E.8P D/4

Magyar HÍRADÁSTECHNIKA

1–2

MAGYAR HÍRADÁSTECHNIKA III. ÉVF. 1—2. SZÁM 1—32. OLD. BUDAPEST, 1952. JAN.—FEBR.

1952. január. III. évfolyam 1—2. szám

Magyar HIRADÁSTECHNIKA

A HIRADÁSTECHNIKAI TUDOMÁNYOS EGYESÜLET LAPJA

Felelős szerkesztő:
Lévai Pál

Szerkesztők:
Gerő István
Izsák Miklós
Valkó Iván Péter

Szerkesztőbizottság:
Alkér Tibor
Balla Miklós
Barcza László
dr. Barta István
Bognár Géza
Gerő István
Honti Péter
Izsák Miklós
Koczka László
Kodolányi Gyula
Lévai Pál
dr. Lukács Pál
dr. Orbán György
Sárközy Géza
Szigeti György
Szikszay Lajos
dr. Tarján Rezső
Vágó Artur
Valkó Iván Péter
Winter Ernő

Szerkesztőségi titkár:
Szokol Hubert

Megjelenik kéthavonta
Előfizetési ár egy évre 30·—,
példányonként 6·50

A MTESz közgyűlése 1
A Magyar Tudományos Akadémia ünnepi hete 1
Istvánffy Edvin: Porvasmagnk előállításának időszerű kérdései 2
Szigeti György: Félvezető anyagoknak a híradás- és fénytechnika szempontjából érdekes tulajdonságai 11
Hennyei Zoltán: Mértékrendszerek 22

Э. Иштванфи: Своевременные вопросы о производством магнитов из порошка железа 2
Г. Сигети: Интересныйе особенности полупроводных материалов с точки зрения техники связы и светы 11
З. Хенней: О системах мер. 22

E. Istvánffy: Aktuelle Probleme der Herstellung von Eisenkernen 2
G. Szigeti: Interessante Eigenschaften von Halbleitern in der Nachrichten- und Lichttechnik 11
Z. Hennyei: Mess-Systeme 22

E. Istvánffy: Actual problems in the manufacture of iron powder cores 2
G. Szigeti: Some interesting properties of semi-conductors in the communication and light engineering 11
Z. Hennyei: Systems of measures 22

E. Istvánffy: Problèmes actuels concernant la fabrication des noyaux de fer en poudre 2
G. Szigeti: Propriétés intéressantes des semi-conducteurs dans la technique de télécommunication et de la lumière 11
Z. Hennyei: Systèmes de mesure 22

Szerkesztőség — Редакция — Rédaction — Editor — Schriftleitung: Budapest, V., Szalay-u. 4. Telefon: 113—027

ELLENŐRIZ
1953
KÖZPONTI TECHNOLOGIAI KÖNY

GERŐ ISTVÁN

1902—1952

Gerő István elvtársunk, szerkesztőségünk tagja, hosszú gyötrelmes betegség után március 26-án meghalt. Régi harcostársunkat, barátunkat, munkatársunkat vesztettük el.

Megalapítója és vezetője volt a Mérnökök és Technikusok Szabad Szakszervezetében a híradástechnikus szakosztálynak, egyik alapítója, szervezője és haláláig társelnöke volt Egyesületünknek. Szerkesztője volt kezdettől fogva a régi Magyar Híradástechnikának is.

Egyesületi és szerkesztőségi munkánkat mindig odaadó figyelemmel kísérte. Pártunk iránti hűsége, műszaki és politikai képzettsége, hazaszeretete biztos alapot adtak számára, hogy tanácsaival, utasításaival segítse munkánkat. Érdeklődését és közreműködését betegsége sem törte meg, szinte utolsó percéig dolgozott. Életét a szocializmus építésére fordította. Emlékét szeretettel megőrizzük. Kommunista példamutatása mindegyikünkben élni fog.

A MTESz közgyűlése

A Műszaki és Természettudományi Egyesületek Szövetsége június 7-én és 8-án tartja III. közgyűlését. Szombaton, 7-én délután 3 órakor *Osztrovszki György* tart bevezető előadást. Utána és vasárnap délelőtt vita lesz, vasárnap délután főtitkári beszámoló, alapszabálymódosítás és vezetőségválasztás.

Ezer küldött és meghívott részvétele várható. A közgyűlés ünnepélyes keretek között, vezető párt- és állami funkcionáriusok jelenlétében fog folyni.

A két év előtt tartott legutóbbi közgyűlés óta az Egyesületek sokat fejlődtek. Megnőtt a színvonalas előadások és az ötéves terv lényeges kérdéseivel foglalkozó munkabizottságok száma. Munkájuk egyre eredményesebbé válik. Az egyesületi munkában rendszeresen résztvevő tagok száma egy év alatt majdnem megkétszereződött. Tudományos és ipari műszaki értelmiségünk ezrei mutatták meg, hogy a dolgozók államát a magukénak is érzik és minden tudásukkal segítik elméleti és technikai színvonalunknak a szocialista népgazdaság felépítéséhez szükséges iramban való fejlődését.

A különböző Egyesületek más-más módszerrel és egyenlőtlen mértékben teljesítették feladataikat. A Híradástechnikai Tudományos Egyesületben például lapunk feléledésének éve alatt nőtt négyszeresére a taglétszám és ezt követően a kollektív munka további fejlődését biztosító szervezeti formát a szakosztályokra tagozódásban találtuk meg.

Elmaradtunk azonban az elmélet és a gyakorlat, a kutatóintézetek és az üzemek, a kutatók, szerkesztők, technológusok és fizikai dolgozók közötti kapcsolat szervezésében. Eredménytelen maradt az a törekvésünk, hogy a szovjet tudománynak és technikának a híradástechnikában is kimagasló eredményeit megismerjük és ismertessük.

A MTESZ közgyűlése e problémáinkkal több napirendi pontban foglalkozik. A Párt és a kormány legközelebbi célkitűzéseinek és a társegyesületek tapasztalatainak megismerésétől várjuk e téren is munkánk további fellendülését.

A Magyar Tudományos Akadémia ünnepi hete

A *Magyar Tudományos Akadémia* decemberben tartott nagygyűlése során tudósaink beszámoltak a magyar tudomány legfelsőbb testülete és annak külföldi vendégei előtt azokról a kimagasló eredményekről, amelyeket a különböző tudományágak elméleti és gyakorlati továbbfejlesztése terén elértek. Az Akadémia *osztályainak* ülésein megbeszélték az ötéves tudományos terv kiemelkedő kérdéseit.

Az Akadémia *híradástechnikai állandó bizottságának* rendezésében három előadás hangzott el. Az előadásokat ez a számunk teljes terjedelmükben, a hozzászólásoknak azonban helyszűke miatt csak egy részét tartalmazza, egyeseket kivonatosan.

A Műszaki Tudományok Osztályán elhangzott előadások egyébként az Osztály Közleményeinek 4 kötetében jelennek meg:

III. kötet — Bevezető előadások. Kohászat.
IV. « — Bányászat. Gépészet. Energetika. Híradástechnika.
V. « — Geodézia. Geofizika. Földtan. Hidrológia.
VI. « — Építés. Könnyűipar.

A mintegy 125 nyomtatott ív terjedelmű anyag korlátolt példányszámban kerül kiadásra. A mű beszerzésére való igényt előre kell bejelenteni az Akadémiai Kiadónál (V., Alkotmány-utca 21. sz.).

Porvasmagok előállításának időszerű kérdései

ISTVÁNFFY EDVIN előadása

Korszerű híradástechnikai berendezésekben gyakran van szükség rezgőköri tekercsekre, szűrőkre. Rokon alkalmazásnak tekinthetők a pupincsévék is. Ezektől a tekercsektől nagy jósági tényezőt, nagy állandóságot, kis torzításokat kívánnak meg, minél kisebb súlyban, kis méretekben és kis szórási mezővel. Ilyen tekercseket csak mágneses magokkal lehet előállítani, bár túlnagy permeabilításokra általában nincs szükség. A kívánt tulajdonságok eléréséhez a vasveszteségeket jelentősen csökkenteni kell. Ez elérhető a vas háromirányú megosztásával, ami porvasmagok készítéséhez vezetett.

Nyilvánvaló, hogy a vasmagnak apró, egymástól szigetelt részekre való bontása az örvényáramveszteségeket lényegesen lecsökkenti, de vannak egyéb veszteségek is, amelyeket szintén le kell csökkenteni. Ezért a porított mágneses anyagok alaptulajdonságainak is kedvezőknek kell lenniök.

I. Porvasmagok jellemző paraméterei

A különböző porvasmagfajták tárgyalása előtt röviden ismertetni fogjuk a porvasmagok jellemző paraméreteit. A vasveszteségek három csoportba oszthatók: örvényáram-, hiszterézis- és maradékveszteségekre. Ezen vasveszteségek a frekvenciával és a mágnesezéssel más-más összefüggést mutatnak. Ha egy vasmagos tekercs veszteségi ellenállását váltóáramú mérőhídon megmérjük és a rézveszteséget levonjuk belőle, akkor megkapjuk a vasveszteségekre jellemző veszteségi ellenállást. Az elmondottakon kívül van még dielektromos veszteség is, de a mérőtekercsek készíthetők oly módon, hogy a dielektromos veszteség elhanyagolható, vagy ez is kiértékelhető és levonható legyen. Ha a mérést legalább két frekvenciánál és frekvenciánként két különböző áramerősséggel végeztük, akkor a három veszteségfajtát egymástól szét lehet választani. Az ilyen méréseket kis mágnesezéssel — a Rayleigh-törvény érvényességi határán belül — kell végezni.

Az egyenértékű soros veszteségi ellenállások a következőképpen fejezhetők ki:

hiszterézis ellenállás: $R_h = \mu a\, L B_1 f$

örvényáramellenállás: $R_ö = \mu e\, \mathrm{L} f^2$

maradék veszt. ellenállás: $R_m = \mu c\, L f$

ahol μ a mag relatív permeabilitása, L a tekercs önindukciója henryben, f a frekvencia Hz-ben, B_1 a mágnesezési ciklusban alkalmazott legnagyobb mágneses indukció, a, e és c a veszteségi állandók. Porvasmagoknál μa, μe és μc szorzatokat szokták megadni, mint veszteségi állandókat.

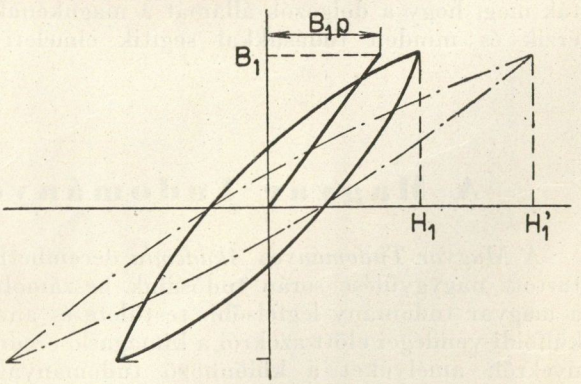
Mint fenti kifejezésekből látható, az örvényáram ellenállás a frekvencia négyzetével, a hiszterézis és a maradék veszteségi ellenállás a frekvenciával arányos. Egyedül a hiszterézis ellenállás arányos még a mágneses indukcióval, tehát egyedül ezen veszteség okoz nonlineáris torzítást. A hiszterézis veszteség értékelése ezért különleges elbírálást kíván meg. Nem elegendő csupán nagy jósági tényezőre törekedni. Figyelemmel kell lenni arra is, hogy a hiszterézis veszteség ezen belül nem túlnagy-e?

Vizsgáljuk meg a veszteségi állandók jelentőségét. Porvasmagoknál többnyire nagy jósági tényező kívánatos. A jósági tényezőt a tekercs rézellenállásán kívül elsősorban az örvényáram-ellenállás szabja meg. A tekercs jósági tényezője, ha ezt egyedül az örvényáram veszteség okozná:

$$Q_ö \sim \frac{\varrho}{\mu\, t^2 f}$$

tehát arányos a mágneses anyag fajlagos ellenállásával, fordítva arányos a permeabilitással, a szemcsék közepes átmérőjének négyzetével t^2-tel és a frekvenciával. Kívánatos, hogy $Q_ö$ minél nagyobb legyen és hogy a tekercs tényleges Q-ját elsősorban a tekercselés elkerülhetetlen rézellenállása szabja meg, s ezen értéket minél kevésbbé csökkentse a vasmag örvényáram vesztesége. Kívánatos további minél nagyobb fajlagos ellenállás, és annál kisebb szemcseméret, minél nagyobb a frekvencia.

$Q_ö$ a vasmag méreteitől független, tehát a vasmag méreteit a jósági tényező szempontjából az szabja meg, hogy elegendő hely álljon rendelkezésre a szükséges kisellenállású tekercselés elhelyezésére.



1. ábra

A nonlineáris torzításokat a hiszterézis veszteség okozza. A tömör mágneses anyagra, kis mágnesezésnél a hiszterézis hurkot az 1. ábra teljes vonallal kirajzolt görbéje mutatja. Számítással kimutatható, hogy a vasmag által okozott klirrfaktor, vagyis a keletkező harmadik harmonikus

feszültség viszonya a tekercs kapcsain levő alapfeszültséghez :

$$k = \frac{B_r}{2\,B_1}$$

vagyis arányos a hiszterézis hurokban fellépő remanens és a legnagyobb indukciók viszonyával. A porvasmagoknál a háromirányú megosztás miatt a mező irányában is vannak egyenletesen elosztott légrések, ami kifejezhető $p = \delta/l$ légrés aránnyal, ahol δ a légrések eredő hossza és l a mágneses erővonalak közepes hossza a vasmagban. Légrés esetére az eredő görbét úgy szerkesztjük meg, hogy a görbe minden pontját eltoljuk az ábrán feltüntetett nyírási vonal által megszabott — a légrés átmágnesezéséhez szükséges — Bp mágnesező erő értékkel. (Lásd az 1. ábrán az eredményvonallal berajzolt hiszterézis hurkot.) A légrésnélküli és a légréses görbék közös pontjai a vízszintes tengelyen vannak, tehát a légréses vasmag remanenciája kisebb lett és ennek megfelelően a klirrfaktor is.

Könnyen kimutatható az is, hogy a klirrfaktor a légrés miatt ugyanolyan mértékben csökken, mint a permeabilitás a légrésnélküli anyaghoz képest.

Korszerű porvasmagoknál nem elégszünk meg a légrés klirrfaktorcsökkentő hatásával, hanem olyan anyagokat igyekszünk használni, melyeknél a μa érték már a tömör anyagra is kicsiny.

A klirfaktor csökkentése egyet jelent az önindukció áramfüggésének a csökkentésével is. Erre a következő arányosság írható fel :

$$\frac{dL/L}{di} \sim \mu\, a \sqrt{\frac{\mu}{V}} \sqrt{L} \sim \frac{R_h}{L_i}$$

ahol V a vasmag köbtartalma.

A CCIF hiszterézisre vonatkozó előírásai (pupincsévékre) ezen összefüggésen alapulnak. Ha pl. valamely porvasmagra μa érték kétszerese az eddig használtnak, akkor ennek ellensúlyozására, azonos permeabilitás esetén négyszeres köbtartalom szükséges. Itt látjuk, milyen nagy jelentősége van a hiszterézis veszteség csökkentésének. Korszerű porvasmagoknál és a hazai porvasmag-, ill. vasporgyártásnál ezen körülményt különös figyelemre kell méltatni.

Ha a porvasmagok jósági tényezőjét a frekvencia függvényében vizsgáljuk, akkor első közelítésben elegendő a rézellenállás és az örvényáram veszteség együttes hatását néznünk. Ha a két tényező által külön-külön megszabott jósági tényezőt kiszámítjuk, akkor az eredő jósági tényezőt úgy számítjuk ki, mint párhuzamosan kapcsolt ellenállások eredőjét.

$$Q = \frac{Q_1 Q_2}{Q_1 + Q_2}$$

Ha R_0 a tekercs rézellenállása, akkor

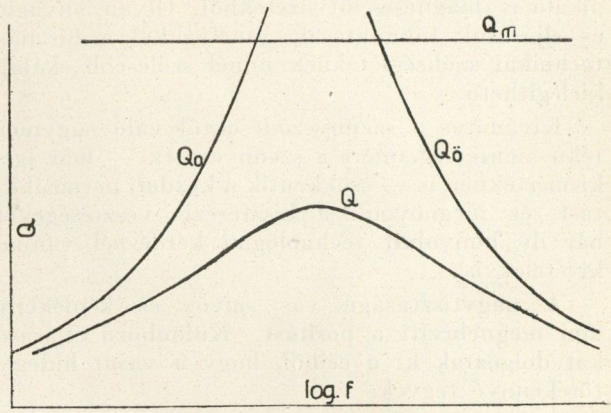
$$Q_0 = \frac{L\,\omega}{R_0} = \frac{L\,2\,\pi f}{R_0}$$

tehát Q_0 arányosan nő a frekvenciával. (Lásd a 2. ábrát.)

Az örvényáram által okozott $Q_ö$ kiszámítható az egyenértékű, már korábban felírt veszteségi ellenállásból :

$$Q_ö = \frac{L\,\omega}{R_ö} = \frac{2\,\pi L f}{\mu\, e L f^2} = \frac{2\,\pi}{\mu\, e f}$$

tehát $Q_ö$ fordítva arányos a frekvenciával. A 2. ábrán látható $Q_ö$ és az eredő Q. Az eredőnek maximuma van. Kívánatos, hogy a használt frekvenciák a maximum közelébe kerüljenek.



2. ábra

Kisebb frekvenciáknál a rézveszteségek csökkentése céljából nagyobb permeabilitásra van szükség, ami együtt jár a nagyobb örvényáram veszteségekkel, ezért a $Q_ö$ görbe balra tolódik el. A tekercselés nagyobb menetszáma miatt a Q_0 görbe is balra tolódik, tehát a maximum is a kis frekvenciák felé tolódik el. Nagy frekvenciáknál nincs szükség nagy permeabilitásra, ami lehetővé teszi az örvényáram veszteség jelentős csökkentését, ill. a görbe csökkenő részének nagyobb frekvenciák felé való eltolását. Ezáltal a maximum a nagyfrekvenciák felé tolódik el.

A jósági tényezőre a tekercselés rézellenállásán és a vasmag örvényáram veszteségén kívül a maradék veszteségnek is befolyása van. A maradékveszteség által egyedül meghatározott jósági tényező felírható a már tárgyalt egyenértékű veszteségi ellenállásból :

$$Q_m = \frac{L\,\omega}{R_m} = \frac{2\,\pi f L}{\mu\, c f L} = \frac{2\,\pi}{\mu\, c}$$

tehát független a frekvenciától és a 2. ábrán egy vízszintes vonallal jellemezhető. Hatása az eredő Q görbét azáltal befolyásolja, hogy a maximum értéket csökkenti.

Fentiekből következik, hogy a híradástechnikában több, három-négyféle porvasmagfajtára van szükség, a különféle alkalmazási területek átfogására. Ezenkívül szükséges minden egyes porvasmagfajtából több különböző méretű gyűrűs és esetleg egyéb vasmag, az alkalmazásoknál felmerülő szükségletek kielégítésére.

Az eddig részletezetteken kívül egyéb kívánalmak is vannak a porvasmagokkal szemben, szilárdsági

és stabilitási szempontból. Fontos a kellő mechanikai szilárdság, hogy tekercseléskor és egyéb manipulációk alkalmával törések ne következzenek be és ezáltal selejt ne keletkezzék. Kívánatos, hogy a hőfoktényező minél kisebb legyen, továbbá erős áramlökések után az indukció, tehát a permabilitás gyakorlatilag változatlan maradjon.

II. Vasporok és gyártási eljárások

Ezután áttérünk az eddig elterjedt vasporok és gyártási eljárások rövid ismertetésére.

Vasporokat készítenek tiszta vasból és erre alkalmas mágneses ötvözetekből. Olyan anyagok és eljárások kívánatosak, amelyekkel a híradástechnikai szükségleteknek minél szélesebb skálája kielégíthető.

Kívánatos a szennyeződésektől való nagymértékű mentesség, mert a szennyezések — már igen kismértékben is — csökkentik a kezdeti permeabilitást, és megnövelik a hiszterézis veszteségeket, bár ily bonyolult technológiai kérdésnél vannak kivételek is.

A nagytisztaságú vas szívós és képlékeny, ami megnehezíti a porítást. Különböző eljárásokat dolgoztak ki a célból, hogy a vasat hidegen törékennyé tegyék.

Az először használt módszer az elektrolitikus eljárás volt. A vaslemez katódra rárakódott vas sok hidrogént tartalmaz, ami törékennyé teszi. Amikor a réteg kb. 1 mm vastagságot elért, leválasztották a katódról, összetörték, majd őrölték és szitálták. Igen finom szemcsék esetén légárammal fújtatva végezték az osztályozást. A vasban lévő hidrogén utólagos hőkezeléssel eltávolítható.

Itt rá szeretnék mutatni arra, hogy a szemcsék eloszlási törvényének is van gyakorlati jelentősége. A szemcsék méretében bizonyos szóródás kívánatos. Ha az összes szemcse azonos nagyságú volna, akkor a közöttük levő hézagok kitöltetlenül maradnának. Kisebb méretű szemcsék az ilyen közöket részben ki tudják tölteni, ami kívánatos.

A por szemcséit egymástól szigetelni kell és szilárdsági szempontból gondoskodni kell megfelelő kötőanyagról. A szigetelt port formába sajtolják ; így készítik a gyűrű, fazék vagy másalakú porvasmagokat. A szigetelési és préselési eljárásokat a vasporfajták ismertetése után fogjuk tárgyalni.

Az első tömeggyártásban készült porvasmagok elektrolitikus vasból készültek pupincsévékhez, 25, ill. 35 permeabilitással. $\mu = 35$ permeabilitású porvasmag veszteségi adatai a következők voltak : $\mu a \cdot 10^3 = 1{,}7$; $\mu e \cdot 10^6 = 3{,}1$; $\mu c \cdot 10^3 = 3{,}8$. Ezen adatok közül különösen a hiszterézis veszteségi állandó volt nagy, ami a pupincsévék méreteit nagyon megnövelte. Ezenkívül az örvényáramveszteség is nagy volt, a mai korszerű vasmagokhoz viszonyítva.

Később az időközben kifejlesztett bináris permalloy ötvözetet — mely 79% nikkelt tartalmazott — használták fel porvasmagok készítéséhez. Ezen anyagnak nagy kezdeti permeabilitása és nagyságrenddel kisebb hiszterézis vesztesége van, mint a vasnak. Az eljárás mechanikai darabolással történt. Különleges kohászati eljárás kidolgozására volt szükség ahhoz, hogy a különben igen szívós permalloyt rideggé lehessen tenni. Ezt azáltal érték el, hogy néhány század százalék ként adtak az anyaghoz, mely a szemcsék határain helyezkedik el. Az anyag melegen hengerelhető, hidegen törékeny lett.

A mangán ellentétes hatású, ezért mangánt az ötvözet legfeljebb nyomokban tartalmazhat. Az anyagot melegen hengerlik 5—6 mm vastagságig. Meleghengeréléskor olyan méretű szemcsés szerkezet keletkezik, ami megfelel a szükséges porméretnek. Ha ezen anyagot hidegen egyszer áthengerlik, akkor apró darabokra törik. Ezután zúzógéppel törik, majd golyós malomban őrlik. A golyós malom saját tengelye körül forgó zárt henger, melynek belsejében a megőrlendő anyagot és a zúzógolyókat helyezik el. A golyósmalom fordulatszámát úgy választják meg, hogy forgás közben a golyók az őrlendő anyag által sodortatva, bizonyos magasság elérése után leessenek. Az anyagot a folytonosan lezuhanó golyók darabolják. A golyósmalomból kikerülő őrleményt átszitálják, hogy a megengedettnél nagyobb szemcséket ne tartalmazzon. Szitaanalizist és mikroszkópiai vizsgálatot is szoktak végezni, annak ellenőrzésére, hogy a szemcseeloszlás megfelelő-e.

A permalloy ötvözetek hideg megmunkálás után kedvező mágneses tulajdonságaikat elvesztik, ezért a port felhasználás előtt ki kell lágyítani. Ezt 850° C-on történő hőkezeléssel érik el. Hőkezelés közben a szemcsék részben összenőnek és ezért utána az őrleményt egy golyósmalomhoz hasonló hengerben, de golyók nélkül forgatják, míg újból szét nem válnak a szemcsék.

Permalloy porvasmagokkal lényegesen jobb eredmények voltak elérhetők, mint a korábban használt elektrolitikus porvasmagokkal. 120-as permeabilitást is el tudtak érni, ami kisfrekvenciás alkalmazásoknál méretcsökkenéseket jelentett. A hiszterézis-állandó jelentősen lecsökkent, ami lehetővé tette jóval kisebb méretű pupin- és egyéb vasmagok készítését.

Néhány adat a permalloy porvasmagok paramétereiről :

μ	$\mu a \cdot 10^3$	$\mu e \cdot 10^6$	$\mu c \cdot 10^3$
75	0,41	3,8	2,8
26	0,3	0,7	2,8

Az örvényáram-állandó még nem volt teljesen kielégítő.

Újabban molibden-permalloy porvasmagokat készítenek 2% *Mo* és 81% *Ni* tartalommal. A molibdén hozzáadásával az anyag fajlagos ellenállása kb. a háromszorosára növekedett, ami azonos szemcsenagyság esetén $^1/_3$-ra csökkentette az örvényáram veszteséget. A hiszterézis veszteséget is sikerült tovább csökkenteni. Továbbra is darabolási eljárást használtak és ezért néhány század százalék kén hozzáadására itt is szükség volt. Egyebekben a por készítése ugyanúgy történik mint a bináris permalloynál.

Néhány jellemző porvasmag adat:

μ	$\mu a \cdot 10^3$	$\mu e \cdot 10^6$	$\mu c \cdot 10^3$
125	0,2	0,4	3,8
26	0,18	0,2	2,5
14	0,16	0,1	2,0

Mint látható, az örvényáram veszteség jelentősen lecsökkent és a hiszterézis állandó is, ami további jelentős méretcsökkentést tett lehetővé a pupincsévéknél és egyéb porvasmagoknál is.

Egy, a Szovjetunióban kidolgozott eljárásnál a kiindulási anyag a vasnak sziliciummal és alumíniummal való ötvözete. E hármas ötvözet kb. 9,5% *Si* és 5,5% *Al* tartalomnál 30.000 körüli kezdeti permeabilitást mutat és az anyag igen törékeny. Az alumíniumtartalom további növelésével a fajlagos ellenállás tovább nő. Ilyenkor a kezdeti permeabilitás csökken, de a porvasmagoknál bizonyos határig ennek nincs még jelentősége. Az egyik porvasmaghoz használt ötvözet 7,5% alumíniumot és 9% sziliciumot tartalmaz. Fajlagos ellenállása feltűnően nagy, kb. 108 mikrohmcm. A vaspor őrlése a permalloy porhoz hasonlóan történik. Alsifer porvasmagok kb. $\mu = 60$ permeabilitásig készíthetők és a permalloy magok helyett használhatók.

Néhány jellemző adat:

μ	$\mu a \cdot 10^3$	$\mu e \cdot 10^6$	$\mu c \cdot 10^3$
60	0,42	1,25	9,4
19	0,33	0,1	6,3
9	0,55	0,025	3,8

Az anyag nagy fajlagos ellenállásának tudható be az alacsonyértékű örvényáram állandó.

Megemlítem még a Hametag-eljárást, mellyel szívós anyagokból, mint pl. lágyvasból is lehet vasport készíteni. A huzallá formált anyagot betápláláskor rövid darabokra vágják és két lapátos ventillátort tartalmazó kamrába helyezik. A ventillátorok találkozó áramlást okoznak. Az erős légáram által elragadott részecskék ismételten összeütköznek és mind finomabb porrá törnek. Az ütközések igen erőteljesek, a szemcsék korongalakúak lesznek és legömbölyített felületet mutatnak.

Meglepő, hogy az ezen eljárással készült porvasmagoknál a hiszterézis állandó, $\mu a \cdot 10^3 = 0{,}7 - 0{,}9$, tehát lényegesen jobb, mint a régebbi, elektrolitikus eljárással készült porvasmagoknál volt. Mindazonáltal ezen eljárás a híradástechnikai szükségleteknek csak szűkebb területét elégíti ki és ezért porvasmaggyártásnál az egyéb eljárások kiszorították.

A vegyi eljárások közül legfontosabb a vaspornak előállítása a vaspentacarbonyl $Fe(CO)_5$ thermikus szétbontása útján. A vas-pentacarbonylt — mely kissé barnás folyadék — gőzállapotból kb. 200° C hőmérsékletnél, katalizátor segítségével bontják szét, magas tornyokban. A szinte tökéletes gömbalakú szemcsékből álló, nagytisztaságú vaspor a feneken gyűlik össze.

A szemcsék mérete a hőmérséklettől, a nyomástól és a gázáramlás sebességétől függ, s fenti tényezők megfelelő beszabályozása esetén a kívánt átlagos szemcseméret betartható. (3—20 mikron.)

Miközben a vaspor a reakciós toronyban lehull, a vas rétegeződve rakódik rá. A nem homogén rétegződés miatt megnő a szemcsék ellenállása, ami csökkenti az örvényáram veszteségeket.

Tekintettel arra, hogy a vas a felszabaduló szenet és a gázokat részben elnyeli, ily módon csak kemény szemcsék kaphatók, amelyek nagyfrekvenciás vasmagokhoz, aránylag kis permeabilitással különösen alkalmasak.

Nagyobb permeabilitás eléréséhez — mint hangfrekvenciás vasmagokhoz — a szemcséket hidrogénben redukálják, ami által szén, oxigén és nitrogén szennyeződéstől nagymértékben mentesített, tiszta vasat kapnak. Az ilyen carbonyl vaszemcsék lágyak, homogén szerkezetűek és nem mutatnak semmi rétegeződést.

Carbonyl vasporokat többféle típusban gyártanak. A legnagyobb elérhető permeabilitás kb. 60, de kis permeabilitással készítenek egészen 100 MHz-ig használható vasporokat, ill. porvasmagokat.

Néhány jellemző adat:

μ	$\mu a \cdot 10^3$	$\mu e \cdot 10^6$	$\mu c \cdot 10^3$
58	0,6	0,4	4,6
13	0,06	0,01	0,8

A 13-as permeabilitású vasmag adatai feltűnően kedvezőek, ami magyarázatot ad a nagyfrekvenciás vasmagoknál való nagy elterjedésükre.

Az eddigiekben nagyvonalakban ismertettem a porvasmaggyártáshoz bevált és elterjedt vasporgyártások módszereit. Ehhez még hozzáteszem, hogy tiszta és finom poralakú vasoxidból is készítettek vasporokat és említésreméltó, hogy a németek a permalloy port vasnikkeloxidok redukálásával állították elő jó minőségben.

Permalloy port szakirodalmi adatok szerint elektrolitikusan is állítottak elő, de az eljárást bonyolultnak tekintették és kommerciális gyártáshoz nem találták megfelelőnek.

Formába sajtolás előtt a port szigetelni kell. Szükséges, hogy a szigetelőanyag a szemcséket egyenletesen vonja be, ellenálló réteget képezzen, hogy összenyomáskor át ne szakadjon, a port vegyileg ne támadja meg és sajtoláskor lehetővé tegye a részecskék mozgékonyságát.

Carbonyl, elektrolitikus és Hametag-eljárással készült tiszta vasporokat préselés után magas hőfokon nem kell hőkezelni, ezért ezekhez többnyire szerves kötőanyagot — pl. bakelit műgyantát, kazeint, sellakot, trolitult — használnak, ami lehet egyben szigetelőanyag is. Tökéletesebb szigetelés érhető el és az örvényáram veszteség csökkenthető, ha előzőleg a szemcséket külön szigetelőanyaggal vonják be, mely célra szervetlen anyag, pl. vízüveg alkalmas.

Sajtolás után csak a polimerizálódó kötőanyag keményítése végett van szükség aránylag

alacsony hőfokú hőkezelésre, hogy a kész vasmag szilárdsága megfelelő legyen.

Permalloy és alsifer poroknál a préselt magokat utólag magas hőfokon hőkezelni kell és ezért ezeknél szerves kötő- és szigetelőanyagok nem használhatók. Használnak kerámiás anyagokat, pl. vízüveg, talkum, krómsav és agyag keveréket. A talkum fokozza a por préselés alatti mozgékonyságát.

A szigetelési eljárás leginkább használt módja abban áll, hogy az oldószerrel folyékonnyá tett szigetelő-, ill. kötőanyaggal elkeverik a vasport és egy fűtött keverőkészülékben az oldószer teljes elpárolgásáig folytatják a keverést.

Könnyen elpárolgó oldószer esetén porlasztásos eljárás is alkalmazható. Ilyen centrifugál porlasztóberendezést már régebben kidolgoztunk a hazai porvasmaggyártáshoz.

A szigetelő- és kötőanyagoknak a vasporhoz viszonyított súlyszázaléka függ a vaspor tulajdonságaitól és a porvasmaggal szemben támasztott követelményektől. A szigetelőanyag mennyisége esetenként 1—60% közt változhat. Minél nagyobb permeabilitást kívánunk elérni, annál kevesebb szigetelőanyagra van szükség.

Többnyire hideg préselét alkalmaznak. Nagy permeabilitású magokhoz nagy nyomásra (15—20 tonna/cm²) van szükség és általában nagyobb átlagos szemcseméretű porra. Kisebb permeabilitású magokhoz kisebb nyomás is elegendő. Kis permeabilitású magoknál meleg préselést is alkalmaznak. (Permalloyra és alsiferre ez nem vonatkozik.)

Permalloy és alsifer poroknál a préselt magokat utólag magas hőfokon hőkezelni kell. Ez 600° C hőmérsékleten történik, hidrogénben vagy zárt tégelyben. A kedvező hőfokot minden őrleménynél kísérletileg szokták megállapítani. A hőfokot addig kell emelni, amíg a permeabilitás nő, a hiszterézis veszteség csökken, de az örvényáramveszteség még nem növekszik meg.

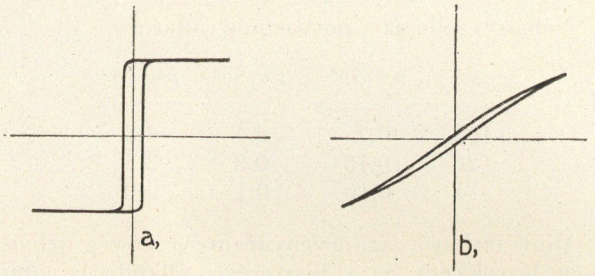
A kész magokat ráégetett szigetelőlakkal vonják be.

Porvasmagok készíthetők még természetes magnetitből is, azonban csak egész kis permeabilitás érhető el és csak egész szűk alkalmazási területen, mérsékelt igényekhez használhatók.

III. Porvasmagok helyettesítésére alkalmas egyéb mágneses magok

A porvasmagokat sok esetben helyettesíteni lehet más mágneses magokkal is. Ilyenek az izopermek és a ferritek.

Vannak olyan mágneses ötvözetek, amelyek hideg hengerlési és hőkezelési eljárások kombinációjával, a kristályszerkezet irányításával anizotroppá tehetők (textúra) és ily módon a porvasmagokhoz hasonló tulajdonságok érhetők el velük. Ha a domainek párhuzamosan helyezkednek el, akkor a domainek irányában a mágnesezés ugrásszerűen fordul át és a hiszterézis hurok négyszögletes lesz. (Lásd a 3/a ábrát.)



3. ábra

Az erre merőleges irányban a hiszterézis hurok a 3/b ábra szerinti lesz ; a permeabilitás és a remanens indukció erősen lecsökken. A mágnesezési görbe csaknem egy egyenesbe megy át, mint a porvasmagoknál.

Az izoperm (pl. 50% *Ni*, 50% *Fe*) hengerlésénél hőkezelésekkel kombinálva, olyan feszültségi állapotot állítanak elő, hogy a szalag hosszirányа merőleges legyen a könnyű mágnesezési irányra. Ily módon kb. $\mu = 80$ kezdeti permeabilitás érhető el, mely csak alig változik a mágnesezéssel. Hiszterézis állandója nagyon kicsiny, valamivel jobb, mint a *Mo*-permally porvasmagoknál. Az örvényáram veszteség csökkentése céljából igen vékony szalagból tekercselik a vasmagot.

A legújabb mágneses anyagok közé tartoznak a ferritek keverékéből álló anyagok. A vasferrit $Fe_3O_4 = Fe^{II}(Fe_2{}^{III}O_4)$ vagy másnéven magnetit is e csoportba tartozik. Spinel-rendszerű kristályos szerkezetű, melynek egységcellájában nyolc kétvegyértékű vasion, 16 háromvegyértékű vasion és 32 oxigénion van. A kétvegyértékű vas helyettesíthető nikkellel, rézzel, magnéziummal, mangánnal, miáltal különböző tulajdonságú ferritek állíthatók elő.

A háromvegyértékű vas fele helyettesíthető horgannyal. Utóbbi anyag nem mágneses, de a különböző oxidok keverésénél felhasználják a mágneses tulajdonságok kedvezőbbé tételére. A mágneses magokat préseléssel és utána következő szintereléssel állítják elő. Ilyenkor a szemcsék összekristályosodnak, tehát összefüggő anyagot kapnak, ellentétben a porvasmagokkal, ahol a szemcséket szigetelőanyaggal választják el egymástól.

A ferritek tulajdonképpen félvezetők és ezért örvényáram veszteségük elhanyagolhatóan kicsiny. A vesztségeket főképpen a hiszterézis és a maradék veszteség okozza.

A nagy permeabilitású anyagokkal kapcsolatban már régen ismert tény az, hogy a permeabilitás növelhető a magnetosztrikció csökkentésével. Valamennyi mágneses ferrit negatív magnetosztrikciót mutat, kivéve a vasferritet, melynek pozitív magnetosztrikciója van. Megfelelő arányú keveréssel a magnetosztrikció minimumra csökkenthető és ezáltal a kezdeti permeabilitás növelhető.

További, a ferritekkel kapcsolatban felfedezett tény, hogy a permeabilitás növelhető a kristályanizotropia csökkentésével. Ezt úgy érték el, hogy az anyagba horgany-ferritet is kevertek,

amivel a Curie-hőmérsékletet lecsökkentették és ezzel elérték a kívánt hatást.

Készítettek 1000—2000 kezdeti permeabilitású magokat is, melyekkel igen kisméretű tekercsek készíthetők és nagy jósági tényezők érhetők el-

A Ferroxcube III. néhány jellemző adata:

μ	$\mu a \cdot 10^3$	$\mu e \cdot 10^6$	$\mu c \cdot 10^3$
1500	2,5	1,5	15
600	1,2	0,5	20

Az adatokból megállapítható, hogy a hiszterézis állandók igen nagyok, ami még jelentősebb ilyen nagy permeabilitások mellett. Ahhoz, hogy pl. pupinvasmagokhoz ferritmagokat használni lehessen, légrést kell alkalmazni és ezzel a permeabilitást jelentősen le kell csökkenteni, miáltal a hiszterézis állandó és hasonló arányban lecsökken. Ilyen feltételek mellett használják a ferritmagokat és kedvező eredményeket értek el.

IV. Hazai gyártási szempontok. Új eljárás vaspor és porvasmag gyártásához

Az ismertetett, használatos porvasmag gyártások közül a *Mo*-permalloy, alsifer és carbonyl eljárások a legmegfelelőbbek, mert a híradástechnika minden szükségletét kielégítő, jóminőségű porvasmagok előállítására alkalmasak.

Ezek közül a carbonyl-vas gyártása költséges berendezéseket tesz szükségessé és csak akkor lehet rentábilis, ha nagymennyiségű vasport lehet gyártani. Ezt igazolja az is, hogy csak igen nagy fogyasztópiaccal rendelkező országokban gyártanak carbonylvasat.

A permalloy és alsifer gyártás lényegesen olcsóbb berendezésekkel végezhető, kisebb mennyiségek előállításához alkalmás, de kohászati részt is tartalmaz, ami a magyar híradástechnikai ipar méretei mellett, azokon belül nem végezhető el.

A *Mo*-permalloy porvasmagok előnye, hogy a legszélesebb skálával, átlagban a legjobb veszteségi adatú vasmagok állíthatók elő; hátránya a nikkel- és molibden anyagszükséglet.

Alsifereknél nemesanyagszükséglet nincs, mert a vason kívül csupán alumíniumra és sziliciumra van szükség. Emellett az alsifer porvasmagok igen jó minőségűek és a híradástechnika minden szükségletét kielégítik.

Az eddig tárgyalt eljárások világszerte ismertek és a szakirodalom sokat foglalkozott velük. A hazai vonalon is számos próbálkozás történt már új eljárások keresésére. Ezek közül egy eljárással már hosszabb ideje folynak kutatómunkák a Távközlési Kutató Intézetben. Ez különleges elektrolitikus eljárás, mellyel meglepően jó eredményeket sikerült elérni. Tudvalevőleg az első eljárás, mellyel pupinvasmagok készültek, elektrolitikus volt és azért hagyták abba, mert a minőségük nem volt kielégítő. Annál figyelemreméltóbb, hogy az új eljárással, tiszta vassal a hasonló permeabilitású carbonyl *C* porból készült porvasmagok minőségét sikerült elérni.

Az eljárást kidolgozták permalloy por elektrolitikus előállítására is és az ebből készült porvasmagok minősége lényegileg megfelel a hasonló permeabilitású külföldi anyagoknak.

A kutatási munkák során nemcsak vasporokat, hanem új szigetelési eljárást is dolgoztak ki, amivel az örvényáram veszteségek alacsony értéken tarthatók.

Az adatok olyan kedvezőek, hogy indokolt foglalkozni ezen eljárás bevezetésének kérdésével, annál is inkább, mert a kohászati és hengerlési rész ennél az eljárásnál elmarad és így a gyártás teljes egészében a híradástechnikai iparon belül bonyolítható le.

Az új eljárásról Dénes Péter kartársunk, az új eljárás feltalálója és kifejlesztője fog felszólalásában részletesebben beszámolni.

Dr. Dénes Péter hozzászólása Istvánffy Edvin előadásához

Mint Istvánffy kartárs előadásában részletesen kifejtette, elsősorban a karbonil-vasporok, alsiferporok és a permalloy porok alkalmasak arra, hogy belőlük megfelelő jósági tényezőjű porvasmagokat készíthessünk a híradástechnika által jelenleg használt valamennyi frekvenciatartományban. Amikor tehát az a feladat merült fel, hogy a porvasmagokhoz szükséges ferromágneses porokat itthon állítsuk elő, kézenfekvő lett volna a kutatást ezen típusok valamelyikére beállítani. Az elmúlt évek folyamán ténylegesen folytak kísérletek különböző helyeken ezen eljárások megvalósítására, egyelőre még sikertelenül. Különösen a karbonilvas gyártás megoldása volna csábító, mert ennek alapanyaga tiszta vas és igen jóminőségű magokat ad; azonban még a kísérletek kedvező befejezése mellett is igen nehéz ennek az eljárásnak gyakorlati megvalósítása és olyan kis méretben, mint amennyit a hazai szükséglet igényel, gazdaságosan valószínűleg egyáltalán nem lehetséges.

Nyilvánvaló volt tehát, hogy a megoldást más irányban kellett keresnünk. Itt ismét utalok Istvánffy kartárs előadására, aki kifejtette, hogy a kohászati eljárás a mi iparunktól távolesik és ezért ily irányú kutatást saját vonalunkon nem folytathattunk, a többi eljárás pedig az irodalmi adatok szerint nem eredményezhetett kielégítő megoldásokat. Miután a lágy mágneses anyagok kedvező tulajdonságai — nagy általánosságban beszélve — erősen függnek attól, hogy az anyag bizonyos szennyezésektől szinte teljesen mentes legyen és ez a tisztasági fok elektrolitikus úton biztosítható, az egyéb fémporitási eljárások mellett leginkább ez látszott biztatónak, annál is inkább, mert a kutatás sikere esetén az elektrolitikus eljárást viszonylag kis költséggel és rövid idő alatt

lehet nagyüzemileg bevezetni. Miután azonban az elektrolitikus porvasmagokkal külföldön annyira gyenge eredményeket értek csak el, ami a korszerű Pupinmagokhoz való felhasználhatóságukat szinte kizárja, javasoltam, hogy a kutatást elektrolitikusan gyártott ferromágneses ötvözetporokra is terjesszük ki, olyan új változatokkal, amelyek esetleg az eddigieknél sokkal jobb porvasmagok készítését teszik elérhetővé.

Mielőtt az általunk kidolgozott eljárás elvét kissé jobban ismertetném, szükségesnek tartom ehelyütt kiemelni Winter Ernő kartárs szerepét és köszönetet mondani neki azért, hogy elképzelésemet a számos pesszimista ellenvéleménnyel szemben, mely szerint éppen az irodalmi adatok alapján ez az eljárás teljesen kilátástalan, felkarolta és ezzel a kutatás megindulását és eredményes befejezését lehetővé tette.

Az irodalomban olyan elektrolitikus vasmagokról van szó, melyek úgy készültek, hogy a vasat a katódon nagy katódáramsűrűséggel választották ki, miáltal a vassal együtt nagymennyiségű hidrogén is kivált és ez a katódbevonatot törékennyé tette, melyet aztán valamilyen törő-, vagy őrlőberendezéssel aprítottak fel. Az őrlemény szabálytalan alakú, zömében 10—50 μ közepes méretű vasport eredményez.

Ismeretes, hogy a hiszterézis veszteségi tényező, mely egyébként anyagi állandónak tekinthető, vasnál bizonyos mértékben csökken a szemcsenagyság csökkenésével egy ideig, amíg a szemcsenagyság mérete nagyságrendileg nagyobb a domain méretnél, később azonban rohamosan nő. Várható tehát, hogy ha a vaspor szemcseméretét csökkentjük, az elektrolitikus vasra kapott eddigi hiszterézisveszteségi érték is csökkenni fog. E célból azonban változtatni kellett az eljárást, mert a hidrogénnel rideggé tett vasat csak bizonyos mértékig lehet aprítani, annál is inkább, mert az aprítás folyamán a lekötött hidrogén nagy része eltávozik és később már csak lágy, duktilis vas marad vissza, ami már nem őrölhető. Igyekeztünk tehát már a leválasztás folyamán arról gondoskodni, hogy a kivált vasrészek bizonyos kristálynagyságnál jobban ne nőjjenek össze és ténylegesen a nyert katódbevonatot nem volt szükséges törni, hanem egyszerűen szét lehetett dörzsölni. Ezáltal sikerült már ebből a nyers porból is olyan magokat készíteni, melyek hiszterézisveszteségi tényezője fele volt az irodalmi adatoknak; a permeabilitás azonban még alacsony volt, aminek részben az volt az oka, hogy a por, ha nem is tartalmazott már metalloid szennyezéseket, de még sok gáznemű szennyezés volt benne, elsősorban hidrogén és oxigén. Ezeknek hőkezelés útján való eltávolításával egyidejűleg tudtuk a permeabilitást emelni és a hiszterézisveszteséget csökkenteni; a tiszta vasnál ugyanis kedvezőbbek ezen adatok, mint az oxigént vagy hidrogént tartalmazó vasnál.

Szükséges volt azonban a permeabilitást ennél tovább emelni és ezt — miután a vasport gyakorlatilag tovább már nem tisztíthattuk — már csak fizikai módszerekkel remélhettük elérni, amelyekkel a vasporunk kezdeti permeabilitása, vagyis az az érték, melyet a zérus indukcióhoz való extrapolálással nyerünk, megnövelhető. Porvasmagoknál ugyanis nagyon kis átmágnesezésekkel dolgozunk és ez a permeabilitásérték a döntő. Az ebből a célból alkalmazott kezelések viszont bizonyos értékhatáron túl a hiszterézisveszteség növekedését okozzák, úgy hogy végül egy optimális értéknél kellett megállapodnunk, mely végül is azt eredményezte, hogy sikerült olyan elektrolitikus vasat előállítanunk, amelyből gyártott porvasmag permeabilitása kb. 30%-kal volt nagyobb és hiszterézisveszteségi tényezője csak mintegy harmada volt az irodalomban ismertetett eddigi legjobb elektrolitikus porvasmag értékeinek. Az örvényáramveszteségi és maradékveszteségi tényezők körülbelül azonosak voltak.

Ezáltal tehát lehetségessé vált karbonilvaspornak a hang- és vivőfrekvenciás porvasmagoknál való helyettesítése ugyancsak tiszta vasalapú porvasmaggal; nagyfrekvenciánál azonban más a helyzet. Itt a karbonilvasporok különös konstituciója olyan előnyöket nyújt, amelyekkel semmilyen más ferromágneses por, még a molibdénpermalloy sem tud versenyezni. A karbonilporok igen alacsony hiszterézisveszteségi tényezője a porok igen kis szemcseméretével, gömbalakjával és főként héjjszerű felépítésével függ össze. A por kiválásakor egymásrarakodó héjjak ugyanis a port mechanikai feszültség állapotában tartják és ez az egyik főoka annak, hogy a karbonil hiszterézisveszteségi tényezője tizede lehet bármely más ferromágneses por hiszterézisveszteségi tényezőjének. Az irodalomban több helyütt történik utalás arra, hogy a kis hiszterézisveszteség a por magas széntartalmával függ össze és tényleg, ha a Karbonil E típusu porból Karbonil C-t készítünk, ami hidrogénben való izzítással történik, mely az eredeti 1—2%-os széntartalmat majdnem eltünteti, a hiszterézisveszteség erősen megnő. Hogy ez a felfogás helytelen, az egyszerűen kimutatható úgy, hogy egy megfelelően szigetelt Karbonil E porból készült magot semleges atmoszférában kb. 500° C-ra hevítünk, miáltal a héjjszerkezet feszültségi állapotát megszüntetjük, de a port nem széntelenítjük; ekkor a hiszterézisveszteség ugyancsak jelentékenyen megnő. Ezt azért tartottam szükségesnek megemlíteni, hogy hangsúlyozzam, nem volna megfelelő, ha a karbonilvas kis hiszterézisveszteségét úgy akarnók elérni, hogy a vasporunkat szénnel ötvözzük. Sőt, ennek az ellenkezője következnék be: a hiszterézisveszteségi tényező nő a széntartalommal. Ez is mutatja, hogy a héjjszerkezet hiszteréziscsökkentő hatása milyen jelentékeny. Kétségtelen másrészt, hogy a nagyfrekvenciás karbonilvasporokból azért tudunk csak kispermeabilitású magokat készíteni, mert sok bennük a szén. Ha tehát ki lehetne dolgozni a karbonilgyártáshoz hasonló bontási eljárást, mellyel hagymaszerkezetű vasport kapnánk, szennyezések nélkül, valószínűleg nagypermabilitású magokat is készíthetnénk a kemény karbonilporok alacsony hiszterézisvesztesége mellett.

Nagyfrekvenciás magok, de a többi típusú porvasmagok szempontjából is kedvezőbb a helyzet ötvözött ferromágneses alapporok esetén. Mint láttuk, a kohászatilag előállított ötvözetekből szívósságuk miatt igen nehéz port készíteni.

A németek kísérleteztek vaspentakarbonil és nikkeltetrakarbonil keverékének együttes elbontásával, de keveréket kaptak és nem ötvözetet. Ugyanez a helyzet keverékoxidok redukálásánál. A keverékek termikus diffúzióval utólag egymásba ötvözhetők, de itt az a nehézség, hogy azon a hőfokon, melyen a tökéletes diffúzió végbemegy, a szemcsék összenövése is megindul és ismét az aprítás nehézségébe ütközünk. Az elektrolitikus eljárásnak itt is az az egyik előnye, hogy megfelelő leválasztás esetén a katódon ötvözetet kapunk és olyan laza szerkezettel, hogy a szívós anyagok aprítása sem okoz nehézséget, másrészt az ötvözeteknél is biztosíthatjuk a szennyezésmentességet. A kutatásnak feladata volt azon tényezők kidolgozása, melyek ötvözött leválasztást eredményeznek, továbbá annak feltételeit, hogy az ötvözet összetétele állandó legyen. Elektrolitikus ötvözetleválasztásnál ez különösen nehéz probléma, mert az áramsűrűség—potenciál karakterisztika kismérvű megváltozásánál is erősen változik a kiválási arány, mely egyébként a fürdő összetételének, hőmérsékletének, hidrogénionkoncentrációjának, a geometriai méreteknek, az anódok passziválódásának és még sok egyéb más tényezőnek is a függvénye. A kísérletek kezdetén előfordult például, hogy egy bináris ötvözet összetételi aránya egy óra alatt, a fürdőt magára hagyva, kb. 50%-kal megváltozott. Az elektrolitikus ötvözetporgyártás tehát akkor vált gyakorlatilag használható eljárássá, amikor az összetétel állandósítását sikerült megoldanunk. Jelenleg teljesen automatizálható módszerrel az összetételt ± 1% pontossággal állandó értéken tudjuk tartani és ez általában sokkal jobb a kohászati ötvözés állandóságánál, amelynél egy öntecsben is a széleknek gyorsabb hűlése miatt, az összetétel ennél nagyobb ingadozásokat mutat.

A kutatás fontos része volt megfelelő szigetelési technika kidolgozása. A karbonilporoknál jelenleg használt műanyagszigetelés a mi esetünkben még kevésbbé felelt meg, mert a karbonilvasszemcsék gömbalakúak, viszont az elektrolitvasszemcsék szabálytalanok és a préselésnél hegyes részeik a lágy műgyantaréteget átszúrják és a szemcsék közt rövidzárlatot okoznak, ami a veszteségek jelentékeny megnövekedéséhez vezet. A kutatás során tehát mechanikailag ellenállóbb és lehetőleg magasabb fajlagos ellenállású szigetelőréteget kellett kidolgoznunk, amely alkalmas arra, hogy a vasszemcséket teljesen beburkolhassuk vele. Az ötvözött magoknál ezen szempontokhoz még az a követelmény is járul, hogy az ötvözetporok legkedvezőbb mágneses tulajdonságait kialakító hőkezelést a szigetelés károsodás nélkül állja ki.

Az ötvözetporokból nagyon jó minőségű magokat tudtunk gyártani, melyek permeabilitása nem egész kétszerese, hiszterézisveszteségi tényezője pedig valamivel több, mint a fele a tiszta vasból gyártott porvasmagjaink megfelelő értékeinek. Felmerül tehát a kérdés, hogy a gyártásba való bevezetésnél melyik típust részesítsük előnyben. A tiszta vas előnye, hogy nem igényel nemesebb fémeket, az ötvözetporé viszont, hogy sokkal kisebb méretek mellett magasabb technikai nívót biztosít és emellett évenként többmillió forint megtakarítását eredményezi.

A tiszta vaspor és ötvözetpor önköltségi ára kb. a felét teszi ki a jelenlegi beszerzési árnak és különösen az ötvözetpor alkalmazása esetén a berendezés költségét kb. egy év alatt visszanyerhetjük a megtakarításból. Az ötvözetpor alkalmazása esetén nemcsupán a mágneses anyag sulya csökken a felére, hanem a huzalozás és egyéb szerelvények súlya is kisebb lehet és a berendezés sokkal korszerűbb. Az ötvözethez szükséges nikkelmennyiség csak egy tört része annak, amit régebben galvanizálásra felhasználtunk és így — amennyiben a szükséges nikkel erre a célra biztosítható — feltétlenül a technikailag tökéletesebb és jóval olcsóbb ötvözetporok bevezetése indokolt.

Peres Tibor hozzászólása Istvánffy Edvin előadásához

Legyen szabad az előadásban elhangzottakat a ferromágneses anyagok híradástechnikai alkalmazásával kapcsolatosan néhány részletkérdés tekintetében kiegészítenem. A vasmagok alkalmazása minden esetben az elektromos és szerkezeti szempontok gondos mérlegelésével történik. A szempontok mérlegelése különösen fontos egyrészt akkor, amikor a frekvenciahatárok kiterjesztéséről van szó, másrészt ott, ahol a berendezés nagy számban tartalmaz indukciós csévéket, mint pl. a távkábelek terhelt áramkörei. Ez utóbbi esetben ugyanis a csévék által az áramkörökbe bevitt veszteségek összegeződnek és a veszteségek hatása fokozott mértékben érvényesül.

A nagytávolságú összeköttetések céljaira szolgáló terhelt érnégyesekben mintegy 2 kilométerenként 3 cséve kerül beépítésre. A csévemagok mágneses hiszterézise a beszédátvitel jóságát három irányban befolyásolja. Először is a hiszterézis által okozott veszteségi ellenállás útján növeli a vezeték csillapítását. A második hatás az, hogy okozója lévén az áramkörben keletkező nonlineáris torzításoknak, megszabja az átvitel hatótávolságát. Végül a terhelt vezetékek többszörös kihasználása esetén a szomszédos frekvenciasávokban nonlineáris áthallást idéz elő.

Az előadó rámutatott arra, hogy azonos permeabilitású magokból készült és egyforma minőségű csévék anyagainak hiszterézis állandói és térfogatai között az arány négyzetes. Ez a híradástechnikai gyakorlat számára nagyjelentőségű tény, aminek illusztrálására megemlítem, hogy amíg 1923-ban egy érnégyes terhelésére szükséges cséveegység súlya mintegy 11 kg-ot tett ki, 1941-re, amikor már nagyobb permeabilitás mellett lényegesen kisebb veszteségű porvasmagokat alkalmaztak, ez a súly mintegy 2,6 kg-ra csökkent nemzetközi viszonylatban. Ez a csökkenés majdnem teljes mértékben a

porvasmagok minőségében elért fejlődés eredménye, a szerkezeti megoldás tökéletesítése csak kis mértékben járult ehhez hozzá. A súlycsökkentés elérhető volt az időközben lényegesen szigorított elektromos előírások ellenére is, úgy, hogy az új csévék minősége lényegesen jobb a régebbiekénél.

Hazai viszonylatban, nem rendelkezvén hazai porgyártással, nem álltunk az említett nemzetközi színvonalon. A külföldről behozott vasmagok és vasporok minősége ugyanis erősen ingadozott és nem kaptuk mindig a legújabb és legjobb típusokat. Így cséveegységeink súlya külföldi gyártású porból itthon sajtolt magokkal mintegy 4,5 kg-ot tett ki; ennek a súlynak a csökkentése csak olyan esetben vált lehetővé, amikor éppen jobb magokat sikerült külföldről behoznunk. Az előadó által is tárgyalt nagypermeabilitású permalloy és ferrit magokkal a külföldi technika további fejlődést ért el és ezzel a csévéket tartalmazó különböző szerkezeti elemek — csévefazekak, szűrőegységek stb. — térfogatát és súlyát illetően jelentékeny hely és nyersanyag megtakarításhoz jutottak. Ma már 1—1½ kg súlyú cséveegységek készíthetők.

A beszámolók során kétfajta porról hallottunk: tiszta vasporról és ötvözött vasporról. Mivel a nagypermeabilitású ötvözött porokkal minőségileg jobb eredmény érhető el — kisebbek a magok veszteségi állandói és nagyobb a stabilitásuk — teljes mértékben osztom Dénes kartársnak azt a véleményét, hogy a további kutatások főleg az ötvözött porok fejlesztésével foglalkozzanak. Az általunk előállítható tisztavas porok ugyanis, egyrészt mivel nem gömbalakúak, másrészt, mivel az elektrolitikus eljárással a belső héjjas szerkezetet elérni nem lehet, nem fejleszthetők a legjobb minőségű karbonilporok színvonaláig.

Foglalkoznia kell még a kutatásnak a különleges célokra alkalmas, pl. temperaturára kiegyenlített, kispermeabilitású, de igen tág frekvenciahatárok között használható stb. pormagok fejlesztésével is.

Legyen szabad néhány szóval kitérnem azokra a méréstechnikai problémákra, amelyek az ismertetett kutatási munkákkal kapcsolatosak. A kutatási munkák során előállított magok veszteségi állandóinak mérése az előadó által már korábban szerkesztett hangfrekvenciás híddal történt. Ez a híd veszteségekre kalibrált variométer etalonnal működik. Frekvenciatartománya kimondottan a beszédfrekvenciákra korlátozódik. A kutatások során a hiszterézis-, örvényáramú- és reziduális veszteségek szétválasztása és a veszteségi állandók megállapítása a gondos és többirányú ellenőrzés tanúsága szerint megfelelő pontossággal történt. Ez lehetővé tette a kutatónak azt, hogy a technológiai eljárásaiban alkalmazott változtatások hatását pontosan követhesse. Nagyobb frekvenciatartományokra és igen kis veszteségi állandójú anyagok vizsgálatához ma már korszerűbb módszerek szokásosak, pl. nagy frekvenciatartományú preciziós Maxwell-híd vagy rezonancia-híd; kívánatos, hogy a kutatásnak a szükséges korszerű mérőberendezések kellő mértékben rendelkezésére álljanak.

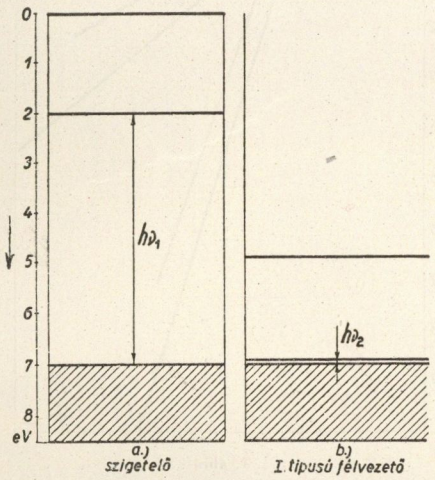
Pomikacsek Leó hozzászólása Istvánffy Edvin előadásához

Vasmagok préselésekor a gyártás egyenletességét nagymértékben befolyásolja, hogy a felhasznált vaspor töltési tényezője (a szemcséknek és a közöttük lévő hézagoknak a térfogataránya) mennyire állandó. Mivel az ismertetett eljárás elektrolitikus, a szemcsék alakja valószínűleg szabálytalan sokszögű és ezért felmerül a kérdés, hogy a Dénes-féle eljárással készülő vaspor töltési tényezője eléggé állandó lesz-e. A carbonil-porokból készülő magok gyártásánál is tekintettel kell lenni arra, hogy a szemcseméretek még ugyanannak a szállítmányak a különböző hordóiban is gyakran különbözők, bár a carbonil-por szemcséi gömbalakúak. Az átlagos szemcseméretek a hozzászóló által kidolgozott eljárással jól mérhetők. Pupincsévék készítéséhez szükséges magok minőségének az elbírálására teljes fantomegységeket szoktak mintául elkészíteni és a vizsgálatokat a kész egységen hajtják végre. Erre az eddigi kísérletek során még nem volt lehetőség. Az elmondott körülmények indokolttá teszik, hogy bár a Dénes-féle porokból készített magok a hozzászóló vizsgálatai szerint is kitűnő minőségűek, a tömeggyártásra nézve a véleményezést még korainak tartja. Éppen a minőséggel szemben emelt követelmények kielégítése miatt kívánatos, hogy a vasporgyártás irányítása híradástechnikai üzem kezében legyen, mivel csak ilyen üzem ismeri a kész magokkal szemben támasztott követelményeket és a minőség mérésének a módszereit.

Félvezető anyagoknak a híradás- és fénytechnika szempontjából érdekes tulajdonságai

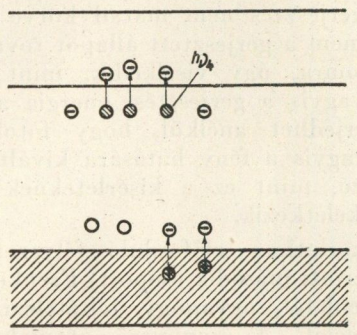
SZIGETI GYÖRGY előadása

Az utóbbi időben a híradástechnikában és a fénytechnikában igen nagy jelentőségük van az áramot nem fémesen vezető kritályos anyagoknak. Ezek az anyagok lehetnek olyanok, amelyek normális körülmények között jó szigetelők, de lehetnek olyanok is, melyeknek tekintélyes elektromos vezetőképességük van. A következőkben az anyagoknak azzal a csoportjával kívánok foglalkozni, amelyre jellemző, hogy Sommerfeld, Bloch, Brillouin elmélete szerint az elektronok által betöltött legfelső zónában minden megengedett állapot be van töltve, és amelyeknél a legfelső betöltött és a felette lévő zónák közötti átlapolás nincsen.



1. ábra

Ilyen anyag elektromos tulajdonságait a legfelső betöltött zóna és a következő üres zóna közötti tiltott sáv tulajdonságai szabják meg (1. ábra.) Ha a tiltott sáv széles és benne zavarnívók nincsenek, úgy az elektronok a legfelső teli zónában energiát sem sugárzás, sem gyorsító terek hatására felvenni nem tudnak, kivéve, ha a közölt energiakvantum már nagyobb, mint a tiltott sáv szélességének megfelelő $h\nu$ érték. Az ilyen anyagok átlátszók és elektromos szempontból igen jó szigetelők. Ezzel szemben, ha a tiltott sáv szélessége csak néhány tized elektronvoltot tesz ki, akkor az elektronok már a hőmozgás hatására átjutnak a kondukciós sávba és az anyag a temperatúrával rohamosan növekvő arányban vezetővé válik. Ez utóbbi anyagok, amelyeknél tehát az elektromos vezetőképesség a temperatúra növekedésével, rendszerint exponenciálisan nő, alkotják a félvezetők első csoportját. Igen gyakori azonban, hogy a széles tiltott sávban különböző olyan nívók foglalnak helyet, amelyek a rács periodicitásából származó megengedett és tiltott zónáktól függetlenek (2. ábra). Így pl. azáltal, hogy a rács periodicitása a kristály határfelületén megszakad, a tiltott zónában lokalizáltan elhelyezkedő megengedett állapotok mutatkoznak. Ugyancsak hasonló lokalizált állapotok létesülését idézi elő minden, a kristályszerkezetben mutatkozó esetleges hiba vagy szabálytalanság. Ilyen »zavartermek« jelenléte esetén a kristály el tud nyelni olyan energiákat is, amelyeknél a $h\nu$ érték a két megengedett zóna közötti távolságnál kisebb, illetőleg a zavarterm és a teli zóna, illetőleg üres zóna valamely állapota közötti különbségnek felel meg. Ha ilyen zavartermek, amelyek betöltetlenek, a teli sáv közelében helyezkednek el, úgy a teli sávból a hőmozgás folytán elektronok jutnak a zavartermekbe és ezáltal a teli sávban betöltetlen energiaállapotok maradnak szabadon és így az anyag vezetővé válik ; a vezetőképesség ez esetben is a temperatúrával növekszik. Az áramot az



2. ábra

ilyen kristályoknál az elektronok helyén előálló lyukak továbbítják. Egész hasonló a helyzet akkor, ha a kondukciós sáv alatt, annak közvetlen közelében elektronokkal betöltött zavartermek foglalnak helyet. Ilyen esetben a zavartermekről elektronok jutnak a hőmozgás folytán a kondukciós sávba és okoznak vezetőképességet. A két utóbb tárgyalt rendszernek megfelelő anyagok képezik a félvezetőknek második nagy csoportját.

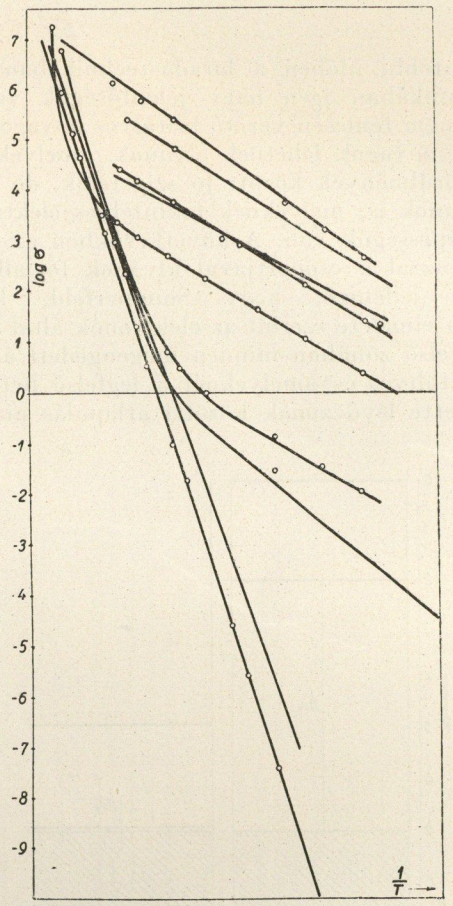
A félvezető anyagoknak fenti, Wilsontól származó teóriája abból a feltevésből indul ki, hogy a kristályt alkotó atomok valencia elektronjai az atomról leválva kizárólag a periódikus tér együttes hatásának vannak kitéve, mint ez a fémeknél be is bizonyosodott. Frenkel szovjet kutató mutatott rá ennek az elképzelésnek néhány sarkalatos hibájára.[1,2] Így pl. a Wilson-féle elmélet jól megmagyarázza a félvezetők vezetőképességének temperatúrától való függését, szemléletessé teszi, hogy vannak olyan félvezetők, amelyekben az áramot elektronok és vannak olyanok, amelyekben az elektronok hiányának megfelelő lyukak, (melyek

tehát pozitív töltésű elektrónnal egyenértékűek) továbbítják. A Wilson-féle elméletből azonban az következnék, hogy ha egy félvezető fényt nyel el, az feltétlenül maga után vonná vagy az elektronnak a kondukciós sávba való kerülését, vagy az üres zavartermet elfoglaló elektron helyének a felszabadulását. Mindkét esetben tehát a fényelnyelést fotokondukciónak kellene kísérnie. A valóságban azonban az általános eset az, hogy a fényelnyelés fotokondukció fellépése nélkül történik és csak kivételes esetben észlelhető fotokondukció. A Wilson-féle elmélet ezen hiányaira való tekintettel Frenkel feltételezi, hogy általánosságban a félvezető- vagy szigetelőanyagok elektronjai igen erősen kötve vannak az ionokhoz. Csak optikai, vagy termikus gerjesztés hatására szakadnak le egyes elektronok az atomról és csak ezekre a már leszakadt elektronokra hat a rács kollektív tere. Ezekre a közössé vált elektronokra igaz az előzőekben ismertetett elmélet. A fényelnyelés azonban nem szakítja le szükségszerűen az elektront az atomról, hanem csak akkor, ha a $h\nu$ energiája elegendő nagy, vagyis nagyobb azon energiánál, mely az elektront a pozitív ionhoz köti. A kristály azonban képes — mint a tapasztalat mutatja — kisebb energiát is elnyelni. Ez esetben az atom gerjesztett állapotba kerül, semlegesen marad, de nem keletkezik egy szabad elektron és ennek megfelelő pozitív hiány (lyuk). A gerjesztés nem marad kötve egy elektronhoz, hanem a gerjesztett állapot továbbadódik atomról atomra, úgy viselkedik, mint valamely részecske, vagyis a gerjesztési energia a kristályban tovaterjedhet anélkül, hogy fotokondukció lépne fel, vagyis a fény hatására kiváltott újabb töltéshordozó, mint ez a kísérleteknek jól megfelel, nem keletkezik.

A gyakorlatban előforduló félvezetőknél (az előbbiek szerinti második csoport) Frenkel a zavartermek jelenlétét ugyanúgy feltételezi, mint a régebbi elmélet. A szennyező atomok lehetnek vagy ú. n. *donorok* vagy *akceptorok*. Az első esetben a szennyező atom saját elektronját adja át a rács közös elektronjaihoz, a második esetben pedig fordítva, az alapanyag elektronjai kötődnek hozzá szilárdan a szennyező atomhoz, mikor is az alaprácsban marad szabadon elektronhiány. Az első módon előálló áramvezetést *n*-típusúnak, a másodikat pedig *p*-típusú vezetésnek mondjuk.

Szobahőmérsékleten az összes ismert félvezetők vezetőképességét a donorok, vagy akceptorok által létesített töltéshordozók adják. Magasabb hőmérsékleten már fellép az a vezetőképesség is, amelyet az elektronoknak az alapzónából a kondukciós zónába való átlépése okoz. Itt minden elektron szabaddá válásával egyidejűleg szabaddá kell válni egy lyuknak is, tehát az esetben a *p* és *n* típusú vezetőképesség együtt lép fel.

Egy félvezető (*Si* kristály) vezetőképességének a temperatúra-függését látjuk a 3. ábrán, ahol a vezetőképesség logaritmusát ábrázoltuk, mint a temperatúra reciprok értékének a függvényét. Látjuk, hogy a sziliciumnak a szennyezés mennyiségétől függően a vezetőképessége alacsony hőmérsékletnél alig változik a temperatúrával, majd, amint az alapkristályban is létesülnek szabad töltéshordozók, a vezetőképesség a logaritmikus skálában lineárisan, a valóságban tehát a tempera-



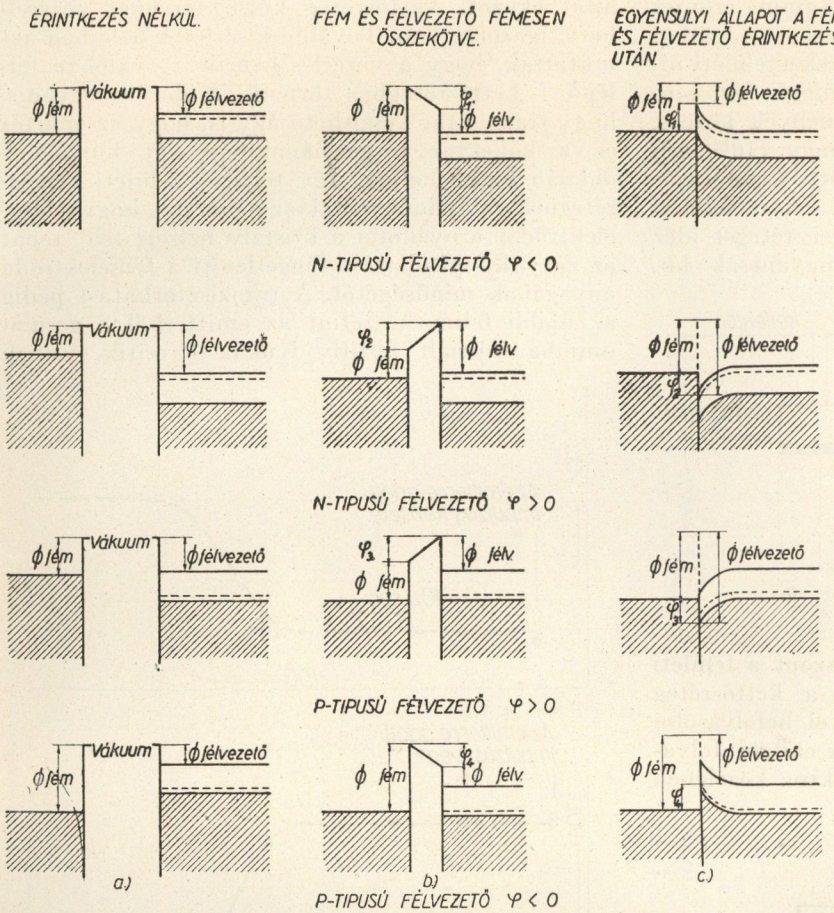
3. ábra

túra reciprok értékének csökkenésével exponenciálisan növekszik.

Az eddigiekben csak egymagában álló félvezetőnek az elektromos tulajdonságait vizsgáltuk. További rendkívül érdekes jelenségek lépnek fel azonban, ha a félvezetőt egy fémmel hozzuk érintkezésbe. A tapasztalat azt mutatja, hogy ilyenkor egyes esetekben a vezetés aszimetrikussá válik, vagyis a rendszer ellenállása különböző aszerint, hogy a fémet, vagy a félvezetőt kapcsoljuk pozitív vagy negatív feszültségre. Ezt a jelenséget hasznosítják a különféle *kristályegyenirányítók* és az ú. n. *száraz egyenirányítók* (szilicium, germánium, sziliciumkarbid stb. kristálydetektorok, rézoxidul- és szelénegyenirányítók). Ez az egyenirányító hatás is simán magyarázható az előzőekben ismertetett elmélet segítségével.[3,4] Ki kell indulnunk a rég ismert kontaktus potenciál jelenségéből.[5] Ha ugyanis két testet, melyek

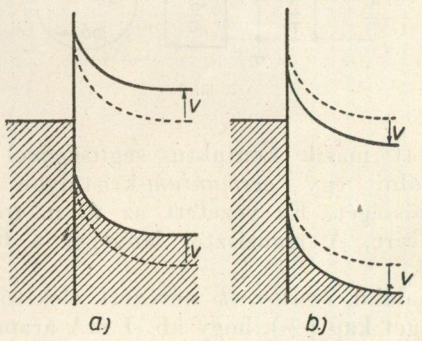
[1] *Frenkel:* Bevezetés a fémek elméletébe. (Magyar ford.) 91. old.
[2] *Mott, Gurney:* Electronic Processes in Ionic Crystals. 89. old.
[3] *W. Schottky:* Phys. Ztsch. 41, 570. 1940.
[4] *B. Davydov:* Z. Phys. USSR. 4. 355. 1941.
[5] *J. Bardeen:* Phys. Rev. 71, 717. 1947.

kilépési munkája egymástól különböző, vezetőileg összekötünk, elektronok áramlanak a kisebb kilépési munkájú testtől a nagyobb kilépési munkájú felé, mindaddig, míg az egyensúly be nem áll. Ez esetben azonban a két test felületén, de a testen kívül levő pontok között egy potenciálkülönbség lép fel, amelynek értéke jó megközelítéssel a két test kilépési munkájának különbségével egyenlő. Tekintettel arra, hogy két egymással érintkezésben lévő testnél az ú. n. elektrokémiai potenciálnak azonosnak kell lennie, ez azt jelenti, hogy a félvezetőben az összes elektronnívók a fémhez viszonyítva el kell, hogy tolódjanak. (Elektrokémiai potenciálnak nevezzük azt a munkát, amely szükséges ahhoz, hogy egy, a testtől végtelen távol képzelt, nyugalomban lévő elektront izotermikusan a testbe bevihessünk. ha feltételezzük, hogy eközben a test térfogata és hőfoka változatlan marad.) Ha tehát egy félvezető és egy fém elektronnívói a kettőnek érintkezése előtt a 4*a* ábra szerinti képet mutatták, úgy a két anyag érintkezése után a nívók eloszlása szükségszerűen a 4*c* ábrának megfelelő értéket fogja felvenni. A félvezetőből ugyanis (*n*-típusú félvezetőt tételezve fel) elektronok fognak a határfelületen a fém felé folyni és a fém felületén egy negatív felületi töltést létesítenek. A félvezetőn pedig az ennek megfelelő elektronhiány a határrétegen pozitív töltést létesít. Ez a tértöltés a töltéshordozók kis sűrűsége miatt, a félvezetőben bizonyos (10^{-4} cm nagyságrendű) mélységig fog kialakulni. A határfelületen tehát fel fog lépni egy kettős réteg és végeredményképpen a félvezető összes nívói a kontaktpotenciál értékének megfelelően le fognak süllyedni. Hasonló, de fordított előjelű hatás lép fel a fém és *p* típusú félvezető érintkezésekor (4. ábra). Mindkét esetben a fém és félvezető között fellép az előbb említett kettős réteg. Ez a kettősréteg idézi elő a vezetésben a feszültség irányától függő aszimmetriát, azaz az egyenirányító hatást. Ha ugyanis a fém és — mondjuk *n* típusú — félvezető közé külső feszültséget kapcsolunk, úgy a 4*c* ábra szerinti kép az 5. ábrának megfelelően módosul. Ha a feszültség iránya az 5*a* ábrának felel meg, vagyis a félvezető van magasabb feszültségen, úgy a fém felől nézve a zárófeszültség értéke továbbra is megfelel a kilépési munkák különbségének, tehát az elektronáramlásban változás nincsen. A félvezető felől nézve azonban a küszöb magassága az alkalmazott feszültség értékének megfelelően csökken, tehát az elektronok áramlása a félvezető felől a fém felé könnyebbé vált. Tekintettel arra, hogy a félvezetőben az elektronok eloszlása exponenciális, az áram is a feszültség növekedésével exponenciálisan nőni fog. Ellenkező irányú feszültség esetén azonban a félvezető zónái az alkalmazott feszültség értékének megfelelően süllyedtek, tehát az elektronok áramlása a félvezetőtől a fém felé ennek megfelelően megnehezedett.



4. ábra

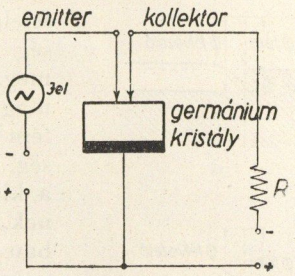
p típusú vezetőnél, — mint várható — a viszonyok hasonlóak, de fordított előjellel.



5. ábra

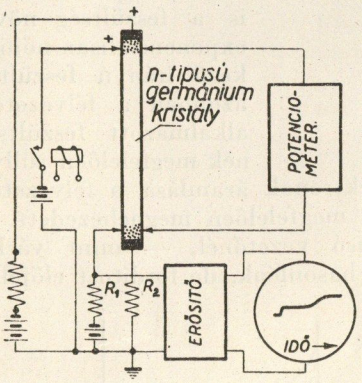
A leírt mechanizmusból az következnék, hogy az egyenirányítóhatás minden esetben a kontaktus gyanánt alkalmazott fém és a félvezető közötti kontaktpotenciálkülönbségtől függ. Valóban

a kísérletek a leírt elmélettel jól egyező eredményt adtak az esetben, ha nagyfelületű félvezetőt alkalmaztak. Ezzel szemben egyes kristálydetektoroknál a szokásos tűalakú kontaktusoknál úgyszólván semmi különbséget nem sikerült észlelni, bármilyen anyagból is készítették a kontaktustűt. Bardeen[5] és Meyerhof[6] bebizonyították, hogy ebben az esetben az I. Tamm[7] szovjet fizikus által először tanulmányozott felületi nívóknak van lényeges szerepük. Ezek a felületi nívók, melyeknek száma a kristály felületén lévő atomok számától függ, bizonyos körülmények között, ha a felületi nívók sűrűsége elég nagy ($10^{12}/cm^2$) a fémekhez hasonló, félig betöltött kondukciós sávot jelentnek a termsémában. Ez a felületi réteg egy ellenkező előjelű tértöltési réteget idéz elő, amely a kristály belsejébe ugyancsak kb. 10^{-4}—10^{-6} cm vastagságig nyúlik be. Bardeen szerint tehát ez a felületi kettősréteg tölti most be azt a szerepet, amit a régebbi — és a félvezető felületére vákuumban rápárologtatott ellenelektródás egyenirányítókra igaznak bizonyult — elmélet szerint a kontaktus helyén létesülő kettősréteg töltött be.



6. ábra

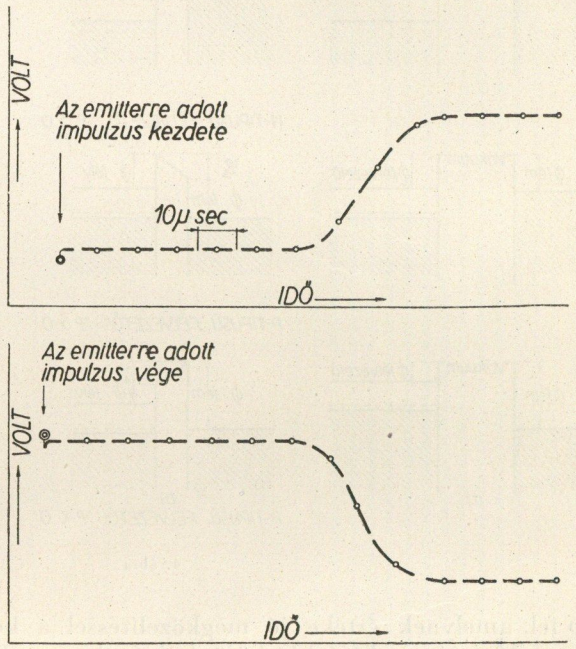
Ha ez a feltevés igaz, akkor viszont a felületi rétegben folyó áramot és ezáltal a kettősréteg sajátságait külső elektromos terekkel befolyásolni lehetne. Bardeen és Brattain[8/9]-nek először folyadék segítségével, majd a fémkontaktus közelében



7. ábra

elhelyezett másik kontaktus segítségével sikerült befolyásolni egy *germánium*-kristályon átfolyó áram erősségét. Ez vezetett az ú. n. *tranzisztor* felfedezésére. A tranzisztor lényegét a 6. ábrán láthatjuk.

A tűalakú, *emitternek* nevezett elektród olyan feszültséget kap (+), hogy kb. 1 mA áram folyjék az áteresztő irányban. A másik, az emitter közvetlen közelében lévő, ugyancsak tűalakú elektródra, a *kollektorra* lényegesen nagyobb ellenkező irányú feszültség van kapcsolva, úgyhogy a *kollektoron záróirányban* néhány mA áram folyik. A kollektor áramát vezérli az emitter áramának kis változása, annyira, hogy energiában kb. 100-szoros erősítést sikerült elérni. Első pillanatra úgy látszott, hogy az alapul vett feltevés, tehát, hogy a felületi termek által okozott kettősréteg külső terekkel vezérelhető, igazolva van. További kísérletek azonban azt mutatták, hogy a vezérlés nem a — valóban fellépő — kettősrétegben történik. Kiderült ugyanis, hogy tranzisztor készíthető úgy is, hogy az emitter és a kollektor a germániumlap két különböző oldalán foglal helyet. Így tehát a felületi kettősrétegnek valószínűleg csak az a szerepe, hogy a fémelektródot árnyékolja a kristály belseje felé, tehát az egyenirányítóhatást függetleníti a fémelektróda anyagának minőségétől. A tranzisztorhatást pedig az újabb feltevés szerint az emitterből a germániumba injiciált pozitív lyukak létesítik. Ennek



8. ábra

bizonyítására Shockley[10] egy germánium - egykristályon az emitter és kollektor távolságát kb. 1 cm-re növelte. (7. ábra) Mérte oszcillográffal azt az időt, amely eltelik az emitterre adott impulzus kezdete, illetve befejezése és a kollektoron fellépő, az erősítésnek megfelelő áramnövekedés kezdete és befejezése között (8. ábra). A feszültségnek az emitterre történő rákapcsolása pillanatában az oszcillográf jelzi az emitter áramának megfelelő kis áramnövekedést, majd azután kb. 60 μsec-mal kezd a kollektoráram nőni és kb. 120 μsec alatt éri el a maximumot. Hasonlóképpen az emitter kikapcsolásakor a kollektoráram kis csökkenést mutat, majd még 60 μsec-ig állandó marad és csak akkor kezd visszaesni eredeti értékére. Ez a kísérlet meggyőzően mutatja, hogy a vezérlés a germánium anyagában haladó lyukak hatására történik, hogy

[6] *Meyerhof:* Phys. Rev. 71, 727. (1947.)
[7] *I. Tamm:* Phys. Zschr. der Sowietunion, 1, 733. (1932.)
[8] *Bardeen* és *Brattain:* Phys. Rev. 74, 230—231. (1948.)
[9] *Bardeen* és *Brattain:* Phys. Rev. 75, 1208. (1949.)
[10] *Haynes* és *Shockley:* Phys. Rev. 81, 835. (1951.)

ezeknek a lyukaknak haladási sebessége 2—3 V feszültség esetén kb. $1/60 \times 10^6$ cm sec^{-1}, és hogy az emitterből egyszerre kiinduló lyukak sebessége a germániumon való áthaladáskor szóródást szenved. Ez a kísérlet egyben rámutat a transzisztorok használhatóságának a korlátjára is. Az impulzus, melyet a kristályban haladó »lyukak« továbbítanak, véges sebességgel terjed és terjedése közben elmosódik, ez tehát azt jelenti, hogy a tranzisztor csak bizonyos frekvenciák alatt használható. Az adott körülmények között az emitter és kollektor nem közelíthető egymáshoz kb. 10—20 μ-nál jobban, ez viszont azt is jelenti, hogy a tranzisztor legfeljebb 1—10 *MC* frekvenciáig használható még kielégítően.

Másik érdekes alkalmazása a félvezetőknek a fényelemeknél mutatkozik. Schottky és Lange[11] észlelték 1931-ben, hogy ha egy rézoxidul egyenirányító cellát megvilágítanak, úgy a cella feszültséget szolgáltat, ezen feszültség értéke a megvilágítás intenzitásától függ. Később hasonló jelenséget észleltek szelénen is, amelynek homlokfelületét vékony, átlátszó fémréteggel vonták be. Ez a jelenség is magyarázható az előbbiekben ismertetett elmélet segítségével, oly módon, hogy feltételezzük, hogy a zárótétegen az elnyelt fény ad a teli sávban levő elektronoknak akkora energiát, hogy azok a zavarnívóknak megfelelő üres termekbe feljutnak. Ezek a zavartermek a szóbanforgó jelenséget mutató anyagoknál magasabb energiákon vannak, mint a fém kondukciós sávja. Ez a nívókülönbség felel meg a fényelem kapcsain megvilágításkor fellépő elektromotoros erőnek. Ez az elektromotoros erő áramot létesít egyrészt a külső áramkörben, másrészt viszont ezzel párhuzamosan a fényelem belsejében is, vagyis a fényelemen keresztül a külső áramkör zárása nélkül is áram folyik. Ezen belső mellékzár által létesített áram feszültségesést okoz, amelynek megfelelően a külső mérhető feszültség kisebb az elektromotoros erőnél.

Míg az előzőekben tárgyalt fényelemeknél és fotokondukciós celláknál fénybesugárzás hatására efektromos változások lépnek fel, a fordított effektust, tehát, hogy egy félvezetőn áthaladó áram fényjelenséget idéz elő, 1928-ban Loszev szovjet fizikus írta le. Sziliciumkarbid kristálynál azt észlelte, hogy az áthaladó áram hatására a kontaktus közelében fényjelenség lép fel. Felvette ezen fény spektrumát, vizsgálta a fényjelenség változásait különböző áramerősségeknél és különböző áramirányoknál. Loszev első publikációjában arra gondolt, hogy ezt a jelenséget a kristályból nagy sebességgel kilépő elektronok okozzák, melyek a környező levegő molekuláit gerjesztik világításra. Későbbiekben Klaus vizsgálta a jelenséget és arra a konkluzióra jutott, hogy itt a zárórétegen lefékeződő elektronok által keltett, optikai tartományba jutó, fékezési sugárzással van dolgunk. Épp ezért ő és a későbbi szerzők (pl. Finkelnburg) arra a következtetésre jutottak, hogy itt gyakorlatilag használható, jó hatásfokot elérni nem lesz lehetséges.

A jelenség mindenesetre rendkívül érdekesnek látszott és többször foglalkoztatta a kutatókat, anélkül, hogy tisztázása véglegesen megtörtént volna. Utoljára, tudomásom szerint, 1951. áprilisában jelent meg idevonatkozó publikáció. Accardo, Jamgochian és Lehovec[13] röviden beszámolnak arról, hogy sziliciumkarbid kristály az *n—p* határon áthaladó áram hatására fényt emittál, az emissziós spektrum kiterjed 4500—6500 Å hullámhosszra. Az említett fény színképi eloszlása független volt az átfolyó áram erősségétől, ha az áram 0,1—50 mA között változott. Az általuk mért fény intenzitása arányos volt az áramerősséggel és kb. 3×10^{-6} fénykvantumot kaptak minden áthaladó elektronra (szobahőmérsékleten). Szerintük a fény a félvezetőbe injiciált töltéshordozók rekombinációjából ered.

Idevonatkozó méréseket mi magunk is végeztünk. Azt találtuk, hogy kb. 6 V feszültségnél a fényjelenség valóban fellép a tűvel érintett kristályon. Ugyancsak észlelhető volt fényjelenség akkor is, ha egy nagyobb egybenőtt kristályhalmazon vezettünk át áramot (220 V hálózatról). Ez utóbbi esetben a halmaz egyes kristályai villantak fel. Tovább folytatva ezeket a kísérleteket, azt találtuk, hogy a fény intenzitása nő a használt sziliciumkarbid tisztaságának fokozásával. Mi magunk készítettünk sziliciumkarbid kristályokat, oly módon, hogy spektroszkópiai célokra ú. n. »homogén tisztított« szénrudat izzítottunk fel rajta átvezetett áram segítségével. A rúd a szén és kovasav keverékébe volt beágyazva. A szenet cukor elszenesítése utján kaptuk, a kovasav pedig az üzemünkben használt Merck-féle purissimum készítményből tisztított preparátum volt.

A szénrudat kb. 2000 C° hőmérsékleten tartottuk 5—10 percig. Utána felbontva a készüléket, a szénrudat körülvevő kb. 0,1—0,5 mm méretű, sárgaszínű sziliciumkarbid kristályokat kaptunk. Ezeket a kristályokat vizsgáltuk mikroszkóp alatt. Azt találtuk, hogy a fémkontaktussal megérintett mikroszkópikus szemcsék kb. 6—8 V feszültség és 0,1 mA áram hatására teljes egészükben világítottak.

Kétféle szemcsét észleltünk, az egyik fajta kékes, a másik sárgaszínű fényt adott. A fény színe nem változott a feszültség változásával, tehát ellentétben Klaus és Finkelnburg[14] feltevéseivel, a sugárzás nem lehetett optikai fékezési sugárzás. A spektrum hasonló volt az irodalomban közölt bórnitrid spektrumokkal, amelyeket szénnel aktivált bórnitridek katódsugárral való bombázásakor kaptak. A sziliciumkarbid szemcséket vákuumban katódsugarak hatásának téve ki, a kontaktus alatt észlelt lumineszkálással azonos fényt kaptunk. 2537 Å vagy ennél nagyobb hullámhosszú ibolyántúli fény hatására nem észleltünk világítást.

Egy további kísérlet során megpróbáltunk a kiindulási anyagokhoz mangánt adagolni ($MnCO_3$ formájában), annak eldöntésére, vajjon ezen anyagnál is gerjeszthető-e a mangánra jellemző spektrumok egyike, mint pl. különféle szilikátoknál,

[11] *B. Lange:* Phys. Zeitschr. 32, 850. (1931.)
[12] *Loszev:* Phil. Mag. 1928.
[13] *Accardo, Jamgochian, Lehovec:* Phys. Rev. 82. 330. (1951.)
[14] *Finkelnburg:* Kontinuierliche Spektren. J. Springer, 1938. 91. old.

borátoknál, foszfátoknál, vagy egyes szulfidoknál tapasztalható. Ez a kísérlet negatív eredménnyel járt, esetleg azért, mert a mangán az izzítás folyamán elpárolgott, de valószínűbb, hogy azért, mert a sziliciumkarbid-rácsba nem volt beépíthető.

Fenti jelenségek ismeretében arra a következtetésre jutottunk, hogy a sziliciumkarbid kristályokban jelenlévő fölös szénnel, vagy esetleg sziliciummal aktivált fluoreszkálásról van szó. Feltevésünk szerint a lumineszkálást a zárórétegen felgyorsuló töltéshordozók gerjesztik, amelyek energiájukat a kristályrácsnak adják át és ez továbbítja — éppúgy, mint a többi ismert kristályfoszfornál — az aktivátorcentrumig. Ha ez a feltevés igaz, úgy a világítás hatásfokát javítani lehet a kristály megfelelő tisztaságának biztosításával. Valóban észleleteink azt mutatták, hogy a fény intenzitása, azonos bevezetett elektromos teljesítményre visszaszámítva, erősen nőtt a kiindulási anyagok tisztaságának fokozásával, viszont az egyes kristályok elektromos vezetőképessége erősen csökkent.

Ezek felismerése után kezdtük meg laboratóriumunkban alaposabban tanulmányozni a különféle lumineszkáló anyagok elektromos tulajdonságait és kezdtük keresni az összefüggéseket az anyagok optikai és elektromos adatai között. Ezen vizsgálatok eredményeiről már több alkalommal beszámoltunk[15,16,17,18,19]

Itt röviden csak annyit kívánok megemlíteni, hogy különféle lumineszkáló anyagok megvilágítás nélkül mért dielektromos veszteségeiből számított vezetőképességeinek temperatúrafüggését vizsgálva, arra az eredményre jutottunk, hogy a veszteségek két komponensre oszthatók. Az egyik, mely a temperatúrától függetlennek bizonyult, a világítóképességgel volt arányos, míg a másik — jó világító anyagoknál csak magasabb hőmérsékleten fellépő — komponens a temperatúrával exponenciálisan nőtt :

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_T = \sigma_0 + A \exp\,(-E/kT) \qquad (1)$$

Ugyanakkor az emittált fotonok száma (N). azonos ultraibiolya besugárzást feltételezve, a következőképpen csökkent :

$$N = N_0 \frac{1}{1 + C \exp\,(-E/kT)} \qquad (2)$$

Rendkívül érdekesnek találtuk, hogy az (1) és (2) kifejezésekben szereplő E exponens értéke azonos, csak az anyagtól függő állandó.

Ha összevetjük a sziliciumkarbid kristályok vezetőképességét a cinkszilikát, vagy más jóhatásfokú fluoreszkáló anyag dielektromos veszteségeiből számolt vezetőképességével, úgy azt találjuk, hogy a sziliciumkarbid vezetőképessége — ha a záróréteg ellenállását leszámítjuk — legalább egy-két nagyságrenddel nagyobb, mint a jó világítású anyagoké. Feltételezzük, hogy a vezetőképességet a sziliciumkarbidnál olyan zavartermek közvetítik, melyek egyben — mint a szlikátoknál a σ_T-nak megfelelő termek — a világítóképességet lerontják. Véleményünk szerint ebben a körülményben rejlik az eddig vizsgált sziliciumkarbid kristályok rossz világítóképességének oka és egyben ez meg is mutatja a további idevágó kutatás irányát.

[15] *Szigeti Gy.:* Elektrotechnika. (1947.)
[16] *Szigeti Gy.: Nagy E.:* Nature, 160. 641. (1947.)
[17] *Szigeti Gy., Nagy E.:* Műegyetemi Közlemények, 1, 117. (1940.)
[18] *Nagy E.:* Journ. Opt. Soc. Am. 39, 42. (1949.)
[19] *Szigeti Gy.:* Magy. Tud. Akadémia Matematikai és Természettudományi Oszt. Közl. 1, 30. (1951.)

Bodó Zalán hozzászólása Szigeti György előadásához.

Néhány szóval rá szeretnék mutatni arra, hogy milyen jelenségeket lehet a félvezetők sávelméletével megmagyarázni és melyek ezen elmélet főbb hiányosságai.

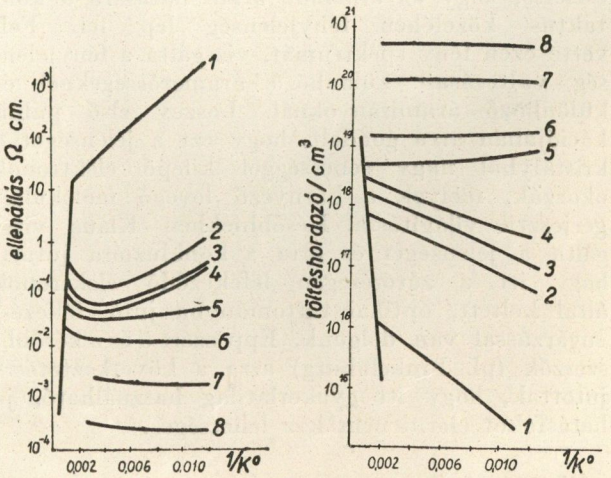
A félvezetők elmélete legjobban az elektromos vezetőképességnek a hőmérséklettől való függéséről tud beszámolni. A félvezetőknél talán ez az egyetlen terület, ahol az elmélet a felvetett kérdésekre maradéktalanul válaszolni képes.

Hogy az egyezés elmélet és kísérleti adatok között milyen jó, nézzük példaképpen Pearsonnak és Bardeen-nak p-típusú (bórral szennyezett) sziliciumon végzett méréseit. Az 1. ábrán láthatjuk a vezetőképességnek a hőmérséklettől való függését különböző bórtartalomnál. A vezetés két tényezőtől függ. A szabad elektronok számától és az elektronok mozgékonyságától. Az elektromos vezetőképesség :

$$\sigma = nve$$

itt n a szabad elektronok száma, v az elektronok mozgékonysága, e az elektron töltése.

Hall-effektus mérést is végeztek és így a vezetőképesség és a Hall-konstans értékéből n-t és v-t külön-külön ki lehetett számítani.



1. ábra.

Az elmélet szerint a szabad elektronok száma:

$$n = A \cdot e^{-\frac{E}{kT}}$$

kell legyen, ahol A a jelenlevő bóratomok száma/cm³, E a szennyezések aktiválási energiája. Az ábra szerint kis szennyezéstartalomnál és alacsony hőmérsékleteken e törvény pontosan tapasztalható: a ln n-ek $1/T$-ben párhuzamos egyenesek, melyeknek emelkedése E/k. A magasabb hőmérsékleteken jelentkező meredekebb szakasz annak felel meg, amikor már »intrinsic« vezetés lép fel, vagyis mikor a hőmozgás az elektronokat nemcsak a szennyezésekből, hanem az alsó teli sávból is ki tudja már emelni. Nagyobb szennyezéskoncentrációnál az elmélet előbbi egyszerű formájában nem tartható fenn, ezért ott kb. vízszintes szakaszokat láthatunk.

Érdekes a másik tényezőnek, a mozgékonyságnak a viselkedése is.

$$v = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \frac{l}{u}$$

itt l a szabad úthossz, u a termikus sebesség, m az elektron tömege. Az elméleti megfontolások szerint l ugyanúgy, mint fémeknél, $1/T$-vel arányos (igen alacsony hőmérsékletek kivételével). Míg azonban fémeknél v is $1/T$-vel arányos, félvezetőknél $T^{-3/2}$ nel arányos. Ennek az oka az, hogy u a félvezetőknél $T^{1/2}$-nel változik, míg fémeknél állandó. Valóban erről az elmélet be is tud számolni. Fémekben a Fermi-Dirac statisztika érvényes, mely szerint a termikus sebesség a hőmérséklettől függetlenül állandó. Félvezetőkben azonban a szabad elektronok száma kicsi. A Fermi statisztika ezért Maxwell-Boltzmann statisztikával helyettesítendő és e statisztika szerint a középsebesség valóban $T^{1/2}$-nel arányos. Igen alacsony hőmérsékleteken v és l komplikáltan változik. Ezt az elektronoknak és a szennyezéseknek a kölcsönhatásával lehet magyarázni. A bórkoncentráció emelésével a zavaró hatás mind magasabb és magasabb hőmérsékleten is már jelentkezni tud.

Itt az egyezés tehát elmélet és kísérlet között tökéletesnek mondható. Talán még annyit kell hozzátennem, hogy az intrinsic vezetésnek megfelelő aktiválási energia 1,2 eV. A $h\nu = 1{,}2\ eV$ egyenletből azt kapjuk, hogy a szilicium az 1,2 μ hullámhossznál nagyobb hullámhosszú sugarakat át kell, hogy engedje, az ennél kisebb hullámhosszú sugarakat pedig el kell, hogy nyelje. Ez pontosan megfelel a tapasztalati tényeknek.

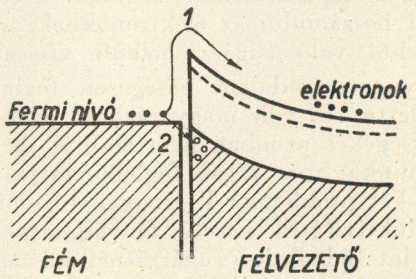
A sávelmélet az egyenirányítás jelenségét is magyarázni tudja, de itt már nehézségek is merülnek fel.

Az egyenirányításra az idők folyamán három különböző elmélet alakult ki. A legrégebbi, a Wilson-féle, az egyenirányítást alagút-effektussal akarta magyarázni, de a tapasztalattal ellenkezésbe jutott, mert az egyenirányítóhatás a Wilson-féle elmélet szerint éppen ellenkező irányúnak adódik.

Jelenleg feltételezik, hogy az egyenirányítás létrejöttét a felületi potenciálhegy, az ú. n. záróréteg vastagasága szabja meg. Ez a vastagság szilicium, vagy germániumnál 10^{-6} cm nagyságrendben van, míg rézoxidnál és szelénnél 10^{-4} cm nagyságrendbe esik. Ennek oka abban van, hogy az utóbbi anyagok felületi rétege kémiailag nem homogén, míg az előző anyagoknál csak fizikai jellegű e záróréteg. Az alagút-effektus hatása csak kb. 10^{-7} cm nagyságrendig jelentkezik érezhetően. Ezért volt hibás Wilson elmélete. Mivel az elektronok szabad úthossza 10^{-5} cm nagyságrendben van, az előbbi kétfajta zárórétegre nem alkalmazható ugyanaz az elmélet. Rézoxid és szelén esetén az elektronok sebessége a zárórétegben sokszor változik az ütközések folyamán, az elektronok a zárórétegen diffúzióval jutnak keresztül. Szilicium és germánium esetén a zárórétegbe ütköző elektronok száma lényegesen nagyobb, mint a zárórétegben a rácsionok és szennyezések által szórt elektronok száma. Ezért, míg az előbbi anyagokra a Schottky és Mott által felállított, ú. n. diffúzió elmélet alkalmazható, az utóbbiakra Bethe az ú. n. diódaelméletet állította fel.

Nem akarok ezen elméletekre részletesen kitérni, csak azt említem meg, hogy ezek az egyenirányítást helyes irányban adják és a jelenségekről helyes kvalitatív leírást nyújtanak. Kvantitatív egyezésről azonban szó sincs. Az elméletnek újabb és újabb módosítása, tökéletesítése vált szükségessé. (Pl. szilicium és germánium esetén a multikontaktus elmélet csak elvileg tudja magyarázni a tapasztalt áram—feszültség karakterisztikát, azonban gyakorlati számításra nem alkalmas.)

Kétségtelen azonban, hogy még a kvalitatív kép sem tökéletes. Ezt mi sem igazolja jobban, mint az, hogy a szilicium és germánium egyenirányítókra az előbb említett elmélet már régen fennáll akkor, amikor Bardeen és Brattain a transzisztort véletlenül fedezik fel. Előre ezt az elmélet nem jósolta meg. Jelenleg a jelenséget a következőképpen magyarázzák. A 2. ábra szerint a félvezető



2. ábra.

felületén a kontaktusnál az alsó teli sáv annyira felemelkedik, hogy nyitási irányban folyó áram esetén abban már lyukak is létrejöhetnek. E lyukak átdiffundálnak a másik kontaktushoz. Ilyenkor a másik kontaktusnál az áramnak a záróirányban folyó áramlásánál az elektronoknak nem kell az 1-es úton a potenciálhegyet megmászniuk, hanem a 2-es úton a lyukakba beleugorhatnak. Ezért nő meg a záróirányban az áram.

E magyarázat tetszetős, de még mindig csak kvalitatív. Miként az előbbi előadásban hallottuk, az egyenirányítóhatásnak függenie kellene

az érintkező fém kontaktpotenciáljától, de ezt nem tapasztalták.

A sávelméletnek egyik hiányossága tehát az, hogy míg az anyag belsejében lejátszódó folyamatokról többé-kevésbbé helyes képet ad, a felületi viszonyokról, amikor a rácsperioditás biztosan megszűnik, nem mond semmit. Tamm, szovjet fizikus volt az első, aki a felületi viszonyokat elméletileg először vizsgálta. Kimutatta, hogy a felületen lokális termek vannak. Az ezekkel való kvantitatív számolás azonban még nem lehetséges.

A félvezetők optikai tulajdonságairól helyesen a sávelmélet még egyáltalában nem tud beszámolni. Miként sziliciumnál említettem, erős fényabszorpció ott kezdődik, ahol a fény kvantuma elegendő energiájú ahhoz, hogy egy elektront a teli sávból a fenti üres, ú. n. kondukciós sávba verjen fel. Az ilyen fényabszorpcióval tehát fotokondukció jár együtt. Azonban a legtöbb fényelnyelés nem történhet így. A fotokondukció nem általános jelenség, hanem inkább csak kivételes. A sávelmélet az alapanyagban nem tud olyan abszorpciót értelmezni, amely nem járna fotokondukcióval. Ez a körülmény kényszerítette a szovjet Frenkelt az »exciton« fogalomnak a megalkotására. Eszerint az elektron az abszorpciónál nem (mindig) kerül a kondukciós sávba, hanem a keletkező lyukhoz helyileg hozzákötve marad. Ez a gerjesztett állapot, az exciton azután az anyagban továbbhaladni képes. Az exciton fogalma azonban semmiképpen sem illeszthető bele a sávelméletbe.

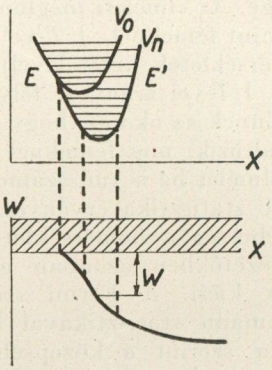
De a sávelméletnek még egy ennél nagyobb hiányossága is van. Pl. sziliciumnál az abszorpció esetén az elektron a kondukciós sávba kerül. Az alapállapotba való visszatérés csak sugárzó kvantum kibocsátásával képzelhető el. Ennek valószínűsége azonban elméletileg nagyon kicsi. Valóban nem is tapasztalható. Azonban a sávelmélet nem tud beszámolni az elektronoknak a kondukciós sávból való sugárzásnélküli visszatéréséről.

A nyugati irodalom bőségesen foglalkozik a sávelmélettel s a vele magyarázható jelenségekkel. A nehézségeket azonban nem említik meg. Laboratóriumunkat már régen foglalkoztatja az előbb említett két probléma : 1. Hogyan történik a nem fotokonduktivitásra vezető fényabszorpció és 2. Hogyan játszódnak le a sugárzásnélküli átmenetek?

Az utóbbiak gyakorlatilag azért lényegesek, mert lumineszkálásnál a gerjesztő kvantum és a világító kvantum energiája közti különbség ilyen formában lép fel. Másrészt a hőmérséklet emelésével a lumineszkálás megszűnik, tehát konkurrens, nem világító átmenetek lépnek fel. A lumineszkálás ritka jelenség. Hogyan akarjuk e jelenséget megérteni, ha a sokkal egyszerűbb, közönséges fényabszorpciót sem tudjuk elméletileg magyarázni. Ezért szerintem a közönséges fényabszorpciók jelenségeivel mind gyakorlatilag, mind elméletileg alaposan foglalkoznunk kell.

Felmerülhet az a gondolat, hogy az elektron a lumineszkálásnál esetleg hosszú hullámhosszú infravörös sugárzásokkal veszti el az említett energiakülönbséget. A lumineszkálás kvantumhatásfokának kalorimetrikus úton való meghatározására végzett kísérleteim szerint azonban mindenkor azt tapasztaltam, hogy az anyag felmelegszik és hogy az anyagban keletkező hőmennyiség a gerjesztő fény és a lumineszkáló fény energiái közötti különbségnél sohasem kisebb. Az anyag tehát nem bocsát ki magából infravörös sugárzást.

A szovjet irodalom áttanulmányozásánál örömmel tapasztaltuk, hogy az általunk látott nehézségek az orosz fizikusok előtt is ismeretesek és hogy megkísérelték a nehézségek áthidalását. Már az előbb említettem Frenkel excitonját, ami a fény abszorpciójára nyujt új hipothesist. Most még meg akarom említeni Adirovics újabb cikkeit a sugárzásnélküli átmenetekre vonatkozólag. Elgondolása az, hogy ahol a kristályrácsból pl. egy negatív ion hiányzik, a legközelebbi pozitív és negatív ionokat gömbalakú kettős réteggel helyettesíti. Feltételezése szerint e réteg az egyensúlyi helyzete körül oszcillál, úgy, hogy a gömb sugara (x) állandóan változik. Felírja ezen oszcilláló kettős rétegnek és az elektronnak az együttes Schrödinger egyenletét. Számításainak eredményei a 3. ábrán látnak. A lényege az, hogy egy bizonyos sugártól kezdve az elektronnak helyhez kötött állapota válik lehetségessé. Az elektronnak a kettős réteggel való megfogása olyan átmenetnek felel meg, amelynél a kettős réteg igen magas kvantumszámú rezgési állapotba kerül. (E—E' szabad elektronnál alacsony kvantumszámú rezgésnek, kötött elektronnál magas kvantumszámú rezgésnek felel meg.) Röviden szólva, a kettős réteg rezgési energiája igen magas hőmérsékletnek felel meg. Ezt a helyi túlmelegedést azután az alapráccsal való kölcsönhatás a rácsrezgések közönséges energiájává alakítja, a meleg szétdiffundál. A lényeg tehát az, hogy az elektron energiájától nagy energiakvantummal szabadulhat meg, nem az elektron, hanem a rezgő kettős réteg aprózza fel az energiát. E képpel tehát magyarázni lehet a sugárzásnélküli átmeneteket, sőt valószínűleg meg lehet



V_0 energia szabad elektronnál.
V_n energia megfogott elektronnál.
W az elektron energia változása.

3. ábra

magyarázni a lumineszkálás hőmérséklettel való csökkenését is, mert eszerint a sugárzásnélküli átmeneteket nyujtó hibahelyek száma a hőmérséklettel emelkedik. Ez a kép még új. A jövőbeni számítások fogják eldönteni, hogy mennyire megfelelő.

Összefoglalva, a félvezetők elméletében a felületi viszonyok, a fényabszorpciós processzusok és a sugárzásnélküli átmenetek kérdéseiben még igen komoly hiányosságok vannak. Szerintem ezek jelentik azt az irányt, amely irányban mind a gyakorlati, mind az elméleti kutatásnak haladnia kell. Ezen a területeken kell új eredményeket elérnünk és akkor remélhetjük, hogy a sokkal bonyolultabb lumineszkálási folyamatok teljes megértéshez is sokkal közelebb jutottunk.

Dr. Hoffmann Tibor hozzászólása Szigeti György előadásához.

Az előadás keretében és a hozzászólásokban is láttuk a felületi jelenségeknek az egyenirányító effektusra való hatását. Ezt szeretném itt még jobban kihangsúlyozni.

A felületi jelenségek fontosak az egykristály-egyenirányítóknál is. Az itt fellépő jelenségeket ismertette az előadó. Ezek a jelenségek azonban még fontosabbak, döntőek az általában gyakorlatban használt többkristályrendszereknél. Itt igen lényeges a felületi kiképzés hatása a jelenség lefolyására. Az ilyen struktúrától függő kiképzés adja meg a különböző »hőkezelések« hatását, pl. a szelén egyenirányítóknál. Ma a különböző előkezelések hatását nemhogy előre nem tudjuk megmondani, de néha utólag, az eredmény ismeretében sem lehetett azokat megmagyarázni. Az elmélet ilyen irányú kiterjesztése tehát igen fontos lenne. Hogy példát mondjak, milyen lehetőségek nyílnak ott, felemlítem az előadásban is hallott különbséget a felületi és tűegyenirányítók közt. A felületi egyenirányítók működése függ az elektródafém tulajdonságaitól, a tűegyenirányítóké nem. Ha most az elektródafém és a szelén érintkezési felületét olyan előkezelésnek vetjük alá, amelynek hatására a kontaktus helyenként fellazul, olyan lesz a hatás, mintha sok tűegyenirányító lenne párhuzamosan kapcsolva. Hasonló problémák egész sokasága lép fel a félvezetők minden felhasználási területén is.

Ezen a téren igen komoly kooperáció szükséges a fizikusok, technikusok, kémikusok, a gyakorlati és az elméleti kutatók között a jelenségek tisztázására és azoknak a technikai alkalmazására.

Somos István hozzászólása Szigeti György előadásához.

A félvezető egyik legfontosabb felhasználási területe a szárazegyenirányító. A belföldi szárazegyenirányító-gyártás az utóbbi években — a legutolsó időktől eltekintve — főleg empirikus alapon történt, ami viszonylag lassú előrehaladáshoz vezetett. A szárazegyenirányító fajlagos teljesítményének emelésénél döntő eredményekhez a félvezetőben lejátszodó folyamatok megismerése által fogunk eljutni. Szigeti elvtárs előadása közelebb vitt bennünket ehhez a célhoz.

Hozzászólásomban a szelénegyenirányítónál felhasznált szelénnek egyes tulajdonságairól szeretnék szólni.

A szelén — mint ismeretes — az üvegszerű amorf modifikációjában igen jól szigetel. Hőkezelés által hexagonális szürke kristályszerkezetet vesz fel. Vezetőképessége ebben a formában annál nagyobb, minél jobban megközelítettük a hőkezelésnél az olvadáspontot. A szelén záróréteg nélkül egyszerű ohmos ellenállásként viselkedik. Vezetőképessége nem az anyagának saját tulajdonsága, hanem — az előadás tanúsága szerint — a kristályrendszer zavarhelyei által jön létre. A vezetőképesség a legkisebb, nyomokban fellépő idegen anyag hozzáadásánál nagyságrendekkel emelkedhetik.

A szennyezés hatásának tanulmányozásánál hengeres rudacskákon mérik a vezetőképességet. A kapott eredmények nagy szórást mutatnak.

A tiszta szelén vezetőképessége 210 C° hőkezelés után a különböző gyártmányok szerint 10^{-5} és 10^{-3} $ohm^{-1}cm^{-1}$ között van. A maximális vezetőképesség elérése tiszta szelénnél 1—10 óra, szennyezett szelénnél kb. ½—1½ órai hőkezelési időtartam után következik be. Ezután, ha a hőkezelést nem szakítjuk meg, a vezetőképesség már csökkenhet. Általában minél nagyobb a maximális vezetőképesség, illetve minél nagyobb a szennyezés, annál gyorsabban érjük el a maximális vezetőképességet.

Ha a szelént szelénchorürrel ($Se_2 Cl_2$) szennyezzük 10^{-5}—10^{-4} klórtartalom mellett, jól megismételhető idődiagrammokat vehetünk fel, amelyek a vezetőképesség változását mutatják a hőkezelés előrehaladásával. A maximális vezetőképesség a klórtartalom emelésével növekszik, a kísérletek szerint ez a növekedés exponenciális, úgy, hogy logaritmikusan beosztott tengelyekkel a vezetőképesség növekedése egyenes vonallal ábrázolható. Az egyenirányítónál felhasznált szelén kb. 10^{-2} $ohm^{-1}cm^{-1}$ vezetőképességű.

A szelénbe jutó fémes szennyeződés a halogén szennyezéssel ellentétes hatást fejt ki, erősen csökkenti a vezetőképességet és a maximum eléréséhez szükséges időt elnyújtja. Ez a jelenség még nem teljesen tisztázott.

A félvezető zavarhelyeinek viszonyaira befolyással van a fedőfém összetétele. A kísérletek során a fedőfém thallium-tartalmával igyekeztünk

a félvezető zavarhelyeinek eloszlására befolyást gyakorolni. A thallium a zavarhelyek sűrűségének csökkentését idézi elő a határréteg mentén, ami együtt jár a határréteg kiszélesedésével. Ennek eredményeként mind a záróirányú, mind a pályaellenállás és a nullaellenállás is emelkedik. A thallium magas hőmérsékletnél diffundál a szelénbe és már 10^{-3} thalliumtartalomnál csökken a szelén vezetőképessége. A formálási folyamatnál, amelynél az egyenirányítólapot magas hőmérsékleten záróirányú villamos terhelésnek vetjük alá, a thallium behatása következtében az egyenirányítólap pályaellenállása az eredeti érték 2—5-szörösére emelkedik. Ezt mérhetjük, ha a lapot a gyártás különböző periódusában ellenállásmérésnek vetjük alá, de a zavarhely sűrűségeloszlási görbéjének ismeretében ki is számíthatjuk.

Kísérleteket végeztek úgynevezett zárt temperálással, amelynél az egyenirányítólap temperálás alatt már el volt látva fedőfémmel. Az irodalmi adatok szerint, a thallium befolyása itt is előidézte a zavarcsökkenést és a záróirányú ellenállás emelkedését, de a pályaellenállás nagyfokú növekedése nem lépett fel. Ennek oka egyelőre nem tisztázott.

A határréteg zavarhelyeinek eloszlására a kapacitásmérések vetnek világosságot. A kapacitás mérése mérőhíddal, vagy még jobban oscillográffal, hurokmódszer szerint történhetik, amelynél a kapacitás következtében a feszültség és áram között fellépő fáziseltolódás hurok formájában látható az oszcillográf ernyőjén. A Schottky-elmélet értelmében a kapacitásmérésekkel megállapíthatjuk a zavarhelyek sűrűségének eloszlását, a határréteg szélességét és ennek kiterjedését nagyobb feszültség rákapcsolásánál. A határréteg kiterjedése 0,1—1μ. A kb. 50μ szélességű félvezető mentén a zavarhelyeloszlást kapacitásméréssel nem tudjuk megállapítani, de a pályaellenállás ismeretében ez kiszámítható. Így a teljes félvezetőrétegről keresztmetszetet nyerünk.

A thalliumatomoknak, illetőleg thalliumionoknak a félvezetőbe való bevándorlása a zavarhelyek csökkenését hozza magával. Elképzelhető a negatív töltésű zavarhelyeknek az ellentétes irányba való vándorlása, diffúzió által, illetve a határrétegnél létesülő térerő hatására. Így ezek a thalliummal vegyülnek. Ezek a folyamatok a határzónánál játszódnak le, mert ott lép fel — elsősorban a formálásnál — a nagyobb térerő. Minél nagyobb térerőt érhetünk el, annál mélyebbre terjed a zavarhelycsökkenés.

A thallium belépése úgy csökkentheti a vezetőképességet, hogy közvetlenül leköti a zavarhelyeket, amelyek a vezetőképességet exponenciálisan növelik, másrészt csökkentheti tértöltés által, amennyiben a thalliumatomok olyan természetű zavarhelyeket jelentenek, amelyek a defektelektronokat megkötik s ezáltal a vezető defektelektronok száma csökken.

A thallium befolyásának ezen magyarázatát alátámasztja az, hogy a szelén halogéntartalma lényegesen nagyobb, mint a zavarhelysűrűségből — ez kb. 10^{16} cm^{-3} — visszaszámítható érték. A halogénnek csak egy töredéke hatásos és ez a jelenlévő thallium megfelelő koncentrációjának tulajdonítható.

Dr. Boros János hozzászólása Szigeti György előadásához.

A Műszaki Egyetem Kísérleti Fizikai Intézetében is folynak félvezetővizsgálatok és így az Intézetnek is számos tapasztalata van. A félvezetőkről alkotott képünk kísérleti vonalon tekintélyes részben Gudden érdeme s az elméleti vonatkozásban Wilson tett fontos lépéseket. A Wilson-féle elméletben nagy szerepet játszanak a zavaró termek. Eddigelé azonban alig van félvezető, amelynél ezeket teljesen ismernénk, mert meghatározásuk nehéz. Szigetinek és munkatársainak sikerült optikai és elektromos úton ezen a téren nagy előrehaladást tenni.

Három évvel ezelőtt elkészítettem a *NaCl* zavaró termjeinek sémáját s ennek alapján sikerült kimutatnom, hogy *NaCl* nem ionos, hanem elektronos vezető. Intézeti eredményeink arra mutatnak, hogy a Wilson-féle elmélet nem vesz számba bizonyos tényezőket, amelyek, megítélésem szerint, jóformán valamennyi problémánál, melyeket Szigeti érintett, szerepet játszanak. Nevezetesen az elektronok gerjesztése zavaró termről a kondukciós sávba, vagy az üres termre a valencia-sávból nemcsak thermikusan vagy optikai úton történhetik, hanem például a félvezető anyagával ütköző korpuszkulák útján is. Ennek igazolására említem pl. a kristályszámlálót.

Az egyenirányítás elméletére vonatkozó vizsgálataink azt eredményezték, hogy a záró és nyitó irányban lejátszódó folyamoknál más-más nívók vesznek részt. Ismeretes az a jelenség is, hogy az egyenirányítóknál nem áll fenn az Ohm-törvény. Ezek fontos tapasztalatok, amelyek minden bizonnyal érdemleges adatokat szolgáltatnak majd a problémák megoldásához. A tranzisztoroknál hasonlóképpen szerepet játszhatanak elgondolásaink, mivel itt inhomogén terek szerepelnek. Úgy vélem, hogy még a kristályvilágításnál is alkalmazhatók lesznek, valamint a kristályszámlálóknál is.

Valamennyi félvezetőnél fontos tehát ismerni a szerepet játszó zavaró nívókat, tudni kell azt, hogyan lehet zavaró centrumokat előállítani, stabilizálni, vagy megszüntetni. Ha ezek az elvileg fontos kérdések tisztázódtak, akkor a félvezetőkutatás nem fog a sötétben tapogatódzni. Az előadás alapján fel tudjuk mérni, milyen fontosak ezek a kutatások iparunk fejlődése szempontjából és megvagyunk győződve, hogy e téren még számos értékes eredmény fog születni.

Valkó Iván Péter hozzászólása Szigeti György előadásához.

Tíz évvel ezelőtt a félvezetők szerepe a híradástechnikában még jelentéktelen volt, ma azonban egészen más a helyzet. A fejlődés követelményei és a szilárd testek elméletének új eredményei nyomán megszületett a kristálydióda, legújabban pedig a tranzisztor sokféle típusa. Félvezetőt vonnak be sok olyan funkcióra, amit eddig az áramkörökben az elektroncső látott el. Ilyen funkció az erősítés, keverés, oszcillálás és egyenirányítás. Nem csoda, hogy már olyan véleményt is hallani, amely szerint az elektroncső kora lejárt, jön a tranzisztor korszaka. A mai előadás alapján azonban nem nehéz reális szemmel összevetni az elektroncső és félvezető lényegesebb tulajdonságait.

Az egyenirányító dióda működését korlátozza az elektronok repülési ideje katódtól anódig. Ennek sokkal rövidebbnek kell lennie, mint a nagyfrekvenciás rezgés egyetlen periódusa. A mai technikában az elektródák távolságát nem lehet lényegesen közelebbre méretezni, mint 10^{-3} cm. A kristály-egyenirányítóknál viszont az elektródák szerepét játszó két elemet csak a záróréteg választja el; ennek vastagsága pedig legalább két nagyságrenddel kisebb. Ezekből az adatokból következik, hogy a dióda kb. 1000 MHz-ig használható, a kristályegyenirányító pedig 1000 MHz fölött egészen a mm-hullámok tartományáig. Vonatkozik ez az ultranagyfrekvenciás keverésre is. A hosszú repülési idő hatása itt abban jelentkezik, hogy megnő a dióda keverési vesztesége és ezzel együtt zajtényezője is. A diódának megvan azonban az az előnye, hogy túlméretezett nagyfrekvenciás energia nem égeti ki olyan könnyen, mint a kristályt és ezért 1000 MHz alatt — ahol elektromos tulajdonságai sem rosszabbak — szívesebben használják fel.

Éppen ellenkező a helyzet a kristályerősítőknél. Amint az előadásban hallottuk, az emitter által kibocsátott »lukak« lassan haladnak a kristályban, útjuk is hosszabb, mert a két fémelekródát nem lehet egymáshoz közvetlenül közel helyezni. Ebből ered a vezérlés tehetetlensége. A jövő fejlődése ebben a tekintetben nyilván még hozhat javulást, sőt már is javult a helyzet a legújabban feltalált kristálytetródáknál. Ezekben egy további elektródát alkalmaznak pozitív feszültséggel, amely kb. megfelel a 25 év előtti elektroncsövekben szívesen alkalmazott tértöltésrácsnak és szerepe az, hogy fokozza a »lukak« mozgékonyságát. Az új kristályelektróda főleg a keverőcső helyén válik be egészen a méteres hullámokig.

Általánosságban mégis mondhatjuk, hogy a tranzisztor természetes adott működése inkább az egészen lassú, a hang- és közepesen nagy frekvenciák területén van, míg az egészen nagy frekvenciák erősítésénél az elektroncső marad az egyeduralkodó.

Áramkör szempontjából azt kell figyelembe venni, hogy a tranzisztornak külön fűtőáramkörre nincs szüksége. Ezzel szemben összes fogyasztása több, mint egy modern telepes elektroncsőé. Hátrányos, hogy vezérlő áramköre is fogyaszt; kísérletek folynak azonban olyan megoldással is, amelynél a vezérlő elektróda nem érintkezik a kristály felületével, tehát fogyasztása nincs. Gyártási tapasztalat szerint az egyes tranzisztor példányok között igen nagy a szórás, de normális üzemben minden darab igen hosszú ideig megőrzi tulajdonságait. Ezért van máris komoly jelentősége a tranzisztor alkalmazásának postai vonalerősítőkben. Rádiókészülékek egyes fokozataiban is történtek kísérletek a kristályerősítő alkalmazására. Itt azonban begerjedési hajlama okoz nehézséget, aminek oka az, hogy a belső visszacsatolások bonyolultabbak és nehezebben kézbentarthatók, mint az elektroncsőnél. Oszcillátorként viszont így is jó eredménnyel használható a tranzisztor mély vagy közepes frekvencián.

Ismereteink alapján a jövő perspektívájában a félvezetőket nem az elektroncső versenytársának, hanem kiegészítőjének látjuk. Ahogy a sokoldalúan használható telefon mellett bizonyos célokat a távíró tud ellátni, vagy ahogy az ezerféle formát öltő izzólámpa mellett igen nagy szerepe van a fluoreszcens világítócsőnek is: úgy oszlanak majd meg a feladatok elektroncső és félvezető között. Az elvek és megvalósítási lehetőségek gazdagsága miatt az elektroncső egyedül alkalmas nagy teljesítmények feldolgozására, valamint a nagyfrekvenciás tér és az elektronok kölcsönhatásának közvetlen kihasználására. Ezek a tények, valamint kiforrott tömeggyártási technikája biztosítják uralmát az adás, a kommerciális vételtechnika és az ultranagyfrekvenciás erősítők területén. A kristálydióda feladata marad a mikróhullámkeverés, a tranzisztorokra pedig nagy feladat vár távközlés és távvezérlés minden olyan speciális területén, ahol hosszú élettartamú és főleg parányi külméretű kompakt felépítés a fő követelmény.

Mértékrendszerek

HENNYEY ZOLTÁN előadása

A mértékrendszerek kérdése immár több, mint fél évszázada foglalkoztatja a tudományt. A kérdés kétségtelenül másodrendű, hiszen pusztán formai — és talán éppen ezért nem fordítottak rá elég figyelmet, ezért nem jutott még máig sem nyugvópontra. Az elektromosságtan elméletébe behatolni igyekvő tanuló figyelmét még ma is a mértékrendszerek riasztó komplikáltsága tereli el a lényegről, a tartalomról. Tehát, ha tisztán formai kérdés is ez, mégis egyre jelentősebb didaktikai kérdéssé válik ; egyre fontosabb lesz az, hogy az állandóan növekvő fizikai tartalmat könnyen áttekinthető, átfogó formába csomagoljuk.

A probléma gyökeres megoldása kétségtelenül az lenne, ha egyetlen mértékrendszer (helyesebben, mint látni fogjuk, egyetlen törvényrendszer) kizárólagos használata mellett döntenénk — ez a megoldás azonban nem lenne egyszersmind jó megoldás is. Egyrészt bántó önkényességet jelentene, másrészt célszerűtlen, sőt keresztülvihetetlen lenne. Csak egy járható út marad a probléma megoldására : a mértékrendszerek utólagos elméleti megalapozásával áttekinthetővé tenni azokat.

Az első felmerülő kérdés az, vajjon az elektromosságtan tanításánál valóban a mértékrendszerek sokfélesége okozza a nehézségeket? E cikk erre a kérdésre nemmel felel. Hiszen például a mechanikában nem okoz semmi nehézséget az, hogy ott nemcsak centiméter, gramm, szekundum alapegységeket, illetve az ezekből származtatott egységeket használjuk, hanem például a métert, percet, tonnát, lóerőt, stb. is. Itt ugyanis a különböző mértékegységekben felírt mennyiségek — például teljesítmények — egymással algebrailag egyenlőnek tekinthetők :

$$2 \text{ lóerő} = 1{,}47 \text{ kW} = 1{,}47\ 10^{10} \text{ erg/sec s.i.t.}$$

A mechanikában tehát különböző mértékegységek használata nem okoz nehézséget : itt mértékrendszer-probléma nincs. Ugyanez az elektromosságtanban nem áll. Nézzük például az elektromos töltést különböző mértékrendszerekben : legyen az elektromos töltés nagysága elektrosztatikus rendszerben

$$Q_e = 60 \text{ cm}^{\frac{3}{2}} \text{ g}^{\frac{1}{2}} \text{ sec}^{-1}$$

akkor ugyanez a töltés az elektromágneses rendszerben :

$$Q_m = 2 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^{\frac{1}{2}} \text{ g}^{\frac{1}{2}}.$$

E két kifejezés között az egyenlőség nyilván nem írható fel

$$Q_e \neq Q_m .$$

Ez az egyenlőség akkor állna fenn, ha a fénysebesség vákuumban egyenlő lenne 1-gyel. Tehát valóban nem mértékrendszeri kérdésről van szó. Az elektromos töltés példájában azt látjuk, hogy az »elektrosztatikus CGS« és az »elektromágneses CGS« rendszerekben az elektromos töltéshez nemcsak egységben különböző, hanem algebrailag egyenlővé nem tehető mennyiségeket rendeltünk. E mennyiségek felépítésükben különböznek, definiciójukat eltérő alakban felírt törvények adják. E tény kiemelésére nem »elektrosztatikus« és »elektromágneses« mértékrendszerekről, hanem »elektromos és mágneses törvényrendszerekről« fogunk beszélni.

Ebből a felismerésből célszerűnek látszanak az alábbi fogalmi megkülönböztetések :

1. fizikai mennyiség — algebrai mennyiség,
2. mértékegység — jelző.

Fizikai mennyiség alatt értsük az objektív fizikai valóságot ; algebrai mennyiség alatt pedig az erre utaló algebrai kifejezést. Fizikai mennyiség egy bizonyos nagyságú elektromos áram ; algebrai mennyiség az erre utaló 3A. Ugyanazt a fizikai mennyiséget általában nemcsak egyetlen algebrai mennyiséggel lehet jellemezni, a hozzárendelés tehát nem egyértelmű — ugyanezt az áramot jellemzi a »0,3 $\text{cm}^{3/2}\text{g}^{1/2}\text{sec}^{-1}$« algebrai kifejezés, mely a 3 A-rel nem egyenlő. Ugyanez áll megfordítva is : algebrai mennyiség nem utalhat egyértelműen fizikai mennyiségre. Például a fenti 3 amper nemcsak elektromos áramra utalhat, hanem mágneses feszültségre is — e két fizikai mennyiséget pedig nem tekinthetjük azonosnak.

Azt az önkényesen kiválasztott fizikai mennyiséget, melyet összehasonlítási alapnak használunk : mértékegységnek nevezzük ; az erre utaló algebrai szimbólumot pedig jelzőnek. A mértékegység és jelző közötti kapcsolat ugyanúgy nem egyértelmű, mint a fizikai és algebrai mennyiség között. Éppen a kapcsolatok többértelműsége indokolja a fogalmi szétválasztásokat.

Az a mód, ahogyan fizikai mennyiséghez jellemző algebrai mennyiséget rendelünk, sokféle lehet. E hozzárendelés legegyszerűbb módja az, hogy a fizikai mennyiség nagyságát egy tiszta számmal érzékeltetjük — és hozzátesszük, hogy ez a hozzárendelés egyetlen természetes módja. E tiszta számot úgy kapjuk, hogy a kérdéses fizikai mennyiséget egy önkényesen kiválasztott egységgel hasonlítjuk össze, és az összehasonlításból származó tiszta számot rendeljük a fizikai mennyiséghez. A hozzárendelésnek ez a módja — bár természetes — mégsem célszerű ; így ugyanis a fizikai mennyiséghez az önkényes egységválasztástól függő számot rendelünk. Nem tehetők tehát egyenlővé az ugyanahhoz a fizikai mennyiséghez tartozó algebrai kifejezések. Ezt a mérőszámot tehát célszerű kiegészíteni az egységre utaló jelzővel. E jelzővel aztán úgy operálunk, mint a formális algebrának engedelmeskedő algebrai szimbólummal. Így lehetőségünk nyílik arra, hogy a

mérőszámot és a jelzőt algebrai szorzatnak tekintsük és egy fizikai mennyiséghez tartozó így nyert algebrai kifejezéseket — mérőszám-szor jelző — egymással egyenlőknek írjuk fel. Ezek az algebrai összefüggések a különböző egységekre utaló jelzők közötti relációkra vezetnek.

Így minden valóban mértékrendszeri problémát máris elkerültünk, mert azt mondhatjuk: minden fizikai mennyiséghez csupán egyetlen algebra mennyiség tartozik. Ezt az algebrai mennyiséget aztán többféle formában írhatjuk fel — az egyes formák közötti összefüggésekre a jelző-relációk világítanak rá.

Az elmondottak azonban csak alapmennyiségekre érvényesek feltétel nélkül; származtatott mennyiségekre csak akkor, ha a kérdéses származtatott mennyiségre csak egyféle definiciós egyenlet vezet.

Alapmennyiségeknek olyan fizikai mennyiségeket nevezünk, melyeket axiomatikusan vezetünk be — például hossz, idő, tömeg, — a származtatott mennyiségeket pedig definiciós egyenletekkel már ismert alapmennyiségekre vezetjük vissza: például sebesség, gyorsulás, erő, stb.

Mechanikában nemcsak az alapmennyiségekre, hanem a származtatott mennyiségekre is igaz, hogy a fizikai mennyiségekhez egyetlen algebrai mennyiség tartozik. A mechanikában ugyanis a származtatott mennyiségeket csak egyféle definiciós egyenlet-csoporttal szokás értelmezni: a mechanikában csak egyféle *törvényrendszer* szokásos. Nem így az elektromosságtanban. Itt a különböző »mértékrendszerekben« — helyesebben törvényrendszerekben — más a származtatott mennyiségekre vezető definiciós egyenlet, s így a származtatott fizikai mennyiségekhez nemcsak egyetlen algebrai mennyiség tartozik.

A klasszikus CGS-rendszerekben az elektromos töltés származtatott mennyiség, — ezek a rendszerek látszólag a mechanika alapmennyiségeire vezetnek vlssza minden elektromágneses mennyiséget. Azt találtuk, hogy az elektromos töitéshez az elektromos rendszerben rendelt algebrai menynyiség — Q_e —, és ugyanehez a mágneses rendszerben rendelt mennyiség — Q_m — egymással nem egyenlők:

$$Q_e \neq Q_m$$

Ez az egyenlőség — mint megállapítottuk, — akkor állna fenn, ha a fénysebesség vákuumban — v_0 — egyenlő lenne 1-gyel. Ez a tény egy kézenfekvő beszédmódhoz vezet, mely a törvény-rendszerek áttekintését lényegesen megkönnyíti. Azt mondhatjuk ugyanis; ha v_0 »feltételesen egyenlő« 1-gyel,

$$v_0 \ (=) \ 1 \ ,$$

akkor ennek következménye, hogy például

$$Q_e \ (=) \ Q_m \cdot$$

A feltételes egynlőségeket az egyenlőségi jel zárójelbe írásával akarjuk érzékeltetni.

Vizsgáljuk meg mindenekelőtt, hogy a feltételes egyenlőségek hogyan vezetnek a relatív és redukált mennyiségekre.

Redukált mennyiségek

Ha a fénysebesség feltételesen egyenlő 1-gyel, azaz: ha a fénysebességre utaló algebrai mennyiség a tiszta 1, akkor természetesen minden sebesség tiszta szám lesz. Minden sebesség megadható ugyanis a fénysebesség többszöröseként:

$$v = v_{rel} \cdot v_0 \ ,$$

hol v_{rel} a fénysebességre vonatkoztatott relatív sebesség. Ha feltételesen

$$v_0 \ (=) \ 1 \ , \text{ akkor}$$

$$v \ (=) \ v_{rel} \ ,$$

tehát egy kiválasztott mennyiségnek feltételesen 1-gyel való egyenlővététele maga után vonja azt, hogy a többi mennyiség ebben a kiválasztott egységben mért tiszta számmá változik. A feltételes egyenlőségek visszavezetnek a fizikai menynyiségek tiszta számmal való mérésére; egy kiválasztott fizikai mennyiséget feltételesen eggyé tenni pedig annyit jelent, mint ezt a mennyiséget önkényesen egységnek választani. A relatív menynyiségek keletkezését tehát felfoghatjuk úgy, hogy a mérőszám mellől az egységre utaló jelzőt »eliminált«.

Számpéldaként adjunk meg egy hosszúságot különböző formába írt »abszolút« mennyiséggel — az abszolút jelző itt arra utal, hogy a fizikai menynyiséghez tartozó egyetlen algebrai mennyiségről van szó —:

$$s = 61 \text{ cm} = 2 \text{ láb} \cdot$$

(E reláció nem pontos: de ez most nem is lényeges.)

Ha most egységül az 5 mm-t választjuk, akkor ez az alábbi feltételes egyenletet jelenti:

$$5 \text{ mm } (=) \ 1$$

E feltételes relációból következik, hogy

$$1 \text{ cm } (=) \ 2 \ , \text{ illetve}$$

$$1 \text{ láb} = 30{,}5 \text{ cm } (=) \ 61$$

Így a fenti s hosszúság relatív értékébe megy át:

$$s \ (=) \ 122$$

A relatív mennyiségekre a feltételes egyenleteken keresztül nagyon szemléletesen jutunk: az egységre utaló jelző helyébe a feltételes egyenlőséggel megadott számot kell behelyettesítenünk. Így a hosszegységre utaló jelzőt »eliminájuk«.

A hosszegység jelzőjének eliminálása nemcsak a relatív hosszúság bevezetését jelenti: kihat minden olyan származtatott mennyiségre is, melynek felépítésében a hosszúság szerepet játszik. Így jutunk a »redukált« mennyiségekre, melyeknek jelzője nem tűnik el, csak megváltozik. Itt is úgy járunk el, mint fenn: a származtatott mennyiség jelzőjében szereplő hossz-jelzőt tiszta számmal helyettesítjük a feltételes egyenlőség szerint.

Példának vegyünk egy felületet:

$$A = 6 \text{ cm}^2$$

és egy sebességet:

$$v = 30 \text{ cm/sec}$$

A hossz-jelző eliminálására válasszuk hosszegységnek az 5 mm-t, azaz írjuk fel a

$$\text{cm } (=) \ 2$$

feltételes egyenletet. A cm helyébe 2-t helyettesítve:

$$A \ (=) \ 24 \text{ , és}$$

$$v \ (=) \ 60 \text{ sec}^{-1}$$

A hossz-jelző eliminálása következtében a felület tiszta számmá, tehát szintén relatívvá változik. Ezzel szemben a sebesség nem: ennek jelzője nem tűnik el, csak megváltozik, s így redukált sebességre jutunk.

Azt mondhatjuk tehát, hogy a jelző-elimináció általában redukált mennyiségekre vezet, melyek az eredeti abszolút mennyiséggel feltételesen egyenlők.

Az elektromágneses mennyiségeknél — mint rögtön látni fogjuk — annak tulajdonítható minden komplikáció, hogy ott különböző módon redukált mennyiségeket használunk. Az egyes törvényrendszereket éppen a redukciók módjai jellemzik.

Jelzőrendszerek

Felmerül a kérdés, hogy a fizika egy területén a fizikai mennyiségek mérőszámainak jelzésére hány egymástól független jelzőt kell használnunk. Jelző-rendszernek a fizika egy területén használt jelzők összességét nevezzük; a jelző-rendszer dimenziója alatt pedig az egymástól független jelzők számát értjük.

A jelzőrendszerek dimenziója az alapmennyiségek számától függ. Alapmennyiségnek az axiomatikusan bevezetett fizikai mennyiségeket neveztük; származtatott mennyiségnek pedig az ezekből felépítetteket. Most még a származtatott mennyiségek felépítésénél két esetet akarunk megkülönböztetni annak figyelembevételével, hogy a mennyiségek közötti összefüggések két csoportba sorolhatók. Az első csoportba tartoznak a definiciós egyenletek, melyek révén — elméleti célszerűség alapján — vezetünk be új mennyiségeket. A második csoportba tartoznak a mennyiségek között fennálló fizikai törvények, melyeket végeredményben empirikusan találunk. E törvények is felhasználhatók származtatott mennyiségek értelmezésére: ebben az esetben »definiciós törvény«-nek nevezzük őket. Így tehát alapmennyiségekről származtatott mennyiségekre két út vezet: egyrészt definiciós törvények, másrészt definiciós egyenletek.

Ezekután a fizikai mennyiségek következő kétféle felosztására jutunk:

1. alapmennyiségek — származtatott mennyiségek,

2. alapfogalmak — származtatott fogalmak.

Az első felosztásnál — melyet eddig is használtunk — a származtatott mennyiségekre az axiomatikusan felvett alapmennyiségekből a definiciós törvények és definiciós egyenletek vezetnek.

A második felosztásnál az alapfogalmakból a származtatott fogalmakra egyedül a definiciós egyenletek vezetnek. Tehát az alapfogalmak között meg kell találnunk az alapmennyiségeket és a származtatott mennyiségek egy részét: azt a részt, melyre definiciós törvényeken keresztül jutottunk.

A fizika egy zárt területén annyi független egységre — és tehát annyi független jelzőre — van szükség, ahány alapmennyiség van. Így ennek a területnek a jelzőrendszere annyi dimenziós, ahány alapmennyiség van. A származtatott mennyiségek nem igényelnek független egységet, és jelzőjük is algebrai úton adódik a megfelelő definiciós egyenlet révén.

Ha a mennyiségek között fennálló fizikai törvényeket nem akarjuk felhasználni mennyiségek értelmezésére, tehát a definiciós törvényekkel való mennyiség-származtatást kizárjuk, akkor a fent elmondottakat úgy kell átfogalmaznunk, hogy alap- és származtatott mennyiségek helyett alap- és származtatott fogalmakat mondunk. Így a fizika egy zárt területén annyi független egységre — és tehát annyi független jelzőre — lenne szükség, ahány alapfogalom van. A jelzőrendszer dimenziója is az alapfogalmak számával egyeznék.

Kövessük végig mindezt a mechanikában. Itt négy alapfogalomra van szükség: a hosszúság, idő, tömeg és erő fogalmaira. Ezekből definiciós egyenletekkel származtatott fogalmak: sebesség, gyorsulás, impulzus, forgató-nyomaték, energia, teljesítmény, stb. Négy egység megválasztására, és ezek etalonnal való rögzítésére van tehát szükség; ezekre az egységekre utaló jelzők legyenek a következők:

hosszegység ..... 1 cm = 1 centiméter
idő-egység ..... 1 sec = 1 szekundum
tömeg-egység ..... 1 g = 1 gramm
erő-egység ..... 1 p = 1 pond

(A pond az az erő, mely 1 gramm tömegre ott hat, ahol a gravitációs gyorsulás 981 cm/sec².)

A származtatott mennyiségek egységeire utaló jelzők algebrailag adódnak, és például a következők lesznek:

sebesség-egység ..... 1 cm/sec
gyorsulás-egység ..... 1 cm/sec²
impulzus-egység ..... 1 g.cm/sec
nyomaték-egység ..... 1 p.cm
energia-egység ..... 1 p.cm
teljesítmény-egység ..... 1 p.cm/sec,
s.i.t.

Érdemes megjegyezni, hogy a nyomatékegység és az energiaegység jelzői megegyeznek, holott fizikailag a két mennyiség nem azonos. Ezért is célszerű volt a fizikai és algebrai mennyiségek fogalmi szétválasztása.

Definiciós törvények felhasználása nélkül tehát a mechanika jelzőrendszere négy-dimenziós lenne.

Egy jelzőrendszer dimenziója két úton csökkenthető. Az első út a fizikai törvényekben szereplő állandók eliminálása — 1-gyel való egyenlővétele —, tehát a törvényadta kapcsolatok mennyiség-definicióra való felhasználása. Ez tekinthető a természetes útnak, s így adódik a fizika egy területén a jelzőrendszer természetes dimenziója, mely az alapmennyiségek számával egyezik. A második út relatív mennyiségek bevezetése, ami fizikai mennyiségek jelzőjének önkényes eliminálását jelenti és így »mesterségesnek« minősíthető.

A mechanikára visszatérve — az alapfogalmak egységeit megválasztottuk a mechanika törvényei által leírt összefüggések figyelembevétele nélkül. Így tehát a törvényeket csak általánosságban, megfelelő számú arányossági tényezővel írhatjuk fel. A mechanika minden törvénye Newton törvényéből levezethető; kézenfekvő tehát Newton törvényét alaptörvénynek, a többit pedig származtatott törvénynek tekinteni.

Newton törvényét így fogalmazhatjuk: egy tömegpont gyorsulása, amely valamilyen gyorsító erő hatására jön létre, egyenesen arányos a ható erővel és fordítva a gyorsított tömeggel. Betűkben — a szokásos jelölésekkel:

$$a = c_N \frac{P}{m},$$

hol c_N egy arányossági tényező. Ennek lényegére rávilágít az alábbi formába átírt törvény:

$$c_N = \frac{a \cdot m}{P},$$

vagy szavakkal: az a, m, P fizikailag összetartozó hármasának fenti kifejezése olyan állandó, mely semilyen fizikai körülménytől nem függ. Nevezzük az ilyen fizikai állandókat »törvény-állandónak«, a c_N-et pedig speciálisan Newton-állandónak.

Míg a definiciós egyenletek a mennyiségek között elméletileg előírt összefüggéseket jelentenek, addig a törvények empirikusan megállapított összefüggéseket képviselnek. Így — a mechanika alapfogalmainak egységeit függetlenül választva — a Newton-állandó értéke empirikusan adódik. Egy fizikailag összetartozó hármas például:

$$a = 981 \text{ cm/sec}^2,$$
$$m = 1 \text{ gramm},$$
$$P = 1 \text{ pond}.$$

A Newton-állandó tehát:

$$c_N = 981 \text{ g.cm/p.sec}^2$$

Eddig jelzőrendszerünk négy-dimenziós volt. Most a fenti törvény-állandó ismeretében természetes út kínálkozik a jelzőrendszer dimenziójának csökkentésére. Kézenfekvő a követelés, hogy a törvényben szereplő állandó legyen a tiszta egy:

$$c_N = 981 \text{ g.cm/p.sec}^2 = 1$$

Ezt a relációt nem kell feltételesnek tekintenünk, mert csak ennek az egy g.cm/p.sec² jelzőjű mennyiségnek van értelme. Törvény-állandók 1-gyététele nem vezet relatív mennyiségekre, s így a fenti egyenletet végleges kötésnek tekinthetjük. Ennek az a következménye, hogy az eddig függetlennek tekintett négy alapjelző közül az egyik kifejezhető a másik három segítségével; például

$$1 \text{ pond} = 981 \text{ g.cm/sec}^2,$$

(Ez éppen a gramm-súly, mely helyett — amint Bodea ajánlja — célszerű a »pond« elnevezést bevezetni) és így a mechanika jelzőrendszere három-dimenziós lesz, mely a mechanikában természetes jelzőrendszernek tekinthető.

A jelzőrendszer dimenziójának további csökkentésére bevezethetjük például a

$$\text{cm } (=)\ 2$$

feltételes kötést, és így relatív hosszúságra, illetve redukált mennyiségekre jutunk, melyek jelzésére már két alapjelző elegendő: például a gramm és szekundum. Így egy kétdimenziós redukált jelzőrendszerre jutunk. A jelzőrendszer dimenziójának ezen az úton való csökkentése korlátlanul lehetséges — egészen addig, míg minden mennyiséget tiszta számmal mérünk; azaz jelzőre egyáltalán nincs szükség. (»Null-dimenziós« jelzőrendszer.)

Elektromágneses törvény-rendszerek

Az elektromágneses mennyiségek között hét alapfogalmat találunk. Elektromágneses alapfogallomnak azt a hetet tekinthetjük, melyek a Maxwell-törvényekben szerepelnek. Két alapfogalom — a hosszúság és idő — egyszersmind mechanikai alapfogalom is; önálló elektromágneses alapfogalom pedig a következő öt (szokásos jelölésükkel együtt):

mágneses térerő ..... H
áramsűrűség i
elektromos eltolás ..... D
elektromos térerő ..... E
mágneses indukció ..... B

A többi elektromágneses mennyiséget már definiciós egyenletek értelmezik, például:

Elektromos feszültség ..... $U = \int E\, dl$
elektromos áram ..... $I = \int i\, df$
permittivitás* ..... $\varepsilon = D/E$
permeabilitás ..... $\mu = B/H$

és így tovább.

Válasszunk most képzeletben minden elektromágneses alapfogalom mérésére független egységet és jelzőt. A származtatott mennyiségek egysége és jelzője a definiciós egyenlet révén adódik; tehát a törvények mennyiség-definicióra való felhasználása nélkül az elektromágneses jelzőrendszer hétdimenziós lenne.

Az elektromágneses törvények közül a Maxwell-törvényeket tekinthetjük alaptörvényeknek, mert — mint Maxwell kimutatta — belőlük az összes többi elektromágneses törvény levezethető. A két Max-

* A dielektromos állandó helyett a permittivitás kifejezést fogjuk használni.

well-törvényben összesen három törvényállandót találunk, ugyanis az alapfogalmak egységeinek független megválasztása miatt a Maxwell-törvényeket a következőkép kell írnunk :

$$c_1 \text{ rot } H = k\, i + \frac{dD}{dt}$$

$$c_2 \text{ rot } E = \quad - \frac{dB}{dt}$$

(A vektorjeleket eddig is hallgatólag elhagytuk — a továbbiakban is mellőzni fogjuk.)

A három törvényállandó — c_1, c_2 és k — elhelyezése természetesen önkényes, azt kellett csupán szem előtt tartanunk, hogy minkét egyenletben csak egy-egy tag szerepelhet arányossági tényező nélkül. A törvény-állandók fenti megválasztása a CGS-törvényrendszerek áttekintésénél lesz kedvező.

A fentiekből máris megállapítható az elektromágneses jelzőrendszerek természetes dimenziója : ha mind a három törvényállandót eliminájuk, akkor az alapfogalmak számának megfelelő hétdimenziós jelzőrendszerből négydimenziós lesz.

Abból indultunk ki, hogy az alapfogalmak mérésére független egységeket választottunk — legalább is képzeletben. Így a Maxwell-törvényekben szereplő állandókat már empirikusan kell meghatároznunk, és azokra általános algebrai mennyiségeket kapunk — hasonlóképen, mint a Newton-állandóra. A valóságban a mennyiségek értelmezése nem történhetik egymástól függetlenül és a közöttük fennálló fizikai összefüggések — a törvények — figyelembevétele nélkül. A tényleges út éppen fordított : először a törvényállandók értékét rögzítjük, s az így formailag is határozottá váló törvényeket új mennyiségek értelmezésére használjuk fel. Így a definiciós egyenleteket definiciós törvényekkel egészítjük ki, és az alapfogalmak helyett csak az alapmennyiségeket kell ezután önálló egységgel mérnünk.

A törvényállandók értékének rögzítése rendszerint közvetett úton történik. Ugyanis a legtöbb törvény-rendszer nem közvetlenül a Maxwell-állandókat rögzíti, hanem származtatott törvényekben fellépő állandókat. A származtatott törvények állandói természetesen adódnak az alaptörvényből való levezetés során. A származtatott elektromágneses törvények állandói tehát a Maxwell-állandókkal fejezhetők ki. Így egy származtatott törvény állandójának rögzítése a Maxwell-állandók között egy kötést jelent.

Aszerint, hogy a törvény-állandókat hogyan rögzítjük, változnak formailag — tehát csupán arányossági tényezőben — a mennyiségeket értelmező definiciós törvények. A definiciós törvények állandóinak megválasztása jellemzi a törvényrendszert, mely tehát a mennyiségek felépítését szabja meg.

A gyakorlatban kialakult törvényrendszerekhez a szokás alapján egy-egy mértékrendszer tapad, és így nem merült fel e két fogalom szétválasztásának szükségessége. Pedig az elektromágneses »mértékrendszerek« áttekinthetetlensége nagyrészt ennek a keveredésnek tulajdonítható.

A gyakorlatban meghonosodott törvényrendszerek a következők :

1. az elektromos rendszer, melyhez a klasszikus CGS mértékrendszer tapadt s így az »elektrosztatikus CGS-rendszer« nevet kapta,

2. a mágneses rendszer, melyhez már kétféle mértékrendszert használnak ; CGS-egységekkel kapcsolva »elektromágneses CGS-rendszernek« nevezik, ha pedig ugyanezeket a mennyiségeket »praktikus« egységekben — volt, amper, cm, sec — adjuk meg, akkor »internacionális rendszer« a neve.

3. a Gauss-rendszer, melyhez a CGS-egységek kapcsolódtak, ezért »szimmetrikus CGS-rendszernek« is nevezik, és végül,

4. a természetes rendszer, melyhez a Giorgi-egységek tapadtak, és így Giorgi-rendszernek nevezik.

Elvileg valamennyi felsorolt törvény-rendszer még kétféle lehet : racionalizált és nem-racionalizált. A gyakorlatban az első három nem-racionalizált formájában terjedt el, csak a negyediknél kell majd beszélnünk e két változatról.

Mielőtt a rendszereket sorravesszük, állítsuk össze azokat a Maxwell-törvényekből levezethető származtatott törvényeket, melyek a fenti törvényrendszerek értelmezésénél szerepet játszanak.

Írjuk fel mégegyszer az alaptörvényeket :

$$\text{Maxwell-I.} \ldots\ldots \quad c_1 \text{ rot } H = k\, i + \frac{dD}{dt}$$

$$\text{Maxwell-II.} \ldots\ldots \quad c_2 \text{ rot } E = \quad - \frac{dB}{dt}.$$

Ezekből az elektromos Coulomb-törvény közvetlenül, a mágneses pedig az energiasűrűség közvetítésével vezethető le :

$$\text{el.-Coulomb} \ldots\ldots \quad P = \frac{k}{4\pi} \frac{e_1 e_2}{\varepsilon r^2}$$

$$\text{mágn.-Coulomb} \ldots \quad P = \frac{k\, c_2}{4\, \pi\, c_1} \frac{m_1 m_2}{\mu r^2}.$$

E törvényekben P az ε permittivitású, illetve a μ permeabilitású közegben ható erő az r távolságban elhelyezett e_1 és e_2 elektromos, illetve m_1 és m_2 mágneses töltések között.

Szerepet játszik még a közvetlenül levezethető

$$v^2 = \frac{c_1\, c_2}{\varepsilon\, \mu}$$

törvény, mely az elektromágneses hullámok terjedési sebességét adja meg egy ε permittivitású és μ permeabilitású közegben.

1. Az elektromos törvényrendszer úgy keletkezik, hogy a vákuumban érvényes elektromos Coulomb-törvényből indulunk ki. E törvény állandóját 1-nek vesszük, s így a harmadik Maxwell-állandóra adódik :

$$k = 4\, \pi \cdot$$

Egyenlő nagyságú $e_1 = e_2 = e$ töltésekre a vákuumban ható erő ezután:

$$P = \frac{e^2}{\varepsilon_0 \cdot r^2},$$

hol ε_0 a vákuum permittivitása. E relációban két definiálatlan mennyiség szerepel: az elektromos töltés és a vákuum permittivitása. Az egyiket tehát, mint önálló elektromos alapmennyiséget, axiomatikusan kellene felvenni. Látszólag elkerüljük ezt azzal, hogy a vákuum permittivitását 1-nek vesszük:

$$\varepsilon_{eo} = 1 \cdot$$

Lényegében azonban a permittivitás fogalmát vezettük ezzel be axiomatikusan, és mindjárt — természetes egységet találva mérésére — jelzőjét eliminált uk. Ennek következménye természetesen az, hogy a permittivitást az elektromos rendszerben relativvá tettük, és ennek megfelelően a relatív permittivitásra épített mennyiségeket eleve redukáltuk. Az így redukált mennyiségeket jelöljük e indexszel annak megfelelően, hogy ezek az elektromos törvényrendszer mennyiségei.

Így az elektromos töltést az elektromos törvényrendszerben a következő reláció értelmezi:

$$e_e = \sqrt{P} \cdot r \,,$$

és egyben jelzőt rendel hozzá — az erőt, mely az r távolságban levő egyenlő nagyságú töltésekre hat, és a távolságot még akármilyen egységekben mérhetjük: ettől függően adódik az elektromos töltés jelzője. A permittivitás-jelző eliminálása mindenesetre azt eredményezi, hogy az elektomos töltés jelzője *mechanikus jelzőkből építhető fel.*

Az elektromos töltésnek és a permittivitásnak, mint definiált elektromos mennyiségnek birtokában a definiciós egyenletek rendre a többi elektromos mennyiség értelmezésére vezetnek.

Az elektromos törvényrendszerben a mágneses mennyiségekre a Maxwell-törvényeken keresztül jutunk. Az első Maxwell-törvényt használjuk a mágneses térerő, a másodikat pedig a mágneses indukció értelmezésére. Hogy a Maxwell-törvények definiciós törvénnyé váljanak, mindenesetre rögzítenünk kell a törvényállandókat. A harmadik Maxwell-állandót, a k-t már 4π-nek választottuk; válasszuk most a másik kettőt 1-nek:

$$c_1 = c_2 = 1 \cdot$$

Így a Maxwell-törvények az elektromos törvényrendszerben a következő alakot öltik:

$$\text{rot } H_e = 4\pi\, i_e + \frac{d}{dt} D_e$$

$$\text{rot } E_e = \quad - \frac{d}{dt} B_e \,.$$

Ezekkel az egyenletekkel definiáljuk a mágneses térerőt és indukciót; a többi mágneses mennyiség értelmezésére — tehát a permeabilitásra is! — a definiciós egyenletek vezetnek. A permeabilitás definiciójára legvilágosabban a terjedési sebesség törvénye mutat rá. A két Maxwell-állandót, mely az általános terjedési sebesség-formulában szerepel, 1-nek választottuk, tehát:

$$v^2 = \frac{1}{\varepsilon_e\, \mu_e}$$

és így egy közeg permeabilitása kifejezhető, ha ismerjük permittivitását, és e közegben az elektomágneses hullámok terjedési sebességét:

$$\mu_e = \frac{1}{v^2 \cdot \varepsilon_e} \,.$$

Így a vákuum permeabilitása az elektromos törvényrendszerben:

$$\mu_{eo} = 1/v_0^2,$$

hol v_0 az elektromágneses hullámok terjedési sebessége vákuumban.

2. A mágneses törvényrendszer úgy keletkezik, hogy a vákuumban érvényes mágneses Coulomb-törvényből indulunk ki. E törvény állandóját 1-nek vesszük:

$$\frac{k\ c_2}{4\pi\ c_1} = 1$$

és most a permeabilitás-jelzőt eliminájuk azzal, hogy a vákuum permeabilitását 1-nek választjuk. Így a vákuumban r távolságban levő, és egymást P erővel taszító egyenlő m mágneses töltésekre a mágneses rendszerben adódik:

$$m_m = \sqrt{P} \cdot r \,.$$

Az így definiált mágneses töltés és permeabilitás a definiciós egyenletek révén a többi mágneses mennyiség értelmezésére vezet. Ezután a Maxwell-törvényeken keresztül definiáljuk az elektromos mennyiségeket: az első Maxwell-törvény lesz az elektromos áramsűrűség és elektromos eltolás definiciós törvénye, a második pedig az elektromos térerőé. A Maxwell-állandókat ugyanúgy választjuk, mint az elektromos rendszerben. Ha a mágneses Coulomb-törvény állandójának eliminálásából adódó kötést még kiegészítjük a

$$c_1 = c_2 = 1$$

kötéssel, akkor a Maxwell-törvények alakja ugyanaz lesz, mint az elektromos rendszerben:

$$\text{rot } H_m = 4\pi\, i_m + \frac{d}{dt} D_m$$

$$\text{rot } E_m = \quad - \frac{d}{dt} B_m \,.$$

Itt a mágneses törvényrendszer mennyiségeit, melyek a permeabilitás-jelző eliminálásával nyert redukált mennyiségek, m indexszel jelöltük.

A Maxwell-törvényekkel definiált áramsűrűség, elektromos eltolás és elektromos térerő birtokában a többi elektromos mennyiségre a definiciós egyen-

letek vezetnek. A permittivitás definiciójára itt is a terjedési sebesség formulája mutat rá :

$$\varepsilon_m = \frac{1}{v^2 \mu_m}$$

és a vákuumban, ahol $\mu_{mo} = 1$;

$$\varepsilon_{mo} = 1/v_0^2 .$$

Az elektromos és mágneses törvényrendszerben a törvények alakjai teljesen azonosak ; nem ugyanazok azonban a törvényekben szereplő mennyiségek. Például :

$$H_e \neq H_m .$$

A definiciós egyenletek összevetéséből azt kapjuk, hogy a Maxwell-törvényekben szereplő mennyiségek a következőkép transzformálódnak :

$$H_e = v_0 H_m ; \quad i_e = v_0 i_m ; \quad D_e = v_0 D_m$$
$$E_m = v_0 E_e ; \quad B_m = v_0 B_e .$$

Tehát az első és második Maxwell-törvényben szereplő mennyiségek éppen fordítva transzformálódnak, a transzformáció állandója pedig a fénysebesség vákuumban.

Az elektromos és mágneses törvényrendszerek mennyiségei három-dimenziós jelzőrendszert igényelnek. Mindkét törvényrendszerben ugyanis eliminéltuk az összes törvény-állandót. Ez a lépés a kiindulásunkat képező hét-dimenziós jelzőrendszert négy-dimenziósra változtatja. Ezenkívül az elektromos rendszerben a permittivitás, mágneses rendszerben pedig a permeabilitás jelzőjének eliminálásával mindkét rendszerben még eggyel csökkentettük a jelzőrendszer dimenzióját, és így jutottunk a klasszikus — mechanikából átvett — három-dimenziós jelzőrendszerre.

E jelzőrendszer alapjelzőinek megválasztásában még szabad kezünk van. Induljunk ki a CGS-egységrendszerből, melynek alapegységei cm, g, sec. Ezekre az alapegységekre utaló jelzőkkel is kifejezhetők az elektromos és mágneses törvényrendszerek mennyiségeinek jelzői, de így kényelmetlen törtkitevőkre jutunk. Ezek elkerülésére célszerű bevezetni a gramm helyett egy származtatott jelzőt ; a »gammát« :

$$\text{gamma} = \sqrt{\text{dyn}}/\text{cm} = \text{cm}^{-1/2}\, \text{g}^{1/2}\, \text{sec}^{-1}$$

és az elektromos és mágneses mennyiségek egységeire utaló jelzőket cm-gamma-sec jelzőrendszerrel adni meg. Így a Maxwell-törvényekben szereplő mennyiségek jelzői az elektromos és mágneses törvényrendszerben :

H_e ...	cm.ga.sec^{-1}	H_m ...	ga
i_e ...	ga.sec^{-1}	i_m ...	cm^{-1}.ga
D_e ...	ga	D_m ...	cm^{-1}.ga.sec
E_e ...	ga	E_m ...	cm.ga.sec^{-1}
B_e ...	cm^{-1}.ga.sec	B_m ...	ga

(E kifejezésekben »ga« gammát jelenti.)

E mennyiségek jelzőinek ismeretében a többi elektromágneses mennyiség jelzője a definiciós egyenletek révén algebrailag adódik.

3. A Gauss-törvényrendszer úgy keletkezik, hogy szimmetrikusan indulunk ki az elektromos és mágneses Coulomb-törvényekből. Ezek állandóit egynek vesszük és így a Maxwell-állandókra a következő két kötés adódik :

$$k = 4\pi \text{ és}$$
$$c_1 = c_2 = c$$

Ezenkívül szimultán eliminájuk a vákuum permittivitásának és permeabilitásának eggyétételével e mennyiségek jelzőit. Tehát — a Gauss-rendszer mennyiségeit g indexszel jelölve :

$$\varepsilon_{go} = 1 \qquad \text{és} \qquad \mu_{go} = 1$$

Így a terjedési sebesség formulája a következő alakot ölti :

$$v^2 = c^2/\varepsilon_g \mu_g$$

és vákuumban :

$$v_0 = c$$

Tehát a Gauss-rendszerben már nem eliminálhatjuk az összes Maxwell-állandót, mert akkor mechanikai jelzőt, a sebesség jelzőjét eliminálnánk és relatív sebességet vezetnénk be. Márpedig a Gauss-rendszer célja is az, hogy az elektromágneses jelzőket mechanikai jelzőkre vezesse vissza és nem célja a mechanika három-dimenziós jelzőrendszerét két-dimenziósra redukálni.

Vagyis egy Maxwell-állandót meg kell tartanunk, s így a Maxwell-törvények alakja a Gauss-rendszerben :

$$\text{rot } H_g = \frac{4\pi}{c} i_g + \frac{1}{c}\frac{d}{dt} D_g$$
$$\text{rot } E_g = -\frac{1}{c}\frac{d}{dt} B_g$$

Míg az elektromos és mágneses törvényrendszerek valamennyi Maxwell-állandót eliminálják, és egy relatív mennyiséget vezetnek be — tehát háromra redukált négy-dimenziós rendszernek tekinthetők, addig a Gauss:-rendszer csak két törvényállandót eliminál és két relatív mennyiséget vezet be — tehát háromra redukált öt-dimenziós rendszer tulajdonképpen. Megállapíthatjuk, hogy egyik sem »természetes« rendszer, mert az elektromágneses jelzőrendszert a mechanika természetes három-dimenziós jelzőrendszerének mintájára törekszik felépíteni.

4. Természetes rendszerre akkor jutunk, ha minden törvényállandót eliminálunk, de nem vezetünk be relatív mennyiségeket. Kétfajta természetes rendszer van : racionalizált és nem-racionalizált. Tekintettel arra, hogy az eddigi rendszerek mind »nem-racionalizáltak« voltak, a nem-racionalizált természetes rendszerrel kezdjük.

A mennyiségek értelmezését ugyanazon az úton végezhetjük, mint az eddigi rendszerek tették ; tehát a Coulomb-törvényből indulhatunk ki. Itt mindegy, hogy az elektromos, vagy a mágneses Coulomb-törvényt vesszük alapul, vagy akár

szimultán mind a kettőt — éppen ez a rendszer természetességének egy döntő ismérve.

Induljunk ki például az elektromos Coulomb-törvényből. Itt két definiálatlan mennyiség szerepel: az elektromos töltés és a permittivitás. Ebből azt a következtetést kell levonnunk, hogy az elektromágneses mennyiségek nem vezethetők vissza természetes módon a mechanikus mennyiségekre. Axiomatikusan kell tehát bevezetnünk egy önálló elektromos mennyiséget, például — mint ahogyan burkoltan az elektromos és Gauss-rendszerek is teszik — a permittivitást.

Ha a mágneses Coulomb-törvényből indulunk ki, akkor axiomatikusan a permeabilitást vezethetjük be. Ezt teszi burkoltan a mágneses rendszer és az ezzel lényegében azonos internacionális rendszer.

Ha szimultán indulunk ki a két Coulomb-törvényből, akkor formailag két mennyiséget vezetünk be axiomatikusan és — akár utólag is — megállapíthatjuk, hogy e két mennyiség — egy közeg permittivitása és permeabilitása — nem függetlenek, mert kapcsolatot teremt közöttük a terjedési sebesség törvénye.

Értelmezzük axiomatikusan a permeabilitást, válasszunk mérésére független egységet és erre utaló jelzőt. Ez tulajdonképpen 1930-ban meg is történt, amikor az I. E. C (International Electrotechnical Comission) a következő határozatot hozta:

> a vákuum permeabilitása és az abszolút permeabilitás ($\mu = B/H$) nem tekinthető tiszta számnak. Így a mágneses térerő CGS-egysége az örsted, és a mágneses indukció CGS-egysége a gauss.

Ezeknek az egységeknek nyilván azért adtak eltérő nevet, mert nem tekinthetők egymással egyenlőnek; ezzel szemben a gyakorlat — elfogadta ugyan a gauss és örsted egységeket — továbbra is tiszta számnak tekintette a permeabilitást, és így a gauss lényegében egyenlővé vált az örsteddel. Pedig ezzel az impulzussal elindulhatott volna a természetes CGS-rendszer kialakulása a cm-g-sec-μ_0 alapegységekkel és a cm-sec-gauss-örsted jelzőrendszerrel. Ezután ugyanis a vákuum permeabilitását — az I. E. C. határozat helyes értelmezésével — így kellett volna felírni:

$$\mu_{no} = 1\ G/\ddot{O}$$

(az n index a nem-racionalizált természetes mennyiségekre utal). Itt G a gauss, $\ddot{O}$ pedig az örsted röviditését jelenti.

A gaussnak és az örstednek a szorzata energiasűrűség-egységet kell, hogy adjon — lévén a mágneses energiasűrűség

$$\delta_m = \frac{1}{8\pi} H_n B_n .$$

Felírható tehát — CGS-egységekről lévén szó — az alábbi jelző-reláció:

$$1\ G.\ddot{O} = 1\ \mathrm{erg/cm^3} = 1\ \mathrm{dyn/cm^2}$$

$$\text{tehát } 1\ \mathrm{dyn} = 1\ G.\ddot{O}.\mathrm{cm^2}$$

Írjuk fel a permeabilitás axiomatikus értelmezése után a mágneses töltés definiciós egyenletét, mely a mágneses Coulomb-törvényből származik. A nem-racionalizált természetes rendszerben Coulomb törvényének állandója 1, tehát:

$$P = \frac{m_{n1}\, m_{n2}}{\mu_n\, r^2}$$

és így a harmadik Maxwell-állandó 4π-nek adódik; A másik két Maxwell-állandót válasszuk 1-nek; így a nem-racionalizált természetes törvényrendszert jellemzi:

$$k = 4\pi,\ c_1 = c_2 = 1$$

A mágneses Coulomb törvény ezekután felhasználható a mágneses töltés definiciós törvényének:

$$m_n = \sqrt{\mu_n\, P}\ .\ r$$

és így a mágneses töltés jelzője a cm-sec-G-Ö jelzőrendszerben adódik a jobboldali mennyiségek jelzőiből:

μ_n	.....	$G/\ddot{O}$
P	.....	$G.\ddot{O}.\mathrm{cm^2}$
r	.....	cm
m_n	.....	$G.\mathrm{cm^2}$

Innen aztán ugyanúgy megyünk tovább, mint a mágneses törvényrendszerben tettük; a mágneses töltés és permeabilitás birtokában rendre adódnak a definiciós egyenleteken keresztül a mágneses mennyiségek és jelzőik. Ezután a Maxwell törvényeket használjuk fel az elektromos mennyiségek értelmezésére. A Maxwell-törvényekben szereplő mennyiségek jelzői most így adódnak:

H_n	.....	$\ddot{O}$
i_n	.....	$\ddot{O}.\mathrm{cm^{-1}}$
D_n	.....	$\ddot{O}.\mathrm{cm^{-1}.sec}$
E_n	.....	$G.\mathrm{cm.sec^{-1}}$
B_n	.....	G

Innen a definiciós egyenletek közvetlenül adják a többi elektromágneses mennyiség jelzőjét.

Érdemes még a vákuum permittivitását kiszámítani ebben a nem-racionalizált természetes rendszerben. A legegyszerűbb módon erre a terjedési sebesség formulájából jutunk. A terjedési sebesség a vákuumban:

$$v_0 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{no}\,\mu_{no}}}$$

és innen

$$\varepsilon_{no} = \frac{1}{v_0^2 \cdot \mu_{no}}$$

A terjedési sebesség értéke a vákuumban:

$$v_0 = h.10^{10}\mathrm{cm/sec}\ ,$$

hol h egy tiszta szám:

$$h = 2{,}998\ldots$$

tehát majdnem három. Így a vákuum permittivitása :

$$\varepsilon_{no} = \frac{10}{h^2} \cdot 10^{-21}\ \ddot{O}.\sec^2/G.\mathrm{cm}^2$$

Végül figyeljük meg a nem-racionalizált törvényrendszerben a Maxwell-törvényeket :

$$\mathrm{rot}\ H_n = 4\pi\, i_n + \frac{d}{dt} D_n$$

$$\mathrm{rot}\ E_n = -\frac{d}{dt} B_n$$

melyek ugyanolyan alakúak, mint az elektromos és mágneses törvényrendszerben voltak. A racionalizálás gondolata abból a felismerésből származik, hogy a 4π faktornak a szerepe a Maxwell-törvényekben teljesen indokolatlan, »nem racionális«. Ha e faktort el akarjuk tüntetni, vagyis a k Maxwell-állandó értékét nem 4π-nek, hanem 1-nek akarjuk választani, akkor persze az első Maxwell-törvényben szereplő mennyiségeknek meg kell változniok. Az áramsűrűséget nem akarjuk megváltoztatni, s így a mágneses térerőt és az elektromos eltolást kell megváltoztatnunk. Írjuk fel az első Maxwell-törvényt nem-racionalizált mennyiségekkel és 4π-vel átosztva :

$$\mathrm{rot}\left(\frac{H_n}{4\pi}\right) = i_n + \frac{d}{dt}\left(\frac{D_n}{4\pi}\right)$$

Racionalizált mennyiségekkel az első Maxwell-törvényt így akarjuk írni :

$$\mathrm{rot}\ H = i + \frac{d}{dt} D$$

(a racionalizált mennyiségeket jelöljük index nélkül). Egybevetve ezt az előzőleg felírt egyenlettel azt találjuk, hogy a racionalizált és nem racionalizált természetes mennyiségek között a következő kapcsolat áll fenn :

$$H_n = 4\pi H\ ,\ i_n = i\ ,\ D_n = 4\pi D\ .$$

A második Maxwell-törvény mennyiségei változatlanok maradnak :

$$E_n = E\ ,\ B_n = B\ .$$

A többi racionalizált és nem-racionalizált mennyiség között a kapcsolatot a fentiek alapján a definiciós egyenletek adják. Például a permittivitásnál és a permeabilitásnál az alábbi kapcsolatok adódnak :

$$\varepsilon_n = 4\pi\varepsilon \qquad \text{és} \qquad \mu_n = \frac{1}{4\pi}\mu$$

Így a vákuum permittivitása és permeabilitása a racionalizált rendszerben :

$$\varepsilon_0 = \frac{1000}{4h^2\pi} 10^{-23}\ \ddot{O}.\sec^2/G.\mathrm{cm}^2$$

$$\mu_0 = 4\pi\ G/\ddot{O}$$

A racionalizált és nem-racionalizált mennyiségek jelzői természetesen megegyeznek, csupán számértékük csökken vagy növekszik 4π-szeresére.

A természetes törvény-rendszerhez nem a fenti CGS mértékrendszer kapcsolódott, hanem a Giorgi-Kalantaroff mértékrendszer, mely finom eltérésektől eltekintve a praktikus egységeket használja. Az eltérés az, hogy Giorgi a praktikus egységek — volt és amper — kapcsolatát az abszolút CGS-egységekkel visszaállítja az eredeti definició szerint. A természetes mennyiségek fenti CGS, vagy a Giorgi-féle MKS egységekben való mérése már valóban egyszerű mértékrendszeri kérdés ; ugyanis a cm-sec-gauss-örsted jelzőrendszer és a méter-sec-volt-amper jelzőrendszer között Giorgi a következő exakt kapcsolatokat állította vissza :

$$(1\ \mathrm{m} = 100\ \mathrm{cm})$$
$$(1\ \mathrm{sec} = 1\ \mathrm{sec})$$
$$1\ V = 10^8 G.\mathrm{cm}^2/\mathrm{sec}$$
$$1\ A = 10^{-1}\ \dot{O}.\mathrm{cm}$$

(e két zárójelbe tett reláció triviális).

A racionalizált és nem-racionalizált természetes mennyiségek átírása az egyik mértékrendszerből a másikba egyszerűen úgy történik, hogy a fenti jelző-relációk felhasználásával a különböző mértékrendszerhez tartozó jelzőket algebrailag behelyettesítjük. Így például kapjuk a vákuum permittivitására és premeabilitására :

$$\varepsilon_0 = \frac{1000}{4h^2\pi} 10^{-12}\ A.\sec/V.m$$

$$\mu_0 = 4\pi\ .10^{-7}\ V.\sec/A.m$$

Átszámítások

Befejezésül — felmerül a kérdés, hogyan lehet a négy-dimenziós természetes mennyiségeket a három-dimenziós elektromos vagy mágneses mennyiségekbe átszámolni? Itt is megállapíthatnánk transzformációs formulákat, melyekben a vákuum permittivitása és permeabilitása szerepelne transzformációs állandóként. Van azonban egy egyszerűbb és könnyebben megjegyezhető út.

A CGS-rendszerek mennyiségeit a nem-racionalizált természetes mennyiségekből redukcióval származtathatjuk ; a CGS-rendszerek mennyiségei ugyanis redukált mennyiségek.

Az elektromos rendszerre úgy jutunk, hogy a vákuum permittivitását eggyé tesszük. Így a természetes mennyiségek az elektromos rendszer mennyiségeibe redukálódnak.

A mágneses rendszerre pedig úgy jutunk, hogy a vákuum permeabilitását tesszük eggyé. Így a nem-racionalizált természetes mennyiségek a mágneses rendszer mennyiségeibe mennek át.

Végül a Gauss-rendszer mennyiségeire úgy jutunk, hogy aszerint redukálunk a permittivitás, illetve permeabilitás jelzőjének eliminálásával, hogy elektromos vagy mágneses mennyiségről van szó. A Gauss-rendszert ezért nevezik kevert rendszernek is, mert elektromos mennyiségei az elektromos rendszer mennyiségeivel, mágneses mennyiségei pedig

a mágneses rendszer mennyiségeivel egyeznek. Így a továbbiakban elegendő az elektromos és mágneses rendszerekre szorítkozni.

A fentebb elmondottak értelmében felírhatjuk a következő feltételes egyenlőségeket :

$$\text{ha } \varepsilon_{no} \ (=)\ 1 \text{ , akkor } M_n \ (=)\ M \text{ .}$$

$$\text{és ha } \mu_{no} \ (=)\ 1 \text{ , akkor } M_n \ (=)\ M_m \text{ .}$$

Ezekben a kifejezésekben M egy tetszésszerinti mennyiséget jelöl az indexszel megadott törvényrendszerben.

Ha a természetes mennyiségek Giorgi-mértékrendszerben vannak megadva, akkor a jelző-relációk ismeretében áttérhetünk CGS-mértékrendszerre. Hasonlóképpen a racionalizált mennyiségekről egyszerűen térhetünk át a nem-racionalizáltakra. Szorítkozhatunk tehát arra az esetre, amikor egy nem-racionalizált és CGS-mértékrendszerben adott természetes mennyiséget kell átszámítanunk elektromos vagy mágneses rendszerre.

A vákuum permittivitása nem-racionalizált természetes rendszerben :

$$\varepsilon_{no} = \frac{1000}{h^2}\ 10^{-23}\ \ddot{O}.\mathrm{sec}^2/G.\mathrm{cm}^2 \text{ .}$$

Ha ezt feltételesen eggyel tesszük egyenlővé, akkor ebből a következő feltételes jelző-reláció adódik :

$$1\ \ddot{O}\ (=)\ h^2\ 10^{20}\ G.\mathrm{cm}^2/\mathrm{sec}^2 \text{ .}$$

Ha még ehhez hozzávesszük a következő feltétlen jelző-relációt :

$$1\ G.\ddot{O} = 1\ \mathrm{dyn/cm}^2 = 1\ \mathrm{ga}^2 \text{ ,}$$

akkor a következő — feltételes — háromdimenziós kifejezéseket találjuk a gauss és örstedre :

$$1\ G\ (=)\ \frac{1}{h}\ 10^{-10}\ \mathrm{ga.sec/cm},$$

$$1\ \ddot{O}\ (=)\ h\ 10^{10}\ \mathrm{ga.cm/sec}.$$

És most a természetes mennyiség átalakítása elektromos rendszerbeli mennyiséggé vissza van vezetve mértékrendszeri problémára ; a természetes mennyiség jelzőjét ugyanis a fenti feltételes relációk értelmében — algebrai behelyettesítéssel — át kell alakítani.

Hasonlóképen kapjuk a mágneses rendszerbe való átszámításhoz a következő feltételes jelző-relációt :

$$\mu_{no} = 1\ G/\ddot{O}\ (=)\ 1$$

és ehhez hozzávéve az $1\ G.\ddot{O} = 1\ \mathrm{ga}^2$ relációt, az adódik, hogy a fenti feltételes reláció következménye

$$1\ G\ (=) 1\ \mathrm{ga} \text{ és}$$

$$1\ \ddot{O}\ (=)\ 1\ \mathrm{ga} \text{ .}$$

Azt az — első pillanatra talán meglepő — relációt kapjuk, hogy a természetes rendszerről a mágnesesre való áttérés nem változtatja a mennyiség mérőszámát, csupán jelzőjét módosítja. Éspedig a gauss és örstedet egyaránt

$$\sqrt{\mathrm{dyn}}/\mathrm{cm} = \mathrm{ga\text{-}vá}\ \text{változtatja.}$$

Ugyanezeket a relációkat elektromos és mágneses rendszerbeli mennyiségek természetes mennyiségekké való visszaszámolására is felhasználhatjuk : csupán a kérdéses mennyiség természetes jelzőjét kell ismernünk.

*Korodi Albert hozzászólása Hennyey Zoltán előadásához**

Amikor mértékrendszerekről ítéletet akarunk alkotni, abból kell kiindulnunk, hogy milyen célból van szükség a mértékegységek rendszerbefoglalására. Ha a fizikai mennyiségeknek egymástól függetlenül, külön-külön megválasztjuk az egységeit, akkor is számmal fejeztünk ki minden mennyiséget s így a természeti törvényeket egyenletek alakjában matematikailag meg tudjuk fogalmazni. Az egyenletekben szerepelnek az illető fizikai mennyiségek mérőszámai és bizonyos állandók. Az így felállított egyenletek minden gyakorlati célra használhatók, aminthogy a műszaki életben találkozunk is »rendszerbe« nem illesztett mértékegységekkel (pl. lóerő), amelyekkel, — ha igen kényelmetlenül is, — de hiba nélkül számolni lehet.

Mértékrendszer akkor válik szükségessé, amikor a természeti törvények matematikai kifejezésére vonatkozóan felállítjuk az *invariancia* követelményét olyan értelemben, hogy bizonyos fizikai mennyiségek egységeinek változtatásakor valamely törvény matematikai kifejezése változatlan maradjon. Például Newton első törvényének esetében az invariancia-követelmény azt az előírást vonja maga után, hogy a hosszúság-egységnek r-szeresére és az időegységek q-szorosára való változtatásakor az erő egységét is meg kell változtatni $r^2 q^{-1}$ — szeresére. A mértékrendszerek dimenzióképletei nem mások, mint ilyen előírások és a dimenzióképleteknek ezen kívül semmi más fizikai tartalmuk nincs. Ha az előírásnak megfelelően járunk el, akkor nemcsak a Newton-törvény

$$P = K.a.m$$

képletének alakja, hanem a benne szereplő K állandó is invariáns marad. Ennél a törvénynél az invariancia követelményén kívül azt is elő szokták írni, hogy a K állandó értéke 1 legyen és ezzel már nemcsak az erőegység változtatási előírását szabják meg, hanem nagyságát is meghatározzák.

* Írásban beküldött hozzászólás.

Felmerül a kérdés, lehet-e az előírásoknak olyan rendszerét felállítani, amely *valamenynyi* természeti törvény matematikai kifejezését invariánssá teszi? Könnyen belátható, hogy ez nem lehetséges, még a mechanika területére sem, annál kevésbbé az egész fizikára.

A törvények száma ugyanis olyan nagy, hogy az előírásokat »túlhatározza«, vagyis ellentmondásokra vezet. Lássuk ezt az erő példáján. Erők sokféle vonatkozásban lépnek fel és ezek különféle törvényekben nyernek kifejezést. Az erő egységére Newton első törvénye alapján felállított fenti előírás például már nem engedi meg, hogy a gravitáció törvényének, vagy Hooke törvényének matematikai kifejezése a fentmegadott értelmezésben invariáns maradjon.

Ezt a nehézséget olyan módon hidalják át, hogy az invariancia követelményét tágabb értelemben fogalmazzák meg. Megengedik, hogy a matematikai kifejezések változatlan alakja mellett a bennük szereplő állandók az egységek változtatásakor általában megváltozzanak, és csak egyes, kevés számú természettörvény esetében (mint pl. Newton első törvényénél) ragaszkodnak a szűkebb értelemben vett invarianciához. A mértékrendszer-elmélet feladata ezeknek a különleges törvényeknek és a szabadon választható egységeknek a kijelölése gyakorlati szempontok szerint és ellentmondásmentesen. További feladata az elméletnek: rendszerbe foglalni a nem szabadon választható egységeknek és az egyenletek állandóinak a változtatási előírásait, vagyis a dimenzió-képleteket.

A feladat nem egyértelmű, hanem sokféle megoldás lehetséges, még a mechanika területén is. Lehetne például az erő dimenzióját Newton első törvénye helyett a gravitáció törvényének az invarianciája alapján M^2L^{-2} alakjában megállapítani. Így a gravitáció állandója nem függne a mértékegységektől, viszont a Newton első törvényében szereplő K állandó nem volna invariáns. Megint más dimenziót kellene az erőnek tulajdonítani, ha Hook e törvényét választanók alapul. Ez esetben azonban a törvényben szereplő állandó az anyagtól is függene. Egyébként Newton első törvényét is gyakran úgy alkalmazzuk, hogy a térfogattal számolunk; ilyenkor a sűrűség lép fel mint anyagtól függő állandó.

Összefoglalva: A mértékrendszer megválasztása attól függ, hogy mely természettörvények matematikai kifejezését kivánjuk szűkebb értelemben invarianssá tenni és melyeket tágabb értelemben, továbbá, hogy mely mértékegységeket kivánunk függetlenül megválasztani. A választásra maguk a természeti törvények adnak bizonyos korlátozásokat, melyeknek kikutatásából áll a mérték-rendszer-elmélet alapvető feladata. Az általánosan alkalmazandó mértékrendszer felépítésénél a gyakorlati szempontokon kívül figyelembe kell vennünk a történelmi szempontokat is. A Giorgi-Kalantarov-rendszer ilyen tekintetben jó kompromisszumnak mutatkozik.

A Magyar Technika 1952. 3. szám tartalma:

Rákosi elvtárs 60 éves.

A SZOVJET TUDOMÁNY MŰSZAKI FEJLŐDÉSÉNEK ALAPJA

L. Gy.: **Naumov Ny. A.** prof. előadása a Szovjetunió hatalmas hidrotechnikai építkezéseiről.

Horváth Aurél: Mit kapott a magyar vaskohászat a Szovjetuniótól?

Makádi András: Gyorsforgácsolási tapasztalatok a Láng Gépgyárban.

M. Nagy Sándor: Gyorsacél-szerszámok preciziós öntése. Az RM-művek eredményei a szovjet tapasztalatok alapján. I.

Omarovszkij A.: A Szovjetunió népgazdaságának műszaki haladása a háborúutáni időszakban.

ALKALMAZZUK A SZOVJET TAPASZTALATOKAT A MŰSZAKI VEZETÉSBEN

Szokolov—Miheljszon—Pinegin: A műszaki fejlesztés a Szovjetunióban.

Fock Jenő: Biztosítsuk a munkaverseny műszaki előfeltételeit.

Debreczeni Endre: A vállalaton belüli önálló gazdasági elszámolás.

Mayer Ferenc: Ciklusos munka a bányászatban.

TUDOMÁNYOS ÉLET

Szokolovszkij—Bljumberg: A gépgyártás haladó technológiája a leningrádi Tudományos és Termelési Konferencia alapján.

Valkó Endre: A tudományos egyesületek vezetésének kérdéseiről.

Hilvert Elek: Műszaki könyvkiadásunk fejlődése.

Felelős szerkesztő: Lévai Pál — Felelős kiadó: Solt Sándor
Kiadóhivatal, előfizetés: Nehézipari Könyv- és Folyóiratkiadó Vállalat, Budapest V, Alkotmány-utca 16. I. em.
Távbeszélő: 123—369, 123—614 — Egyszámlaszám: 336552
Akadémiai nyomda, V, Gerlóczy-utca 2. — 17369/52 — Készült 1200 példányban — Felelős vezető: ifj. Puskás Ferenc

Most jelent meg!

B. A. Szmirenyin : **A rádiótechnika kézikönyve**

A forgalomban lévő rádiótechnikai kézikönyvektől eltérően a mű nemcsak száraz képleteket és táblázatokat tartalmaz valamely áramköri elem számításához, hanem fizikailag is indokolja azok tartalmát és néhány esetben matematikai levezetésüket is megadja. Ezenkívül a kézikönyv az idézett képleteket és számítási módszereket a gyakorlati alkalmazhatóság szempontjából értékeli és tárgyalja.

»A rádiótechnika kézikönyve« a termelésben, laboratóriumokban dolgozó mérnökök és technikusok munkájához nyújt komoly segítséget. Egyes részeit rádióamatőrök is jól felhasználhatják.

656 oldal. Ára kötve : 77 Ft

Dr. Urbanek János : **A villamosságtan egyenleteinek írásmódjai és mértékrendszer kérdései**

A tanulmány a villamosságtan törvényeinek legkönnyebben áttekinthető és a számítások szempontjából legbiztosabban kezelhető módszerét tárgyalja. A villamosságtan egyenletírásmódjainak és mértékrendszereinek kérdésében hasznos útmutatóul szolgál.

47 oldal. Ára : 8 Ft

Kaphatók a

NEHÉZIPARI KÖNYVESBOLTBAN (Budapest VII, Lenin-körút 7.)
minden Állami Könyvesboltban és az üzemi könyvpropagandistáknál

Nehézipari Könyv- és Folyóiratkiadó Vállalat
Budapest V, Alkotmány-utca 16.

Ára: 6·50 Ft

MEGJELENT

Magyari Béla : **Villamosmérések és mérőműszerek a híradástechnikában**

A mérések nemcsak a nagyipari termelőmunkában, hanem a komolyan és gondosan dolgozó híradástechnikusoknál, sőt az amatőröknél is elsőrendű fontosságúak. A híradástechnikában alkalmazott műszereket híradástechnikusaink és amatőreink külső formájában jól ismerik. Nem ismerik azonban azoknak mechanizmusát, felépítését, működését és hibáit. Ezért foglalkozik e könyv a híradástechnikában használatos műszerekkel. Ha az olvasó a műszerek mechanikai felépítését és annak működését tisztán látja, maga döntheti el, az elsajátítottak alapján, hogy egy bizonyos mérés elvégzéséhez mely műszer lesz a legalkalmasabb. E munka hézagpótló a magyar szakirodalomban, s rendkívül alkalmas arra, hogy munkást, mérnököt, technikust segítsen műszaki fejlődésében.

160 oldal. Ára : 12 Ft

Anyagok, vezetékek, szigetelők anyag- és technológiai ellenőrzése

A könyv a villamos és mágneses ismeretekkel, villamosmérésekkel, mérőműszerekkel, anyagismeretekkel foglalkozik. Végül az alakítási műveletek rendszerezését tárgyalja.

A magyarázatokat számos ábra teszi szemléltetővé.

290 oldal. Ára : 19 Ft

Kaphatók a

NEHÉZIPARI KÖNYVESBOLTBAN (Budapest VII, Lenin-körút 7.)

minden Állami Könyvesboltban és az üzemi könyvpropagandistáknál

Nehézipari Könyv- és Folyóiratkiadó Vállalat

Budapest V, Alkotmány-utca 16.