ionokat hoznak létre; ez különösen elektronegatív gázmolekulák (pl. oxigén) esetén történik meg. Többszörös pozitív töltésű gázionokat is létre lehet hozni, azonban a közönséges gázkiszülésekben ezek nem játszanak lényeges szerepet. Nemesgázok esetében az elektron nem képes „vegyülni” a gáz atomjaival, így ott a pozitív töltésű ionok mellett negatív töltésű elektronok vezetik az áramot.

Az ionos vezetés gázokban két nagy csoportra osztható: önálló és nem önálló vezetésre.

a) Nem önálló vezetés közönséges nyomású gázokban. Lángionizációs detektor

Közönséges nyomáson (a Föld felszínén mérhető nyomásokon) a gázokat ionizálni kell ahhoz, hogy vezessék az áramot. Ilyenkor pozitív ionok és negatív elektronok (röviden ion-elektron párok) generálódnak, és ezek vezetik az áramot. A vezetés közben az elektródokon lejátszódó folyamatok: az elektronok belépnek az anódba, a pozitív ionok pedig elektronokat vesznek fel a katódból, és így újra semleges részecskékké válnak.

Az így létrejövő vezetés általában nem tudja önállóan fenntartani magát: ha az ionokat létrehozó forrást megszüntetjük, akkor a vezetés is megszűnik. Az ionizáció forrása lehet a kozmikus sugárzás, természetes vagy mesterséges radioaktív sugárzás, kémiai reakció (pl. gyökös reakciók egy lángban), avagy magas hőmérséklet (termikus ionizáció). Közös jellemzőjük, hogy a gázra kapcsolt feszültség növelésével az áram nem arányosan nő, hanem egy határértékhez tart. Az áram maximális értékét ugyanis az ionforrás által az időegység alatt létrehozott ion-elektron párok száma szabja meg: amikor az elektromos tér már az összes töltéshordozót „begyűjti”, akkor a mért áram már nem növelhető tovább.

Ábra

Az ilyen „platós” (plató = fennsík) feszültség – áramerősség karakterisztika jellemzi a gázkromatográfiában elterjedten használt lángionizációs detektort is. A tiszta hidrogén lángjában igen kevés az ion, de amikor szerves anyagok égnek el benne, akkor a lángba jutó szénatomok számával arányos számú ion-elektron pár keletkezik. A lángionizációs detektor árama a platón mérve csak az időegység alatt keletkezett töltéshordozók számától függ, a rákapcsolt feszültségtől független.

b) Önálló vezetés ritkított gázokban. Ködfénykiszülés

Végezzük el a következő kísérletet. Vegyünk egy hosszú (pl. 1 méteres), zárt üvegcsövet, amelyben közönséges nyomású levegő van, de amely egy vákuumszivattyúval kiszívható. Az üvegcső két végében egy-egy kis tányér alakú elektród van, melyekre nagy (pl. 5-6 kV-os) feszültséget kapcsolunk. A kísérletet sötétben végezzük, mert az önálló gázkiszülést fényjelenség kíséri, amit a sötétben jobban észlelhetünk. Közönséges nyomáson nem látunk semmilyen fényjelenséget, ugyanis atmoszférikus nyomáson csak nem önálló kiszülés jön létre, és ez nagyon gyenge. (Ezt a radioaktív háttér és a kozmikus sugárzás tartja fenn, de ezt a kis áramot csak igen érzékeny műszerekkel tudnánk mérni.) Ha valamilyen módon keletkezik egy primer ion a gázban, akkor azt az elektromos tér gyorsítja, de más részecskével – gázmolekulával avagy ionnal– való ütközése miatt lelassul. Ahogy csökken a nyomás és csökken a részecskék koncentrációja, úgy nő az a távolság, amit az ionok ütközés nélkül meg tudnak tenni, vagyis a szabad úthossz, és annál jobban fel tudnak gyorsulni az ionok. Elég kis nyomáson a pozitív ionok annyira fel tudnak gyorsulni, hogy amikor becsapódnak a katódba, akkor ott nem csak semlegesítődnek, hanem onnan további elektronokat „ütnek ki”, ezek pedig

felgyorsulva újra ionizálnak, vagyis az elektronok és ionok állandó termelődése révén megindul az önálló gázkisülés. (A gyorsan mozgó elektronok nem „vegyülnek” a gázmolekulákkal, sőt, ütközés révén onnan egy további elektront löknek ki.)

A katódnak –mint látjuk– kitüntetett szerepe van: innen emittálódnak azok az elektronok, amelyek felgyorsulva egy gázmolekulával ütközve abból pozitív iont és egy újabb elektront hoznak létre. (A pozitív ionok ütközése a semleges gázmolekulákkal kevésbé hatásos a szekunder ionizáció szempontjából.) Az egyes fényjelenségeket a katódtól elindulva vesszük sorba.

A katód felületén, - vagy a katódhoz nagyon közel, ez a nyomástól és az alkalmazott gáztól is függ- egy apró szikrákból álló „katódhártya” figyelhető meg: a becsapódó pozitív ionok energiája részben fény formájában jelenik meg. (A fényt mindenütt –tehát nem csak a katódhártyában – gerjesztett molekulák vagy ionok sugározzák ki, amelyek ilyen módon jutnak alapállapotba. A gerjesztés elsősorban a felgyorsult elektronok és a molekulák közötti ütközések révén jön létre.) A sok kilépő elektron miatt a katódhártya és a katód közötti tér negatív tértöltéssel rendelkezik.

A katódhártya után a sötét katódtér található, ezután pedig a negatív fény, más néven ködfény. A katódból kiütött elektronok itt érik el azt a kritikus sebességet, amellyel a gázmolekulákat már ionizálni képesek, és ily módon ion-elektron párokat keltenek. Mivel az elektronok kis tömegük révén sokkal gyorsabban mozognak, mint a lomha pozitív ionok, ezért a ködfényt és a katódhártyát elválasztó sötét térben pozitív tértöltés jön létre. E tértöltés miatt a ködfény és a katódhártya közötti sötét térben nagyobb a térerősség, mint a cső egészében. (Ez okozza azt, hogy a ködfényből a katód felé távozó pozitív ionok árama végülis –kellő nagy tértöltés esetén– megegyezik a ködfényből az anód felé távozó elektronok áramával, vagyis a tértöltés ezután már nem nő tovább.)

A ködfény után a felfedezője után Faraday féle sötét térnek nevezett sötét zóna, majd pedig a pozitív oszlop következik. A negatív ködfényben az elektronok a molekulák ionizálása révén veszítenek energiájukból, de a Faraday-féle sötét térben felgyorsulva a pozitív oszlopban újból ionizálnak és a gerjesztett molekulák itt is fényt emittálnak. A pozitív oszlopban elenyésző a tértöltés, nagyjából egyforma az elektronok és a pozitív ionok koncentrációja. (Az elektronáram persze sokkal nagyobb az elektronok nagyobb mozgékonyasága miatt.) A pozitív oszlop szegmentálódhat. Ilyenkor az oszlop egymástól nagyjából azonos távolságra lévő világító tárcsákra bomlik: az ionizáció, a rekombináció és a gerjesztett gázmolekulák eloszlása a térben periodikussá válik. Végül a pozitív oszlopot a sötét anódtér választja el az anódtól, amelyet az anódfény borít.

Alkalmazások: lehet olyan gázkisülési csövet készíteni, ahol lényegében csak a negatív fény jelenik meg. Ezeket a ködfénylámpákat pl. feszültségstabilizálásra lehet használni (a ködfény begyűjtéséhez szükséges kritikus feszültség után ugyanis az áram növelésével csak a ködfény átmérője növekedik, a rajta eső feszültség pedig alig változik), vagy nagy feszültség jelzésére (fáziskereső ceruza).

A pozitív oszlop fénycsövekben nyer alkalmazást. A szín a töltőgáztól függ, pl. higanygőz esetén az oszlop kékesfehér színű, neon esetében pedig piros.

c) Önálló vezetés közösleges nyomású gázokban: csúcs-, szikra- és ívkisülés

A korona- vagy csúcskisülés általában csúcsokon lép fel, a már tárgyalt csúcs hatás és az elektromos szél ilyen jelenség. (Fénymásoló gépek fényhengerét pl. a megvilágítás előtt ilyen koronakisüléssel töltik fel elektrosztatikusan. A fényhenger olyan anyagból készül –régebben ez szelén volt–, amely megvilágítás hatására vezetővé válik, és elveszti elektromos töltését. Ha ezután a fényhengert festékpalba mártjuk, akkor csak a megvilágítást nem kapott sötét részekre tapad a festék. A hengeren végiggörgetve egy papírt arra átkerül a festék, és kész a fénymásolat.)

Ha a koronakisülésnél a feszültséget növeljük, akkor ún. nyalábkisülés jön létre: az elektródokról világító, szerteágazó nyalábok indulnak ki. (Ilyen játékszerek, „varázsgömbök” is kaphatók.) Az anódról kiinduló nyalábok hosszabbak, úgyhogy ennek alapján pl. egy

megosztó gép (az elektromos megosztás alapján működő elektrosztatikus influencia gép) pólusait meg tudjuk különböztetni. A feszültséget tovább növelve végül átütés jön létre egy szikra formájában. A szikrakisülés keskeny csatornájában élénk ütközési ionizációs folyamatok játszódnak le. Fény és hirtelen felmelegedés, majd lehülés kíséri a jelenséget. A hirtelen hőmérsékletváltozás a levegő gyors kiterjedését és összehúzódását okozza, és ez hozza létre a hangot: a szikránál a csattanást, a villámnál pedig –ami tulajdonképpen egy nagy szikra– a mennydörgést.

Ívkisülésnél a kezdetben összeérintett szén elektródok között nagy áram indul meg, és ez felmelegíti az elektródokat. Az ezek után széthúzott elektródok között is fennmarad az ívkisülés a katódból kilépő elektronok, valamint a szekunder és a termikus ionizáció révén. A katód fontos szerepét mutatja, hogy egy fémrúd és egy fémlemez között létrejött ív a fémrúd mozgatása közben fennmarad, ha a fémrúd a katód, ellenkező esetben azonban nem. Ha ugyanis a fémrúd az anód, akkor azt elmozdítva egy új, hideg katódfelülettel kerül szembe, ahonnan nem tudnak elektronok kilépni, és ezért az ív megszakad.

IV.3 Elektromos áram folyadékokban

Folyadékokban általában ionok vezetik az áramot, bár különleges esetekben az elektronok is szerepet kaphatnak. (Ez nem csak folyékony fémekben –mint pl. a higany– lehetséges, hanem pl. folyékony ammóniában oldott fém nátrium vagy kálium esetében is.) Klasszikus kísérletként desztillált vizet kössünk sorba egy izzólámpával, és adjunk a soros rendszerre akkora feszültséget, amelynek hatására a lámpa világítana, ha a feszültséget nem a vízen keresztül kapná. A lámpa a „desztillált vizes kapcsolásban” nem világít, de ha megsózzuk a vizet, akkor kigyullad a lámpa. Sőt a lámpa akkor is világít, ha desztillált víz helyett csapvizet használunk. (Miért?)

Az üvegről tudjuk, hogy tulajdonképpen folyadék, de szobahőmérsékleten mégsem vezet. Ha az előbbi kísérletet megismételjük úgy, hogy a lámpával egy üvegrudat kapcsolunk sorba, a lámpa most sem világít, jelezve, hogy az üvegrúd nem vezet. Ha azonban az üvegrudat gázégővel melegítjük, az üvegben megindul az ionos vezetés (főleg a benne lévő nátrium ionok révén), mert a növekvő hőmérséklettel az üveg viszkozitása csökken, a benne lévő ionok mozgékonyasága pedig nő. Az áram annyira megnőhet, hogy a lámpa végül kigyullad, és a vezetés ilyenkor már a láng nélkül is fenntartható, mivel a szükséges hőt az áram teljesítménye biztosítja.

V. Elektromos áram szilárd testekben. A szilárd testek osztályozása

V.1 Metán: molekularács

A szilárd testek atomokból vagy molekulákból is állhatnak. A legegyszerűbb esetben az atomok molekulákká állnak össze, és az ezen molekulák között ható gyenge erők (a Van der Waals erők) kapcsolják össze szilárd testté a molekulákat. Ilyen például a metán kristálya. A szilárd metánban a molekulák között csak igen gyenge a kölcsönhatás, és a termikus mozgás könnyen lerombolja ezt a molekularácsot. (A metán olvadáspontja $-182,5\text{ °C}$. Ezért még a Szaturnusz nevezetes holdján, a Titánon is főleg folyékony állapotban fordul elő, pedig ott az átlagos hőmérséklet igencsak hideg: -178 °C . Így lehetséges, hogy a Titánon a metán felhőkből metán eső esik, és a metán csapadékot a metán patakok és folyók viszik a metán tengerekbe.) Vezetés csak úgy jöhetne létre, ha valahogy elektronokat szabadítanánk ki az egyes metánmolekulákból. Ezek azonban erősen kötődnek az egyes molekulákhoz; csak ionizáció révén szakíthatók ki onnan. Vagyis a szilárd metánban nincsenek szabad töltéshordozók, ezért a szilárd metán szigetelő.

V.2 Jég: hidrogénkötéses rács

Ha a molekula állandó dipólus, akkor az ilyen molekulák között már sokkal nagyobb erők ébrednek. Speciális eset a víz: itt a molekulák között a dipól-dipól kölcsönhatásnál is

erősebb hidrogén-kötések képeznek hidat. (Ezért jóval magasabb a víz olvadáspontja, mint a metáné.) A jégben tehát már nem olyan izoláltak a vízmolekulák: többszörös hidrogénkötés tartja egyben az egész aggregátumot, de azért még az egyes vízmolekulák megkülönböztethetők ebben az aggregátumban. A szilárd jég is alapvetően szigetelő, de a vízmolekulákat összekötő hidrogén-hidak speciális ionos vezetést tesznek lehetővé a hidrogén ion részére a folyékony vízben, és némiképp a szilárd jégben is.

V.3 Szilárd NaCl: ionrács

NaCl gázmolekulákkal ritkán találkozunk, bár a természetben ilyenek kétségtelenül előfordulhatnak. (Pl. a Jupiter egyik holdján, az Io-n néha vulkáni kitöréseket lehet megfigyelni, és 2003-ban fedezték fel, hogy ilyenkor a hold főként kéndioxidból álló atmoszférájába többek között Na és Cl atomok, valamint NaCl molekulák kerülnek.) Amikor a gázfázisú NaCl molekulák kondenzálnak, akkor a szilárd fázisban a nátrium és klorid ionok ionrácsot hoznak létre, ahol a pozitív és negatív ionok már nem páronként tartoznak össze, hanem egy köbös rácsban minden Na^+ iont 6 Cl^- ion vesz körül, és fordítva. Ennek következtében a kristályban a Na^+ és Cl^- ionok közötti távolság egy kicsit nagyobb, mint a NaCl molekulában, de a teljes elektrosztatikus energia így is kisebb, mivel minden oldalról ellentétes töltésű ionok veszik körbe az ionokat. Az aggregátumot összetartó nagy elektrosztatikus erők miatt a NaCl olvadáspontja $801\text{ }^\circ\text{C}$. Ebben az aggregátumban az egyedi NaCl molekulák már nem különböztethetők meg. Elektronok mégsem kószálhatnak kedvük szerint ebben a szupermolekulában, mivel nincsenek szabadjára engedve, a nátrium és a klorid ion lezárt nemesgáz héjairól elektront eltávolítani ugyanis igen nehéz. Tehát a szilárd NaCl is szigetelő. (Oldata vagy olvadáka azonban már nem, ilyenkor –ahogyan arról már volt szó– az ionok vezetik az áramot.)

V.4 Szilárd Na: fémcső rács. A fémek sávszerkezete

A nátrium gőzében kétatomos molekulák találhatók. A Na_2 molekulában a két nátrium atom kovalens kötéssel kapcsolódik egymáshoz: a két külső vegyértékelektron közös molekulapályát hoz létre a két atomi pályából. Ez nem is rossz eddig, de hát a nátrium atom igazából egy teljes zárt s^2p^6 héjat szeretne. Nézzük meg, hogy mi történik, amikor a nátrium szilárd fázisba kerül. Ha ekkor az eredeti két nátrium atomhoz még egy nátrium atom csatlakozna, az egy további elektront jelentene, de az első két atom már elhasználta az elektronjait egy kovalens kötés létesítéséhez. Mi lenne –juthat az eszükbe–, ha egy olyasmi kovalens kötést hoznának létre, amely mindhárom atomot és elektront magába foglalja? Figyeljük meg, hogy amennyiben ez a hármas létrejön, akkor mindhárom elektron mindhárom atomot szabadon látogathatja. Ahogyan egyre több szomszédos atomot adunk a rendszerhez, ez a különös kémiai kötés egyre több és több elektront tartalmaz, melyek szabadon látogathatnak egyre több és több atomot. Mint látható, a telítetlen kovalens kötéstől a fémcső kötés felé haladunk. (Természetesen rövidesen eljön az az idő, amikor az újabban hozzáadott atomok nem tudnak már érintkezni az első atompárral, hanem a növekvő aggregátum külsejéhez tudnak csak „ragadni”, de ez a növekedést egyáltalán nem akadályozza.) Így azután a nátrium fémcsőben minden atom egy elektront ad és ezek a vegyértékelektronok az egész fémcsőhöz tartoznak. Éppen úgy, mint amikor a Na_2 molekula kovalens kötésében a két pozitív Na^+ ion között elhelyezkedő vegyértékelektronok tartották össze a két Na^+ iont, most az összes elektron tartja össze az összes pozitív atompárját. A fémcső kötés lényege, hogy a kötőelektronok *delokalizáltak*, azaz nem tartoznak egyik ionpárhoz sem, és az atomok pedig annyi szomszédra szeretnének szert tenni, amennyi csak lehetséges.

Az is nagyon fontos, hogy n atom esetén az elektronoknak $2n$ számú pálya áll rendelkezésére (ezen pályák diszkrét energianívói annyira közel esnek egymáshoz, hogy egy majdnem folytonos sávot hoznak létre, ami az ún. vezetési sáv), amelyet azonban n számú elektron csak félig tölt be. (A Na 3s pályáján ugyanis két ellentétes spinű elektron férne el, de csak egy van ott.) Mivel a vezetési sáv félig üres, így a vezetési sávban lévő ún. vezetési

elektronok szinte tetszés szerinti kis energiát is képesek felvenni az elektromos térből, vagyis elektromos tér hatására megindul az elektronok áramlása, az elektromos vezetés.

A fémes vezetésre egy kicsit más példát mutat a kalcium. Mivel a Ca atom legkülső héján két elektron van, ezért a fémes kötés $2n$ elektronja teljesen betölti a $2n$ számú pályát. Mégis lehetséges a vezetés, mert az alapszintnek és a gerjesztett szintnek megfelelő sávok átlapolnak, és így közösen hoznak létre egy olyan vezetési sávot, ahol a pályák egy része nincsen betöltve.

V. 5 A vezetési és a vegyértéksáv. Fémek, félvezetők és szigetelők

Kovalens kötésekkel összetartott szilárd testeknél általában a legfelső teljesen betöltött sávot nevezik vegyértéksávnak, a felette lévő félig betöltött vagy üres sávot pedig vezetési sávnak. (A vegyértéksáv alatt is vannak további betöltött sávok, de ez az elektromos vezetés szempontjából érdektelen.) Mint láttuk, fémek esetében alapállapotban is vannak elektronok a vezetési sávban. A szigetelők és félvezetők esetén ez nincs így: a vezetési sáv alapállapotban (abszolút nulla fokon) üres. A vezetési és a vegyértéksávot elválasztó ún. tiltott sáv a szigetelők esetén széles: több elektronvolt, a félvezetők esetén kisebb: 1 eV nagyságrendű.

V.6 Szilárd szén (gyémánt) és szilícium: atomrács

A gyémántban és a szilárd szilíciumban is az atomokat kovalens kötések tartják össze: az egész kristály tulajdonképpen egyetlen szupermolekula. A négyvegyértékű atomok négy szomszédos atomhoz kapcsolódnak, így hoznak létre nemesgáz konfigurációt. A négy kovalens kötéshez éppen elegendő számú elektron áll rendelkezésre, üres hely tehát így nem marad. Alapállapotban a vegyértéksáv tele van, a felette lévő vezetési sáv pedig üres.

A nagyon erős kovalens kötések miatt a gyémánt több „rekordot” tart: a legkeményebb anyag. A legmagasabb hőfokon (3550 °C -on) olvadó anyag. A gyémánt atomjai közelebb vannak egymáshoz, mint bármely más anyagé. A gyémánt a legjobb hővezető is: 5-ször jobban vezeti a hőt, mint a második helyezett, a fém ezüst. A fényáteresztésben is rekorder: az ultraibolyától a távoli infravörös tartományig fényáteresztő, ennek semmi más még csak a közelébe sem jön.

A szilícium kovalens kötése nem olyan erősek, de azért az olvadási pontja még mindig elég magas: 1414 °C .

V. 7 Saját és szennyezéses vezetés

ld. Laborjegyzet

V.8 Félvezető eszközök: dióda és tranzisztor

ld. Laborjegyzet

VI. Az elektromos áram munkája és teljesítménye. Joule törvénye lokális és globális formában

Egy fém belsejében legyen az elektromos térerősség E . A benne lévő vezetési elektronokra ható elektromos és a súrlódási erő egymással egyensúlyt tartanak, és ennek hatására az elektronok állandó v sebességgel mozognak, vagyis áram folyik a vezetőkben. (Természetesen ez egy erősen leegyszerűsített kép, amely az elektronok rendezetlen mozgásaitól eltekint. De jelen céljainknak ez a modell teljesen megfelel.) Egy elektronra ható elektromos erő

$$F = eE,$$

ahol e az elektron töltése ($-1,6 \cdot 10^{-19}\text{ C}$). A mechanikából tudjuk, hogy az F erő W munkája, illetve P teljesítménye:

$$W = \int F \cdot dr \quad \text{és} \quad P = \frac{dW}{dt} = F \cdot v$$

Az elektromos térnek tehát egy vezetési elektronra eső teljesítménye:

$$P = eE \cdot v.$$

Amennyiben a térfogategységben n darab vezetési elektron található, akkor az elektromos tér térfogategységre jutó teljesítménye, vagyis a teljesítménysűrűség:

$$\frac{dP}{dV} = ne E \cdot v.$$

Tekintetbe véve, hogy az ne szorzat nem más, mint a vezetési elektronok töltéssűrűsége:

$$ne = \rho_{vez},$$

továbbá ezen töltéssűrűség és a sebesség szorzata az áramsűrűséget adja:

$$\mathbf{j} = \rho_{vez} \mathbf{v},$$

ezért a teljesítménysűrűség az alábbi egyszerű alakba írható:

$$\frac{dP}{dV} = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}.$$

Ez a Joule-törvény lokális alakja. Ez a lokális kifejezés inhomogén tér és fém esetén is igaz, hiszen lokálisan nem „érződik”, hogy a tér, vagy a fém inhomogén. (Ott csak a helyi tér számít. A pont környezetét pedig minden határon túl nagyítva a közvetlen környezet egyre inkább homogénnek tűnik.) Ha viszont ténylegesen homogén térről valamint homogén és izotróp fémről van szó, akkor ezt a lokális törvényt könnyű integrálni. Példaként tekintsünk egy olyan hengert, melynek alkotói párhuzamosak a térrel, alap- és fedőlapja pedig erre merőleges. Legyen a henger alaplapjának területe A , hossza pedig L . A hengerben létrejövő teljesítmény ekkor

$$P = \int j \cdot E dV = j E V = j E AL.$$

Tekintetbe véve, hogy most az áramerősség egyszerűen az áramsűrűség és a keresztmetszet szorzata ($jA = I$), valamint az U feszültség itt $U = EL$, megkapjuk a jól ismert formulát:

$$P = U \cdot I.$$

Ez a formula azonban általában is igaz egy tetszés szerinti vezetődarab két olyan ekvipotenciális keresztmetszete közötti térfogatában létrejövő teljesítményre, amely keresztmetszetek között eső feszültség U . t idő alatt ugyanis a vezetődarabon áthaladó Q_t töltés az U feszültség

$$W = U Q_t$$

munkát végez, ezért a vezetőben létrejövő teljesítmény

$$P = U \cdot I.$$

Ez a Joule törvény megszokottabb globális alakja. Amikor olyan feladatot kell megoldani, ahol ohmikus ellenálláson létrejövő hőteljesítmény a kérdés, akkor a Joule-törvényt az Ohm-törvénnyel együtt alkalmazzuk:

$$P = U I = R I^2 = \frac{U^2}{R} \quad (\text{globális alakok})$$

$$\frac{dP}{dV} = j E = \rho j^2 = \frac{E^2}{\rho} \quad (\text{lokális alakok})$$