

F 1879

Magyar
HIRADÁSTECHNIKA

V. M.

10-12

Magyar

HIRADÁSTECHNIKA

A HIRADÁSTECHNIKAI TUDOMÁNYOS EGYESÜLET LAPJA

Felelős szerkesztő:

Lévai Pál

Szerkesztőbizottság:

Alkér Tibor
 Balla Miklós
 Barcza László
 dr. Barta István
 Boglár Gyula
 Bognár Géza
 Honti Péter
 Izsák Miklós
 Koczka László
 Kodolányi Gyula
 dr. Orbán György
 Sárközy Géza
 Székely Mihály
 Szigeti György
 Szikszay Lajos
 Szokol Hubert
 Vágó Artur
 Valkó Iván Péter
 Winter Ernő

<i>Dr. Sasvári Kálmán</i> : Anyagszerkezeti vizsgálatok röntgensugárzással ...	145
<i>Barát Zoltán</i> : Közvetlensugárzó dinamikus hangszóró hatásfoka	156
<i>Dr. Knapp Oszkár</i> : Vákuumtechnikai üvegek és azok tulajdonságai	161
<i>Fábián Anna</i> : Rádióellenállások gyártása	169
<i>Sebestyén László</i> : Elektroncsövek mikrofonijáról	174
<i>Almássy György</i> : Határfrekvencia alatti csillapítók	182
<i>Süli Mihály</i> : Rezgő kvarc egyenértékű ellenellenállásának mérése Clapp- oszcillátorral	189

Könyvszemle

<i>Sz. A. Drobov</i> : Rádió-adóberendezések	155
<i>A. A. Bulgákov</i> : Automatikus vezérlések elektromos berendezései	173
<i>I. P. Natanson</i> : Konstruktív Függvénytan	181

Шашвари Калман: Испытания структуры материалов рентгенов- скими лучами	145
Барат Золтан: Эффективность непосредственно-лучистого динами- ческого громкоговорителя	156
Кнапп Оскар: Вакуумтехнические стекла и их свойства	161
Фабиан Анна: Производство радио-сопротивлений	169
Шебештьен Ласло: О микрофонии электронных трубок	174
Алмаши Дьёрдь: Глушители под критической частотой	182
Шылы Михаль: Измерение эквивалентного сопротивления колебаю- щегося кварца при помощи осциллятора типа Клаппа	189
Обзор книг	155, 173, 181

(Folytatás a borító 3. oldalán.)

Megjelenik kéthavonta

Előfizetési ár egy évre 30.—,
példányonként 6.50

Anyagszerkezeti vizsgálatok röntgensugárzással I. rész.

DR SASVÁRI KÁLMÁN

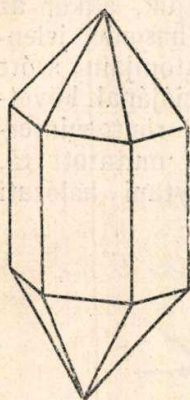
Fejlődő híradástechnikai iparunk mind több és több új anyagot igényel és használ fel.

Irányított tulajdonságú anyagok előállításának kutatásánál és a jelenleg használatos anyagok tulajdonságainak alaposabb megismerésénél és ellenőrzésénél is nélkülözhetetlenné vált az anyagszerkezet röntgenvizsgálata.

A vákuumtechnikában különösen aluminium-oxid katódfelületek, üvegek és wolframfém szerkezetének, kristály-orientációjának, szemcsenagyságának vizsgálatára használják. Megbízható módszer átlátszatlan szilárd testek belső feszültségeinek mérésére. A híradástechnika egyéb területein a mágnesanyagok kutatásánál jutott fontos szerephez.

*

Ma már tudjuk, hogy a szilárd testek majdnem kivétel nélkül kristályos szerkezetűek. Ez alatt azt értjük, hogy szabályos felépítést mutatnak, ami legszembetűnőbben a külső megjelenési formában jelentkezik. A kristályos anyag nemcsak mint



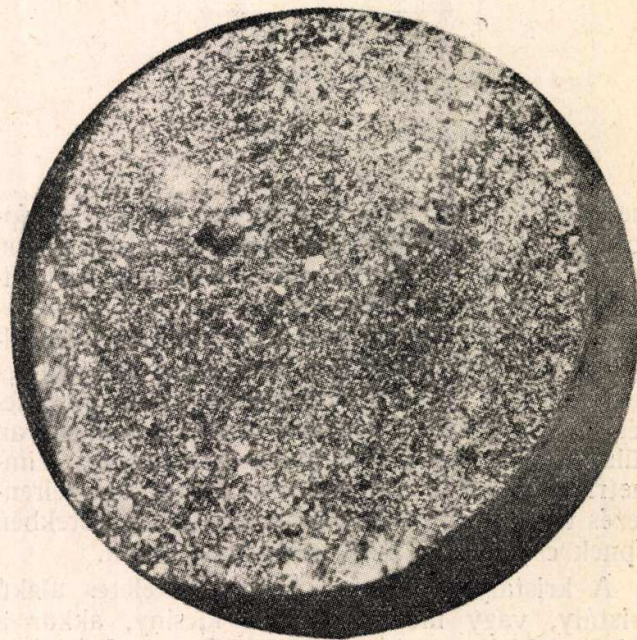
1. ábra. Kvarc egykristály

jólfejtett, szabályos lapokkal körülvett térbeli alakzat, ú. n. egykristály jelenik meg, mint az az 1. ábrán látható, hanem legtöbbször mikrokristályos formában találjuk, amire a 2. ábrán láthatunk példát. A mikrokristályos anyag kristályszemcséinek (egykristálykák) mérete kb. 20 Å ($1 \text{ Å} = 10^{-8} \text{ cm}$) nagyságrendtől kezdve a makrokristályos méretig bármely nagyságban előfordulhat.

A kristályos anyag egykristályairól mindig felismerhető. Minden kristályos anyagnak megvan a maga sajátos kristály formája, ami külsőleg abban nyilvánul, hogy mindig ugyanazon kristálylapok jelennek meg és ezek által bezárt szögek, a lapszögek ugyanannál a kristályos anyagnál mindig ugyanazok. Jellemző az egykristályra az anizotrópiája, amely azt jelenti, hogy fizikai tulajdonságai, (törésmutatója, hő- és elektromos vezetőképessége, rugalmassági együtthatója stb.) irány szerint változnak. A mikrokristályos anyagban a kristályszemcsék egyes esetektől eltekintve teljes rendezetlenségben vannak. Ennek következtében az egykristályra jellemző anizotrópia megszűnik és fizikailag izotróp módon viselkedik. Bizonyos szemcsenagyságon alul sok esetben a külső alakból egyáltalán nem tudjuk megállapítani, hogy az ill. anyag kristályos vagy amorf állapotban van-e jelen.

Az egykristály külső megjelenése és fizikai anizotrópiája a kristály belső szerkezetére vezethető

vissza, ami alatt az atomok térbeli elrendezését értjük. Ez az elrendezés irány szerint változik, és ennek megfelelően változnak a kristály fizikai tulajdonságai is. Egy irányon belül a kristály fizikai tulajdonságai nem változnak, ha a kristályt akár kis szemcséből kiindulva növesztjük (kristályosítás), vagy oldással folytonosan kisebbítjük. Ebből már nyilvánvalóan következik, hogy az atomok különböző elrendezése nem folytatódik az egész egykristályon át, hanem egy méreten túl, ugyanazon elrendeződés ismétlődik. Már ebből bizonyosra vehetjük, hogy a kristálynak van egy legkisebb mérete, amelyen belül az anyag összes



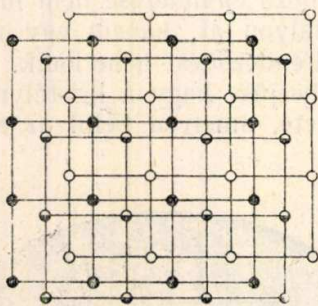
2. ábra. W drót törési felülete 15-szörös nagyításban

különböző atomjai olyan befejezett elrendezésben vannak, amely minden irányban más, de egy irányon belül a kristályban mint identikus elrendezés egymásután periódikusan ismétlődik.

Ha a makroszkópikus egykristályt folytonos darabolásnak vetjük alá éspedig a kristálytani tengelysikkokkal párhuzamosan, akkor végezetül eljutunk a kristály legelemibb részéhez, az ú. n. elemi testhez. Ez minden esetben elemi parallelepipedon, amelynek alakját a kristályrendszer és a kristálytani tengelyarányok adják meg. Ezen legelemibb kristály még a makroszkópikus kristály minden tulajdonságát és teljes szimmetriáját magában foglalja. További darabolással ez megszűnik. A kristálynak az elemi testig tartó földarabolása természetesen csak elvileg végezhető el. Valóság-

ban a makroszkópiusan ismert kristály elemi teste változáson megy át a szabadfelületen, tehát akkor is, ha a kristályból egyetlen elemi testet kiragadunk és így őt a szomszédos cellák atomjainak erőteréből eltávolítjuk. Amikor tehát a kristály földarabolásával akarjuk megközelíteni az elemi testet, egy olyan fiktív kristályt tételezünk föl, amelyben az atomok be vannak fagyasztva és ezáltal geometriai elrendezésüket és egymástól való távolságukat az atomok közti erőhatások nélkül is megtartják.

Amikor a kristály belső szerkezetéről beszélünk, akkor az alatt mindig a kristály elemi testének alakját, nagyságát, a benne lévő atomokat és azok térbeli elhelyezését értjük. Ez utóbbit akkor is-



3. ábra. Síkrácsok egymásbatolt rendszere

merjük, ha meg tudjuk adni az atomok középpontjainak koordinátáit az elemi paralelepipedon egy csúcsában összefutó három élre, mint koordinátatengelyekre vonatkoztatva.

A makroszkópius kristályt az elemi paralelepipedonok folytonos egymásmellé helyezéséből lehet fölépíteni, bármely ismeretes külső megjelenési formájában. A tökéletes kristály csak olyan külső formákban fog megjelenni, amelynek szimmetriája megfelel az elemi testben az atomelrendezés térbeli szimmetriájának. Kivételes esetekben lépnek csak föl ú. n. pszeudoszimmetriák.

A kristályos anyag, ha nem tökéletes alakú kristály, vagy mérete nagyon kicsiny, akkor a külső alakból a szimmetriáját nem tudjuk megállapítani. Mindig választ kapunk azonban a szimmetriára, ill. az atomelrendezésre, azon fizikai jelenségek alapján, amelyek az atomok elrendezésével és azok belső szimmetriájával vannak összefüggésben. Ilyen a röntgendiffrakció, amellyel a következőkben akarunk foglalkozni.

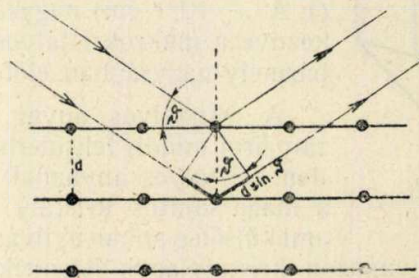
Az elemi testben az atomelrendezés szimmetriái között a pontszimmetriák (szimmetria-központ, szimmetria-tengely és szimmetria-sík) mellett még új szimmetriaelemek lépnek föl, amilyenek a csavartengelyek és csúszósíkok. Ezek az ú. n. tranzlációs szimmetriák. Ha a kristálytanból ismeretes 32 kristályosztályban a pontszimmetriákhoz még ezek összes lehetséges kombinációit hozzávesszük, megkapjuk a 230 tércsoportot, amelyek az összes lehetséges különböző szimmetriájú atomelrendezést foglalják magukban.

A makroszkópius kristály az elemi testek egymás mellé helyezésével úgy épül fel, hogy

bármely elemi test a másikba önmagával párhuzamos eltolással vihető át. Ennek következtében az elemi test minden atomja a tranzlációs tengelyek (kristálytani tengelyek) irányában az elemi test tengelyhosszúságában ismétlődik. Így a kristály csupa olyan azonos alakú és nagyságú elemi paralelepipedonok egymásbahelyezésével állítható össze, amelyek csúcspontjain egynemű atomok vannak. Tehát valójában a kristály egymásba tolt térbeli rácsok sokaságából áll és pedig annyi különböző rácsból, ahány különböző (nem identikus) atom van az elemi testben. Egy ilyen atomelrendezést láthatunk síkban ábrázolva a 3. ábrán. Ha ezen különböző atomokból álló elemi paralelepipedonokból tetszőlegesen kiválasztunk egyet és tekintjük az összes többieknek ebbe a kiválasztottba eső atomjainak összeségét, akkor éppen a kristály elemi testét kapjuk. Ilyenformán a kristály elemi testét úgy is definiálhatjuk, mint a kristályban azon különböző atomok összeségét, amelyek periodikus egymásutánjából épül fel a makroszkópius kristály.

Az elemi test élhosszúságai a térbeli rács állandói, a rácsállandók vagy identitástávolságok. Ezek általában 2 és 20 Å közötti távolságok, tehát levegőben még jól észlelhető (kevésbé abszorbeálódó) röntgensugárzás hullámhosszánál nem sokkal nagyobbak.

Röntgeninterferencia kristályrácson. Ha a kristályt röntgensugárzással megvilágítjuk, akkor az optikából ismeretes diffrakcióhoz hasonló jelenséget észlelünk. Ez a térrács atomjain szórt koherens röntgensugárzás interferenciájának következménye. A kristály térrácsának röntgeninterferenciáit, mint arra először Bragg mutatott rá, úgy tekinthetjük, mint a kristálytani hálózati



4. ábra. Bragg-egyenlet levezetése

síkok reflexióit. Éspedig a (hkl) rendű térrácsinterferencia azonos a (hkl) Miller indexű hálózati sík reflexiójával.

Monokromatikus röntgensugárzás esetén megadott (hkl) rendű térrácsinterferencia, mint könnyen kimutatható, csak akkor jelenik meg, ha a kristály a beeső sugárzás irányához képest meghatározott helyzetben van. Ennek megfelelően a hálózati síkok sem minden, hanem csak egyetlen beesési szög mellett adnak röntgenreflexiót és pedig csak akkor, ha az egymásután következő azonos hálózati síkokról reflektált röntgensugárzás útkülönbsége a sugárzás hullámhosszának egész-számú többszöröse, ami éppen a reflektált sugárzás

interferenciájának feltétele. A szomszédos azonos hálózati síkokról reflektált röntgensugárzás útkülönbsége a 4. ábra szerint fejezhető ki és ezzel a kristálytani hálózati síkok reflexiójának feltételei egyenletét

$$n \cdot \lambda = 2 \cdot d(hkl) \cdot \sin \vartheta \quad (1)$$

alakban kapjuk meg, ahol λ jelenti a röntgensugárzás hullámhosszát \AA -ben, $d(hkl)$ a (hkl) Miller indexű hálózati sík identitástávolsága (két szomszédos (hkl) sík egymástól vett távolsága) ugyanazon egységben mérve, ϑ a beeső röntgenyaláb irányának a (hkl) hálózati síkkal való hajlásszöge, amelyet az illető sík reflexió szögének nevezünk, n pedig kis egészszám. Ez jelenti a reflexió (interferencia) rendjét. Az (1) egyenlet a híres Bragg-féle interferencia feltétel, amely adott d , λ és n értékek mellett csak egyetlen ϑ szöggel elégíthető ki. A ϑ tehát a hálózati síkra jellemző reflexió szög.

Megjegyzendő, hogy a síkok magasabbrendű reflexiói (amikor az útkülönbség nem λ , hanem annak egészszámú többszöröse) helyett mindig a magasabbrendű síkok elsőrendű reflexióiról beszélünk. Így pl. az (100) hálózati sík másodrendű reflexiója azonos a (200) sík elsőrendű reflexiójával, mivel mindkettő végeredményben ugyanahhoz a feltételi egyenlethez tartozik. Ugyanis

a) az (100) sík másodrendű reflexiójára:

$$2\lambda = 2d(100) \sin \vartheta ;$$

b) a (200) sík elsőrendű reflexiójára: $\lambda = 2d$

$$(200) \sin \vartheta. \text{ Mivel } d(200) = \frac{d(100)}{2}, \text{ a két egyenlet}$$

egymásba megy át. Ezért a Bragg-egyenletet mindig az elsőrendű reflexióknak megfelelően

$$\lambda = 2d \sin \vartheta \quad (1a)$$

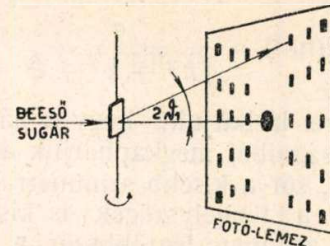
alakban használjuk.

A Bragg-egyenlet szerint, ha a kristály (tér-rács) összes különböző (hkl) rendű interferenciáit, azaz az összes, különböző (hkl) indexű hálózati sík reflexióit meg akarjuk kapni, akkor a kristály helyzetét a monokromatikus röntgensugárzás irányához képest úgy kell változtatni, hogy egymásután minden sík reflexió helyzetbe kerüljön. Ezt elérjük a kristály forgatásával. Ez az eljárás az ú. n. forgókristály módszer. Eljárhatunk úgy is, hogy a kristályt porrá törjük és úgy világítjuk meg, a röntgensugárzással. Ekkor a különböző kristályszemcsék, ha megfelelően apróra törjük őket, mindenféle orientációban előfordulnak és így minden egyes síkhoz lesznek megfelelő állású kristályszemcsék, amelyek reflektálják a röntgensugárzást. Ez az ú. n. Debye-Scherrer-féle módszer. A Bragg-egyenletet az összes hálózati síkokra úgy is ki tudjuk elégíteni, hogy fehér (folytonos) röntgensugárzással világítjuk meg a kristályt. Így készülnek a Laue-fölvételek.

A különböző hálózati síkok különböző térbeli elhelyezkedésűek. Ha a kristályt tetszőleges tengely körül forgatjuk, amely legtöbbször kristálytani tengellyel esik össze, akkor a különböző síkok röntgenreflexiói forgatás közben az időben egymás-

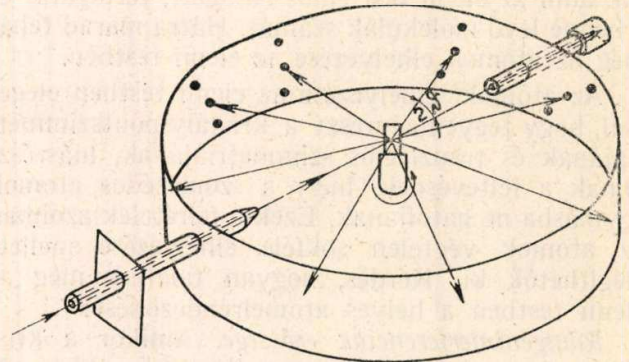
után a tér különböző irányában jelennek meg. A különböző reflexiók irányát és helyzetét a beeső röntgensugárzáshoz képest a kristály helyzetén kívül a síkok normálisainak iránya, a síkok identitástávolsága és röntgensugárzás hullámhossza határozza meg.

Ha a kristály mögé fotografiai lemezt helyezünk, amely síklemez esetén mindig merőleges a beeső sugárzás irányára, akkor a reflektált sugárzás, ill. az interferencia irányokban a fotografiai lemezen



5. ábra. Röntgenfelvétel elrendezése síklemez esetén

fekete foltok ú. n. interferenciafoltok jelennek meg. Ilyen elrendezés sematikus rajzát láthatjuk az 5. ábrán. A kristálytól kiinduló egyenesek néhány reflexió irányát szemléltetik. A reflexiók irányában általában nagyon gyenge a sugárzáserekség, de változó is aszerint, hogy milyen a röntgenszó teljesítménye, azonkívül milyen minőségű és mennyiségű kristályos anyagról készítjük a fölvételt. Eszerint az expozíciós idő nagyon változó és néhány perctől 15—20 óráig terjedhet.



6. ábra. Debye-Scherrer-féle röntgenkamera vázlatos rajza

A síklemeznél csak a kisebb szögek alatt reflektált interferenciákat kaphatjuk meg. Ezért a röntgenfelvételek készítéséhez sokkal inkább a 6. ábrán látható Debye-Scherrer-féle hengerkamera használatos, amelynek tengelyében helyezük el a vizsgálandó kristályt (néha tízed mm nagyságú), a röntgensugárzást pedig a henger palástjára merőlegesen vezetjük be. A fotografiai filmet a kamera belső felületén helyezük el. Jól definiált beeső sugárirányt úgy kapunk, hogy minden esetben hosszú hengeres rést alkalmazunk. Ezzel az elrendezéssel már $\vartheta = 90^\circ$ -ig minden reflexiót megkapunk.

Ha ismerjük a filmnek a beeső sugárzás irányához való helyzetét és a kristálynak a filmtől való

távolságát, akkor minden egyes reflexiónak a filmen elfoglalt helyzetéből meg tudjuk határozni a hozzátartozó reflexiók szöveget. Ismerve a röntgensugárzás hullámhosszúságát, a Bragg-egyenlet alapján a reflexiók szögekből az egyes kristálytani síkok identitástávolsága számítható ki. Az identitástávolságok viszont kifejezhetők az elemi test élhosszúságaival és az élek által bezárt szögekkel. Legegyszerűbb esetben, amikor a kristály a köbös rendszerben kristályosodik, a (hkl) hálózati sík identitástávolságát az a kristálytengellyel a következő alakban fejezhetjük ki

$$d(hkl) = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}$$

Ebből máris láthatjuk, hogy a hálózati síkok identitástávolságaiból megkaphatjuk az elemi test élhosszúságait, sőt a kisebb szimmetriájú kristályrendszereknél a tengelyszögek is kiszámíthatók. Ez utóbbiak azonban legtöbbször a kristálytani mérésekből már ismeretesek. A tengelyhosszúságok és szögek ismeretével ki lehet számítani az elemi test térfogatát, V -t és ebből tovább a kristály sűrűségének ismeretével az elemi testben lévő molekulák számát

$$Z = \frac{V \cdot \rho}{M} \quad (2)$$

ahol M a kristályos anyag molekulásúlya, amely szorozva van a Loschmidt-féle szám reciprokával. (Így kapjuk a molekula abszolút tömegét.)

Láthatjuk tehát, hogy a röntgeninterferenciák geometriai elhelyezésének kiértékeléséből meg tudjuk adni az elemi test élhosszúságait, térfogatát és a benne levő molekulák számát. Hátra marad tehát még az atomok elhelyezése az elemi testben.

Az atomok elhelyezése az elemi testben eleget kell, hogy tegyen egyrészt a kristály pontszimmetriájának és tranzlációs szimmetriájának, másrészt annak a feltevésnek, hogy a szomszédos atomok egymásba ne hatoljanak. Ezek a feltételek azonban az atomok végtelen sokféle elhelyezése mellett elégíthetők ki. Kérdés, hogyan találjuk meg az elemi testben a helyes atomelrendeződést?

Röntgeninterferenciák erőssége. Amikor a kristályt röntgensugárzással megvilágítjuk, akkor ott többek között az interferencia szempontjából fontos koherens szórás következik be. A röntgensugárzás szóródhat a kristályt alkotó atomok atommagjáról és az azt körülvevő elektronokról. Az elektronok Thomson szórásából ismeretes, hogy a szórt sugárzás erőssége fordítva arányos a szórt elemi részecske tömegének négyzetével. Ebből az következik, hogy az atommag szórása az elektron szórásához képest elhanyagolható. (Már hidrogén-nél is 10^6 -szor kisebb az atommag szórása az elektron szórásánál.) Tehát nyilvánvaló, hogy valamely atom szóróképesége csupán elektronjainak szórásából adódik és így annál nagyobb, minél nagyobb az atom rendszáma.

Egyetlen szabadelektron által szórt röntgensugárzás erősségét Thomson klasszikus elmélete alapján számíthatjuk. Eszerint ha a beeső sugárzás

polarizálatlan és egységnyi amplitudójú, akkor a direkt irányhoz képest 2ϑ irányban szórt sugárzás energiája

$$I_c = \frac{I_s}{I_0} = \frac{a_e^2}{R^2} \cdot \frac{1 + \cos^2 2\vartheta}{2} \quad (3)$$

ahol $a_e = \frac{e^2}{mc^2}$ a klasszikus elektronátmérő, R a

szóró elektrontól való távolság, $\frac{1 + \cos^2 2\vartheta}{2}$ pedig

az ú. n. polarizációs tényező. Ez utóbbi figyelembe veszi, hogy az elektromágneses sugárzás azon komponense, amely a direkt és a szórás iránya által alkotott síkban rezeg, szórás közben amplitudócsökkenést szenved, amely $\cos 2\vartheta$ -val arányos.

A röntgensugárzás egy atomon belül az elektronfelhő különböző helyéről szóródik. Mivel az atom-méret a röntgensugárhullámhosszúsággal azonos nagyságrendű, azért az atom különböző helyéről kiinduló és egy irányban haladó szórt koherens sugárzás nem elhanyagolható útkülönbséggel lép ki az atomból és interferálódik. A különböző irányokban a szórt sugárzás között föllépő útkülönbség annál nagyobb, minél nagyobb a szórási szög, a direkt sugárzás irányától számítva. A szórási szög növekedésével tehát az atom szóróképesége folytonosan változik és pedig csökken.

Az atomok szóróképeségét az ú. n. atomtényezőkkel adjuk meg. Ez jelenti bármely atomnál a koherens szórt sugárzás amplitudóját egyetlen szabad elektron által szórt sugárzás amplitudójához viszonyítva, ha a direkt sugárzás amplitudója egységnyi. A direkt irányban, amelyben fáziskülönbség nincsen, a definíció szerint az atomtényező éppen az atom elektronjainak számával, azaz a rendszámmal egyenlő. A direkt iránytól tetszőleges 2ϑ szöggel eltérő irányban pedig az atomtényező, ha az atomban az elektronok $\rho(r)$ sűrűségeloszlását gömbszimmetrikusnak vesszük és a 2ϑ irányban szórt koherens sugárzás amplitudójának kiszámításához a fáziskülönbséget az atom elektronfelhőjének egész térfogatára kiterjesztjük, a következő alakban kapjuk meg.

$$f = 4\pi \int_0^\infty \rho(r) \cdot r^2 \frac{\sin sr}{sr} dr \quad (4)$$

ahol $s = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \vartheta$, r pedig jelenti az atom közép-

pontjától való távolságot. Ha ezt a kifejezést a direkt irányra, vagyis $s = 0$ -ra integráljuk, akkor éppen az atom rendszámát kapjuk, amint azt az imént mondottak alapján el is várjuk.

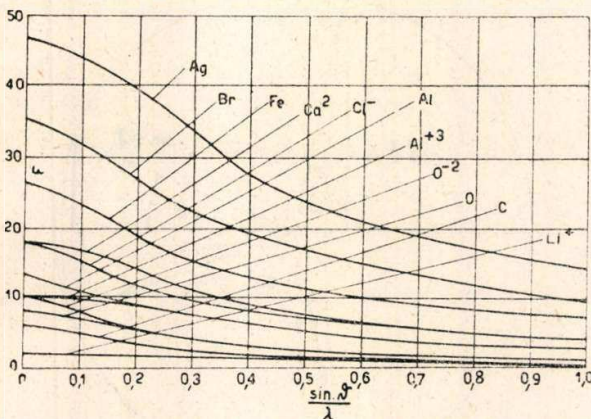
Ahhoz, hogy az atomtényező numerikus értékeit ebből az egyes atomokra számíthassuk, ismernünk kell az atom $\rho(r)$ elektronsűrűségeloszlását.

Az atomok elektronsűrűségeloszlását exakt kvantummechanikai számítások nem tudják megadni és csupán közelítő formulák ismeretesek. Ezek azt veszik föl, hogy az elektronok az atom körül egy elektronfelhőben foglalnak helyet és az

elektronsűrűség csupán az atommagtól való távolság függvénye, tehát mint már előbb mondtuk, gömbszimmetrikus.

Az atomtényezők egyes atomokra kísérletileg is meghatározhatók. Az előbbi elméletek alapján számított atomtényezők a kísérletekkel igen jól egyeznek. Legjobb egyezést éppen akkor kapjuk, ha a gömbszimmetria mellett még azt tételezzük fel, hogy az elektronok az atommag körül egyenletesen vannak elkenve.

Az atomtényezők nem minden atomra határozhatók meg kísérletileg. Mivel a számított és kísérleti adatok jó egyezésben vannak, azoknál az atomoknál, amelyeknél kísérleti adatok nincsenek, a számított értéket fogadhatjuk el. Az atomtényezőket — különböző atomokra és ionokra — táblázatokba állítva készen találjuk.



7. ábra. Néhány atom és ion atomtényezője

Az atomtényezőre befolyással van az atomok hőmozgása, amelyet a Debye-féle hőmérsékleti tényezővel lehet figyelembe venni. Erre azonban itt külön nem térünk ki.

Szemléltetésképpen néhány atom és ion atomtényezőjét adjuk a 7. ábrán, az atomtényező fenti kifejezésének megfelelően $\sin \vartheta / \lambda$ függvényében. Ezek a görbék is azt mutatják, hogy az atom szóróképesége legnagyobb a direkt irány közelében. A szórési szöggel előbb hirtelen csökken, majd ellaposodik. Azonkívül megállapítható, hogy a pozitív ion atomtényezője kisebb, a negatív pedig nagyobb, mint a semleges atomé. Ez onnan van, hogy az atomtényező az atom elektronjainak számával azonos értelemben változik.

Az atomtényezőnek a szórési szöggel való változása azt eredményezi, hogy a magasabbrendű interferenciák (nagyobb reflexiós szögek) felé a röntgenreflexiók erőssége folytonosan csökken és pedig az atomtényezőknek megfelelően. Ez a reflexiók erősségének normális esése.

A Bragg-egyenlet értelmében, amikor a kristályt a párhuzamos röntgennyalábban állandó tengely körül forgatjuk, akkor reflexiót szigorúan véve csak akkor kaphatunk, amikor valamelyik hálózati sík pontosan reflexiós helyzetben van. Ez érvényes is volna, ha a makroszkópikus kristályok deálisak lennének. Valójában a makroszkópikus

kristály ideális kristálymozaikokból épül fel, amelyek egymáshoz képest néhány ívpercnyire elvannak fordulva. Ennek következtében röntgeninterferenciát nemcsak szigorúan a Bragg-féle reflexiós szögénél kapunk, hanem egy akörüli $d\omega$ kúpszögön belül. A forgókristály fölvételeknél a kristályt mindig állandó szögsebességgel forgatjuk, hogy a különböző hálózati síkok azonos ideig legyenek reflexiós helyzetben és ezáltal a különböző rendű interferenciák intenzitásarányát helyesen kapjuk meg. A mozaikszerkezet következtében azonban állandó forgási szögsebesség mellett is különböző ideig vannak a különböző síkok reflexiós helyzetben, annak ellenére, hogy az interferencia kúpszög minden síkra kb. ugyanaz. A reflexiós időtartamnak a ϑ szöggel való összefüggése elég bonyolult, ellenben jól szemléltethető és matematikailag könnyen számítható, ha bevezetjük a reciprokrácsot. Erre itt nem térünk ki, hanem egyszerű utalással megadjuk, hogy a reflexiós időtartam mozaikkristály esetén

$$\frac{1}{\sin \vartheta \cdot \cos \vartheta} = \frac{2}{\sin 2\vartheta}$$

-val arányos. Ennek megfelelően változnak meg az intenzitások is a mozaikszerkezet következtében. Ez a kifejezés mint Lorentz-tényező ismeretes.

Az elektronok Thomson szórásából és atomtényezőből, a polarizációs és Lorentz tényező, azonkívül az anyag abszorpciójának figyelembevételével az egyszerű primitív rácsnál, amikor csak az elemi test sarokpontjain tételezzük fel atomokat, a röntgeninterferenciák erősségét a következő alakban fejezhetjük ki:

$$I = A_0 \cdot \frac{1 + \cos^2 2\vartheta}{\sin 2\vartheta} \cdot f^2 = A_0 \Theta \cdot f^2 \quad (5)$$

ahol A_0 a vizsgált anyagra jellemző állandó; benne szerepelnek a Thomson formula univerzális állandói, a használt röntgensugárzás hullámhossza, abszorpció együttható stb., Θ az összevont polarizációs és Lorentz-tényező, f pedig a kristályt alkotó atomfajta atomtényezője a kérdéses interferencia reflexiós szögénél.

Egyszerű primitív rács, amelynek csak a sarokpontjain vannak atomok, nem létezik. Minden kristály összetett rácsot képez, azaz egynemű vagy különböző fajta atomokból álló primitív rácsokból tevődik össze és ennek megfelelően összetett, ill. komplex rácsról beszélünk. A legáltalánosabb a komplex rács esete, amikor az elemi test sarokpontjain kívül a test belsejében is vannak atomok és pedig nemcsak egynemű, hanem különböző atomok.

Amikor a kristálynak valamelyik (hkl) hálózati síkja reflexiós helyzetben van, akkor az elemi test sarokpontjain elhelyezkedő atomokról a reflexiós irányban szórt koherens röntgensugárzás fáziskülönbsége a kezdőpontnak kiválasztott sarokpont atomjáról ugyanezen irányban szórt sugárzáshoz viszonyítva $2\pi \cdot n$, ahol n egész szám. Ez éppen az interferencia követelménye. Ellenben az elemi test belsejében elhelyezkedő i -ik atomról

a reflexió irányában szórt sugárzás fáziskülönbsége a kezdő pont atomjához viszonyítva a kezdőponttól való térbeli eltolásnak megfelelően már

$$\varphi = 2\pi (hx_i + ky_i + lz_i) \quad (6)$$

lesz, ahol (x_i, y_i, z_i) az elemi test i -ik atomjának koordinátáit jelentik az elemi test tengelyeire, mint egységvektorokra vonatkoztatva. Ennek következtében az elemi test különböző atomjairól a reflexió irányában szórt koherens sugárzáson egy újabb interferencia lép föl. Ezt az interferenciát egyszerűen úgy kaphatjuk meg, ha az elemi test különböző atomjairól a reflexió irányában szórt koherens sugárzás fényvektorait fölírjuk a kezdőpontra vonatkoztatott fázissal, amely az i -ik atomra

$$f_i \cdot e^{2\pi i (hx_i + ky_i + lz_i)} \quad (7)$$

és ezeket a fényvektorokat az elemi test összes atomjaira összegezzük. Így kapjuk a (hkl) rendű interferenciához tartozó strukturamplitudót

$$F = \sum_{i=1}^n f_i \cdot e^{2\pi i (hx_i + ky_i + lz_i)} \quad (8)$$

ahol n az elemi testben lévő különböző atomok számát jelenti. Ha a kristálynak szimmetriaközpontja van és ebbe tesszük az elemi test kezdőpontját, akkor a strukturamplitudó

$$F = 2 \sum_{i=1}^n f_i \cdot \cos 2\pi (hx_i + ky_i + lz_i) \quad (8a)$$

kifejezésre egyszerűsödik.

A strukturamplitudó kifejezésében az atomtényező szorzóját strukturfaktornak nevezzük. S ez szerint a strukturamplitudó az elemi test atomjaira vonatkozó atomtényezők és strukturfaktorok szorzatösszege. A strukturfaktor képviseli tehát a strukturamplitudónak a kristály belső szerkezetével való összefüggését. Egyetlen atom strukturfaktora mindig egynél kisebb vagy legfeljebb azzal egyenlő.

Összetett, ill. komplex rács esetén a röntgeninterferencia erőssége a strukturamplitudó négyzetével arányos, tehát az intenzitás formula.

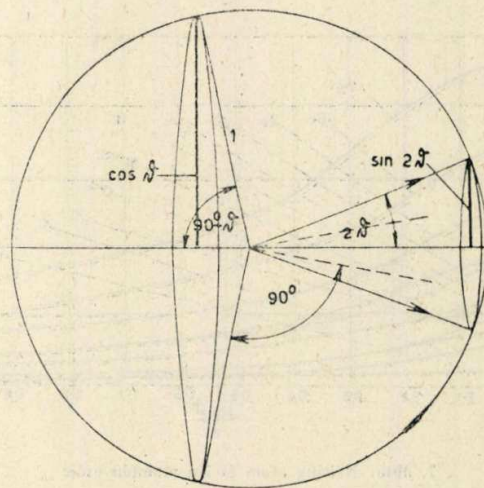
$$I = A_0 \cdot \Theta \cdot F^2 \quad (9)$$

lesz és az idealizált egyszerű rács intenzitásformulájától annyiban különbözik, hogy f^2 helyébe F^2 azaz a strukturamplitudó négyzete kerül. Ez az intenzitáskifejezés az egyes reflexiók erősségét adja meg, amelyeket az egy-kristály diffrakciós fölvételénél kapunk.

A Debye—Scherrer-féle porfölvételnél a nagy számban levő kristályszemcsék statisztikus rendezetlenségben vannak. Ennek következtében — mint később látni fogjuk — a különböző szemcsék azonos (hkl) rendű reflexiói a direkt röntgenirány körüli 2ϑ nyílású kúpfelületen vannak. Ezen kúpfelületnek a fotografiai filmmel való metszése mentén ú. n. interferenciagyűrűket kapunk. Ebben az esetben az azonos ϑ szöghöz tartozó különböző (hkl) síkok interferenciái, mint interferenciagyűrűk nem választhatók szét, hanem mint

egyetlen gyűrű jelentkeznek. Így az eredő gyűrű intenzitása annyiszor lesz nagyobb, amennyi az azonos identitástávolságú síkok száma. Pl. a köbös kristálynál 6 db (100), 8 db (111), 12 db (110), 24 db (120), 48 db (123) stb. lap van, amelyek mind azonos valószínűséggel reflektálnak. Így tehát minden interferenciagyűrű erőssége a reflektáló síkok számossága arányában nagyobb, mint egyetlen reflexióé.

A porfölvételnél a röntgeninterferenciák erősségét még geometriai tényezők is befolyásolják. Mint mondtuk, a kristályszemcsék azonos rendű interferenciái egy a direkt röntgenirány körüli 2ϑ nyílású kúpfelületen vannak. Ugyanakkor a reflektáló normálisok ugyancsak a direkt röntgenirány körüli $90^\circ - \vartheta$ nyílású kúpfelületet borítanak be. Az összetartozó kétfajta kúpot a 8. ábrán



8. ábra. A Debye—Scherrer-féle porfölvételek interferenciáinak erősségéhez tartozó geometriai tényező levezetése

láthatjuk. Könnyen belátható, hogy a reflexiókúpon elhelyezkedő interferenciák eredő erőssége annál nagyobb, minél nagyobb a reflektáló szemcsék viszonylagos száma, és azok azonos interferenciái, minél kisebb nyílásszögű kúpon helyezkednek el.

A síknormálisok egyenletes eloszlását feltételezve, az imént mondtak azt jelentik, hogy az interferenciák erőssége egyenesen arányos az egységnyi alkotójú síknormális kúp körmetszetének sugarával, azaz $\cos \vartheta$ -val és fordítva arányos az egységnyi alkotójú reflexiók kúp körmetszetének sugarával, azaz $\sin 2\vartheta$ -val.

A reflexiók síkok számosságát és a most tárgyalt geometriai tényezőket is figyelembe véve, a porfölvételénél az interferencia-gyűrűk erőssége

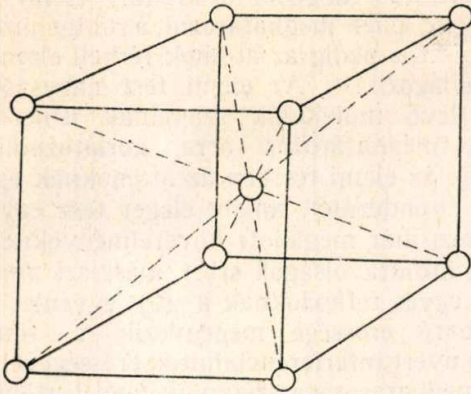
$$I = A_0 \Theta \frac{\nu}{\sin \vartheta} F^2 \quad (9a)$$

ahol ν a hálózati síkok számosságát jelenti.

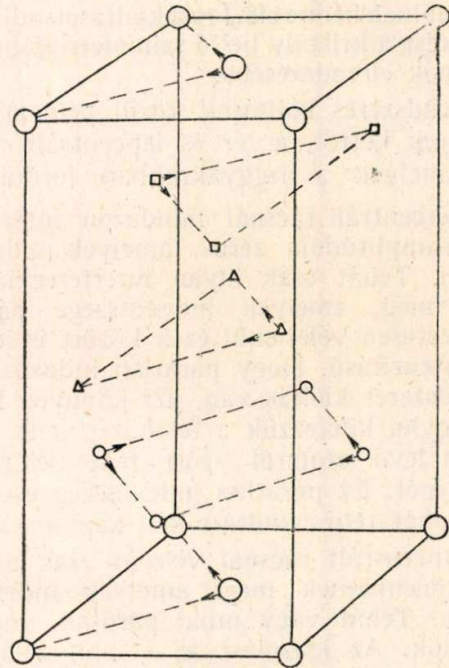
A strukturamplitudó a (8) egyenlet szerint tartalmazza az elemi test atomjainak egyrészt az atomtényezőit másrészt a koordinátáit. Ennek következtében a röntgeninterferenciák erőssége az előzőekben már összefoglalt tényezőkön kívül még

függ attól is, hogy milyen különböző atomok vannak az elemi testben és mi ezeknek a térbeli elrendezése.

A röntgeninterferenciák intenzitás kifejezéséből megállapíthatjuk, hogy növekvő ϑ reflexiós szöggel az interferenciák erőssége f^2 -nek megfelelően csökken. Ez az u. n. normális intenzitás-esés és az

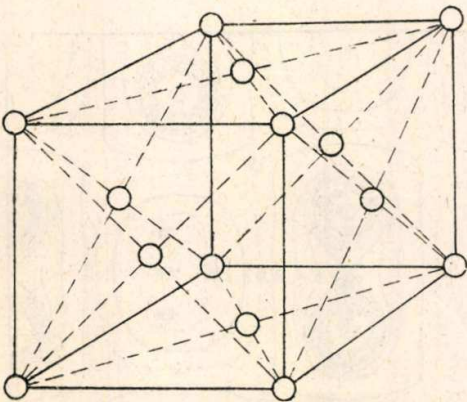


9/a ábra. Tércentrált rács elemi cellája (Wolfram)



9/c ábra. Báziscentrált rács elemi cellája (Jód)

interferenciák olyan csoportján belül érvényes, amelyekhez ugyanazok a strukturfaktorok tartoznak. Az esetek legnagyobb számában azonban a különböző interferenciákhoz más-más struktur-



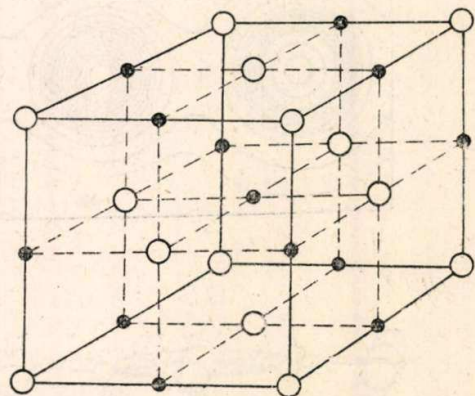
9/b ábra. Lapcentrált rács elemi cellája (Réz)

faktorok tartoznak, amelyek a strukturamplitudókat különböző mértékben gyengítik és ennek következtében a strukturamplitudók, ill. az interferenciák erősségének sorrendje a reflexiós szögek nagysági sorrendjétől eltér és teljes szabálytalanságot mutat.

A primitív rács szimmetriája változatlan marad, ha az elemi cella sarokpontjain levő atomfajta a cella lapközepein vagy testközepén is elhelyezzük. Ilyen esetben centrált rácsot kapunk. A hét kristályrendszeren belül az összes lehetséges centrált rácsokat a 14 Bravais-rács foglalja magában. A centrálásnak 3 típusát ismerjük: a) tércentrált rács, amikor a cella csúcsain kívül a testközepén van még ugyanaz az atom (9/a ábra). Így kristályosodik pl. a wolfram; b) lapcentrált rács, amelynél a csúcsokon kívül a lapközepek vannak ugyanazon atommal betöltve (9/b ábra). Ilyen pl. a réz kris-

tályrácsa; c) báziscentrált rács, amikor a sarokpontokon kívül egyik véglapközepén van még ugyanaz az atom (9/c ábra), a jód összetett kristályrácsa. A centrálás nemcsak összetett, hanem komplex rácsnál is előfordul. Így pl. lapcentrált rácsban kristályosodik a NaCl, amelynek elemi teste a 9/d ábrán látható. Ennek rácsa két egymásba tolt lapcentrált rács, amelyek közül egyik Na^+ , a másik Cl^- ionokból áll. A két rács egymáshoz képest fél élhosszúsággal van eltolva.

A centrált rácsok a röntgeninterferenciákban mindig szisztematikus kioltásokat okoznak. Ugyanis a centrálás következtében bizonyos típusú interferenciák strukturamplitudója mindig zérus és emiatt ezen interferenciák egyáltalán nem jelennek meg. Hasonlóan szisztematikus kioltásokat okoz-



9/d ábra. Komplex lapcentrált rács elemi cellája (NaCl)

nak a translációs szimmetriaelemek, tehát csúszósíkok és csavartengelyek. Mind a különböző centrálásoknak, mind pedig a translációs szimmetriáknak sajátos kioltásuk van, amelyekből visszafelé következtetni lehet arra, hogy milyen centrálása van a rácsnak és milyen translációs szimmet-

riák fordulnak benne elő. Így a kioltások adják az első betekintést a kristály belső szimmetriájába és ezzel az atomok elrendezésébe.

A rendszeres kioltások közül példaképpen kiválasztunk kettőt, a tér és lapcentrált rács kioltását, amelyek a leggyakrabban fordulnak elő.

A tércentrált rácsnál mindazon interferenciák strukturamplitúdója zérus, amelyek indexösszege páratlan. Tehát csak olyan interferenciák jelenhetnek meg, amelyek indexösszege párosszám. Természetesen véletlenül ezek között is lehet még nulla intenzitású. Hogy páratlan indexösszeg esetén rendszeres kioltás van, azt könnyen beláthatjuk, hogyha kifejezzük a testközépen és a kezdőpontban levő atomról szórt fényvektorok fáziskülönbségét. Ez páratlan indexösszeg esetén mindig π , tehát teljes kioltást kell kapnunk.

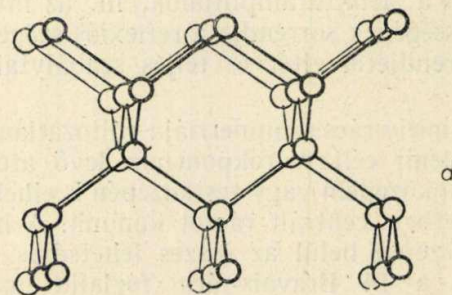
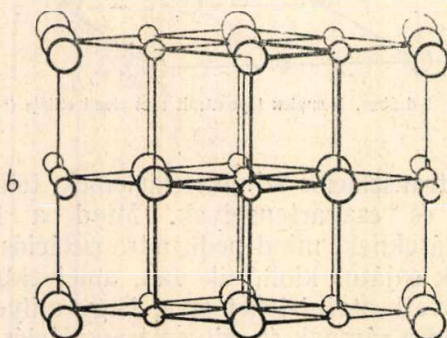
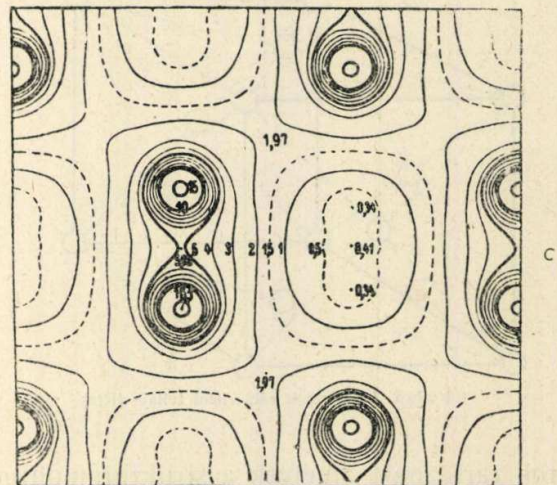
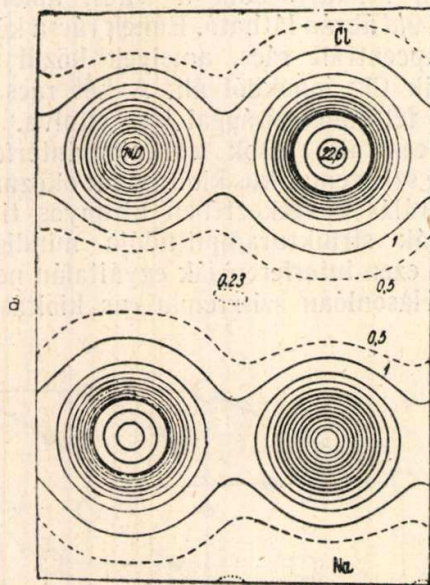
A lapcentrált rácsnál viszont csak olyan reflexiók jelenhetnek meg, amelyek indexei nem keverték. Tehát vagy mind párosak, vagy mind páratlanok. Az igazolást az előbbihez hasonlóan itt is könnyen elvégezhetjük.

A pontszimmetriák rendszeres kioltással nem járnak. Ezek meghatározására vagy a kristálytani méréseket, vagy a Laue-féle röntgenfelvételeket használhatjuk föl. A Laue-fölvétel a szimmetriasík és szimmetriatengely mindig fölismerhető. Szimmetriaközpontra vonatkozólag a Laue-fölvé-

telek nem nyújtanak felvilágosítást, mivel a fölvétel a szimmetriaközpont akkor is megjelenik, ha a kristálynak nincs is. Így azokat a szimmetriakombinációkat, amelyek csak szimmetriaközpontban különböznek egymástól, Laue-fölvétel alapján nem tudjuk megkülönböztetni.

A kristály szerkezetének meghatározása. Az eddigiekből megállapítható, hogy a röntgeninterferenciák reflexiós szögéből a kristály elemi testének nagyságát lehet meghatározni, a röntgeninterferenciák erőssége pedig az atomok térbeli elrendezésére ad felvilágosítást. Az elemi test nagyságának és benne levő molekulák számának ismeretével a szerkezetmeghatározás arra korlátozódik, hogy keressük az elemi testben az atomoknak egy olyan térbeli elrendezését, amely eleget tesz egyrészt az előzőekben már megadott követelményeknek (szimmetria, atomtávolságok stb.), másrészt amely mellett az egyes reflexióknak a (9) egyenlet alapján számítható erőssége megegyezik a röntgenfölvételen nyert interferenciafoltok erősségével. A szerkezet meghatározása szempontjából legtöbbször az is elegendő, ha a mért és számított intenzitások sorrendje egyezik meg.

Gyakorlatilag úgy járunk el, hogy próbálgatással, egymásután a legvalószínűbb atomelrendezések mellett, összehasonlítjuk a röntgeninterferenciák mért és számított erősségét. S ezt addig folytatjuk, amíg kielégítő egyezést nem kapunk.



10. ábra. a) Az elektronsűrűségeloszlás NaCl-ban az (110) lapra merőleges vetületben
 b) A NaCl rácsa az (110) lapra merőleges vetületben
 c) A gyémánt elektronsűrűségeloszlása az (110) lapra merőleges vetületben
 d) A gyémántrácsnak az (110) lapra merőleges vetülete

Az atomok paramétereinek meghatározására ennél sokkal elegánsabb eljárás a Fourier-analízis.

Az atomok milyensége és azok térbeli elhelyezkedése az elemi test belsejében meghatározott elektronsűrűségelosztást eredményez. Ez az elektronsűrűség függvényanalitikailag háromszoros Fourier-sorba fejthető, amely egyszerű esetben, amikor a kristálynak szimmetriaközpontja van, ilyen alakban írható:

$$\rho(xyz) = \frac{1}{V} \sum_h \sum_k \sum_l F(hkl) \cdot \cos 2\pi(hx + ky + lz) \quad (10)$$

ahol V = az elemi test térfogata, (xyz) egy tetszőleges pontjának koordinátái, $F(hkl)$ Fourier-együtthatóról pedig kimutatható, hogy a (hkl) interferenciához tartozó strukturamplitudóval azonos. Ha az összegezést az elemi test minden egyes pontjára, vagy legalább is elég sűrűn kiválasztott pontokra elvégezzük, akkor az elemi test egész térfogatára megkapjuk az elektronok sűrűségeloszlását.

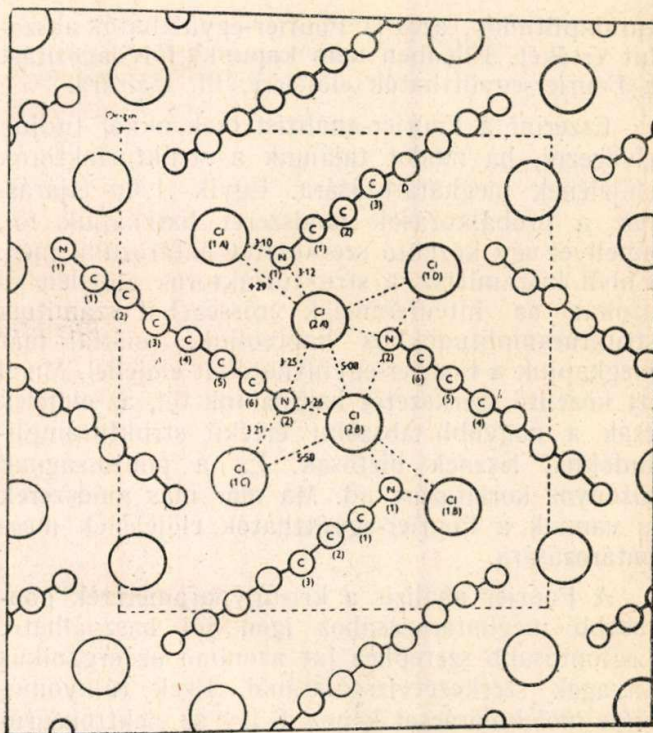
Az atomok helyén az elektronsűrűség maximumot mutat. Ezen az alapon ki lehet jelölni az atomok helyét az elemi testben.

Sokkal egyszerűbb, ha az elektronsűrűségeloszlásnak az elemi test egyik lapjára, ill. metszétére eső vetületét határozzuk meg. E célból azt a metszetet választjuk, amelyben az atomok vetületének legegyszerűbb elrendezését várhatjuk. Pl. a (001) síkra való vetület esetén, ha a kristálynak szimmetria központja van

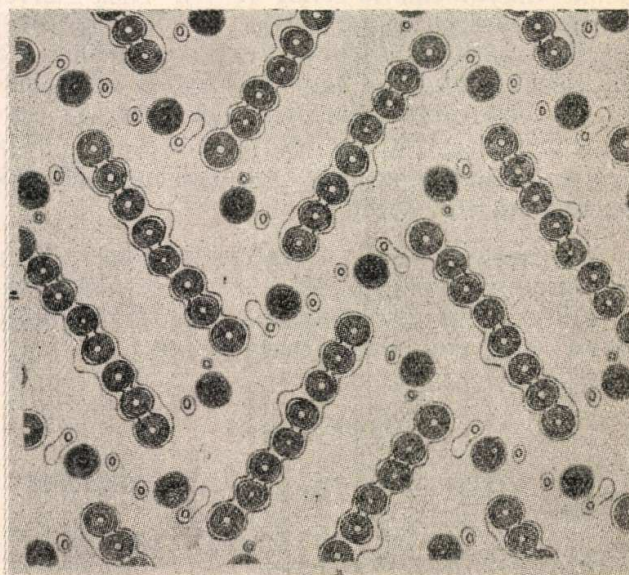
$$\sigma(xy) = \frac{1}{A} \sum_h \sum_k F(hk0) \cdot \cos 2\pi(hx + ky) \quad (11)$$

ahol A a kiválasztott metszet területe. Ilyenkor az (xy) síkot osztjuk be elég sűrű hálózatra és ezen osztáspontokban számítjuk ki az elektronsűrűség vetületét. Ha az egyenlő sűrűségű helyeket folytonos vonallal kötjük össze, akkor az elektron sűrűség eloszlására egy igen áttekinthető képet kaphatunk, amint azt a 10. ábrán láthatjuk. Az atomok középpontjai a maximumok helyén vannak. Ha olyan maximumok körül, amelyeknél atomok nincsenek fedésben, elvégezzük az elektronsűrűség összegezését egészen kis sűrűségű helyekig, akkor a kapott számérték az illető atom elektronjainak számát adja. Ezen az alapon azt is meg tudjuk mutatni, hogy az illető helyen milyen atom van jelen, azonkívül az atomos vagy iónos állapotban van-e. Ehhez természetesen az szükséges, hogy a számításokhoz felhasznált $F(hk0)$ strukturamplitudókat elég nagy pontossággal ismerjük és mindazon interferenciák F értékét felhasználjuk, amelyek intenzitása nem elhanyagolhatóan kicsiny.

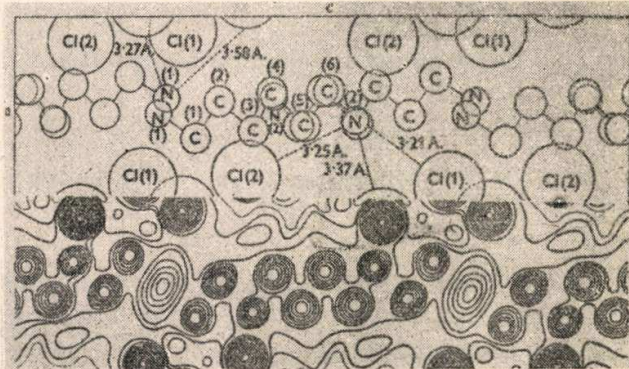
A röntgeninterferenciák erőssége, mint láttuk, arányos F^2 -el. Tehát a röntgeninterferenciák erősségének mérése alapján (az abszolút intenzitások méréseire itt nem térünk ki) kiszámíthatjuk a struk-



a



b



c

11. ábra. Hexamethylendiamin dihydrochlorid $\text{NH}_2(\text{CH}_2)_6\text{NH}_2 \cdot 2 \text{HCl}$ elektronsűrűségeloszlása és molekula elrendeződése
a), b) (100) tengellyel párhuzamos vetületben
c) (010) tengellyel párhuzamos vetületben

turamplitudók, azaz a Fourier-együtthatók abszolút értékét. Ellenben nem kapunk fölvilágosítást a Fourier-együtthatók előjelére, ill. fázisára.

Eszerint a Fourier-analizist csak akkor tudjuk elvégezni, ha módot találunk a strukturfaktorok előjelének meghatározására. Egyik ilyen eljárás-hoz a próbálkozások módszerét használjuk föl, amellyel egy közelítő szerkezetet határozunk meg. Ebből kiszámítjuk a strukturfaktorok előjeleit és azokat az intenzitások erősségéből számított strukturamplitudókhoz kapcsoljuk, miáltal már megkapjuk a Fourier-együtthatókat előjellel. Mivel itt közelítő szerkezetet használunk föl, az előjelek csak a nagyobb abszolút értékű strukturamplitudóknál lesznek biztosak. Ez a pontosságnak bizonyos korlátozást ad. Ma már más módszerek is vannak a Fourier-együtthatók előjelének meghatározására.

A Fourier analízis a kristályparaméterek pontosabb meghatározásához igen jól használható. Legfontosabb szerephez jut azonban az organikus anyagok szerkezetvizsgálatánál. Ezek túlnyomórésze molekulárcsot képez. S így az elektronsűrűség eloszlás megfelelő vetületben a molekula alakját is megadja. A 11. ábrán a hexamethylen-diamin dihydrochlorid $\text{NH}_2(\text{CH}_2)_6\text{NH}_2 \cdot 2\text{HCl}$ elektronsűrűségeloszlását látjuk az (100) és (010) tengellyel párhuzamos vetületekben és mellette a molekulaelrendeződést ugyanazokban a vetületekben. Az elektronsűrűségeloszlásnak ezen két egymásra merőleges vetülete igen szemléletesen állítja elénk a molekula alakját és a szomszédos molekulák viszonylagos elrendeződését.

A kristályszerkezet előzetes ismerete, ill. a strukturamplitudók előjelének ismerete nélkül végezhető el a Patterson-analízis. Ezzel a következő $\varphi(uvw)$ függvényt határozhatjuk meg:

$$\begin{aligned} \varphi(uvw) &= \\ &= \frac{1}{V} \int \int \int \rho(xyz) \cdot \rho'(x+u, y+v, z+w) dx dy dz = \\ &= \frac{1}{V^2} \sum_h \sum_k \sum_l F^2(hkl) e^{2\pi i(hu + kv + lw)} \quad (12) \end{aligned}$$

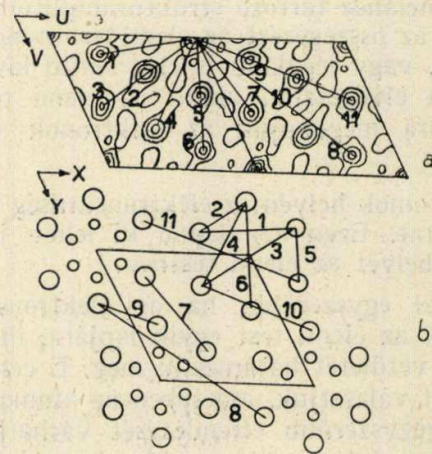
vagy ha a kristálynak szimmetriaközpontja van

$$\begin{aligned} \varphi(uvw) &= \\ &= \frac{2}{V^2} \sum_h \sum_k \sum_l F^2(hkl) \cos 2\pi(hu + kv + lw) \quad (12a) \end{aligned}$$

Ez a függvény az egész cellatér fogatra azon pontpárok elektronsűrűségének közepes szorzatösszegét adja, amelyek egymástól ugyanazon $\sqrt{u^2+v^2+w^2}$ távolságban vannak. Ez a függvény mindazon esetben maximumot mutat, amikor (uvw) olyan rádiuszvektor végpontjának koordinátáival azonos, amely irány és nagyság szerint az elektronsűrűségeloszlás két maximumának távolságával egyenlő.

Ez másképpen kifejezve azt jelenti, hogy a $\varphi(uvw)$ függvény maximumaihoz tartozó (uvw) számhármások olyan rádiuszvektorok végpontjait jelölik ki, amelyek irány és nagyság szerint az elemi test két-két atomjának távolságát adják.

Eszerint a Patterson-analízissel atomtávolságokat lehet meghatározni, ha a $\varphi(uvw)$ függvény maximumainak (uvw) számhármását meghatározzuk. Ez ugyan csak annyit mond, hogy milyen irányú és nagyságú atomtávolságok vannak az elemi testben, anélkül, hogy azok helyére bármi felvilágosítást is tudna adni, mégis szerkezetmeghatározás szempontjából néha igen jól használható. A C_6Cl_6 kétdimenziós Patterson diagramm-ját láthatjuk a 12/a ábrán. A maximumok helyét a nivóvonalak sorozata jelöli meg. Az egyes maximumok



12. ábra. a) C_6Cl_6 kétdimenziós Patterson elemzésének ábrázolása az (u,v) koordinátarendszerben. A számozott egyenesek a fontosabb maximumok rádiuszvektorait jelölik ki
b) A Patterson-diagrammban kijelölt rádiuszvektoroknak megfelelő atomtávolságok a szerkezet megfelelő vetületében

mokhoz tartozó és a kezdőpontból kiinduló rádiuszvektorok sorszámmal vannak ellátva. Az ezeknek megfelelő atomtávolságok helyét a szerkezet vetületében a 12/b ábrán lehet látni.

A szerkezeti kutatások során kiderült, hogy az atomok egy minimális távolságon túl nem közelítik meg egymást. A Fourier-analízisből pedig megállapítható, hogy atomok elektroneloszlása gömbalakú. Ezekből a kísérleti adatokból következik, hogy az atomokat határozott nagyságú gömbökkel helyettesíthetjük. Ezek sugarai a különböző szerkezetek (főként paramétermentes szerkezetek) ismert minimális atomtávolságaiból határozhatók meg. Goldschmidt és munkatársai végeztek atom, ill. iónrádiusz meghatározásokat az AB és AB_2 típusú ionvegyületek atomtávolságaiból és csaknem az összes iónsugarakat meg tudták határozni.

Ezek az iónrádiuszok természetesen nem szigorúan lezárt értékek, hanem változnak, pl. a hőmérséklettel és a koordinációs számmal (a közvetlen szomszédok száma). Ez utóbbit az iónnak a környező iónok befolyásától is függő polarizálhatósága és az iónsugarak aránya határozza meg. Minél kisebb

a koordinációs szám, annál kisebb az ionsugár és viszont. Tehát ugyanazon ion sugara is változik aszerint, hogy milyen koordinációba kerül.

Az ionsugár ugyanannál az atomnál változik az elektronok számával. A negatív ionok sugara nagyobb, a pozitívaké pedig kisebb, mint a semleges atomoké.

Az atomoknak és ionoknak lezárt sugarú gömbökkel való helyettesítése csak olyan értelemben jogosult, hogy rögzítsük a távolságokat, amelyekben az atomok és ionok egymást megközelíthetik. Ez így is igen nagy segítséget jelent a szerkezeti kutatásoknál. Lehetővé teszi az atomok egymáshoz és a szimmetriaelemekhez való viszonylagos elhelyezését és ezzel geometriailag lehetséges szerkezeti modellek összeállítását.

IRODALOM

- Astbury*: Fundamentals of Fibre Structure; Oxford University Press 1933.
Barrett: Structure of Metals; Mc Graw-Hill Book Co, London, 1943.
Bijvoet-Kolkmeijer-Mc Gillavry: Röntgenanalyse von Krystallen; Springer, Berlin, 1940.
Booth: Fourier Analysis; Cambridge University Press, 1948.
Bouman: Selected Topics in X-Ray Crystallography; North-Holland Publishing Co, Amsterdam, 1951.
W. L. Bragg: The Crystalline State; Vol I. Bell and Sons Ltd, 1933.
Brandenberger: Röntgenographisch Analytische Chemie; Birkhäuser, Basel, 1945.
Brasseur: Les Rayons X et leurs Applications; Desoer, Liège, 1945.
M. I. Buerger: X-Ray Crystallography; John Wiley & Sons, New-York, 1942.
Bunn: Chemical Crystallography; Clarendon Press, Oxford, 1945.
Burgers: Rekristallisation verformter Zustand und Erholung; Akad. Verlags, Becker und Erler, Leipzig, 1941.
Clark: Applied X-Rays; Mc Graw-Hill Book Co., London, 1940.
Compton—Allison: X-Rays in Theory and Experiment; Van Nostrand Co. New-York, 1935. 2. Ed.
I. G. Demjanyikov: Kvantitatív röntgenszínképelemzés különleges spektrográfon. Izvesztija A. N. SSSR. Ser. Fiz. Moszkva 3—4, 239, 1951.

- V. V. Dmohovszkij*: Az ipari röntgenberendezések racionális felépítésének elvei. Izvesztija A. N. SSSR. Ser. Fiz. Moszkva, 3—4, 265, 1951.
Evans: Crystal Chemistry; Cambridge University Press, 1946.
Ewald: Kristallen und Röntgenstrahlen;
Glocker: Materialprüfung mit Röntgenstrahlen; Springer, Berlin, 1949, 3. Aufl.
Halla—Mark: Röntgenographische Untersuchung von Kristallen; Ambrosius Barth, Leipzig, 1937.
Henry—Lipson—Wooster: The Interpretation of X-Ray Diffraction Photographs; Mc Millen and Co, London, 1951.
 Internationale Tabellen zur Bestimmung von Krystalstrukturen Bd I—II; Bornträger, Berlin, 1935.
James: The Crystalline State Vol. II.; Bell and Sons Ltd, London, 1948.
A. I. Katigorodszkij: A kristályok szerkezetének vizsgálata röntgenanalízissel. Izvesztija: A. N. SSSR. Ser. Fiz. Moszkva, 3—4, 157, 1951.
M. v. Laue: Röntgenstrahlinterferenzen; Akad. Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1948.
Lonsdale: Crystals and X-Rays; Van Nostrand Co. New-York, 1949.
Náray—Szabó: Kristálykémia; Egyetemi nyomda, Budapest, 1944.
Niggli: Grundlagen der Stereochemie; Birkhäuser, Basel, 1945.
Niggli: Geometrische Krystallographie des Diskontinuums; Leipzig, 1919.
Pauling: The Nature of the Chemical Bond; Cornell University Press, 1945.
Phillips: An Introduction to Crystallography; Longmans, Green & Co, London, 1946.
Regler: Grundzüge der Röntgenphysik; Urban und Schwarzenberg, Wien, 1937.
Spiegel—Adolf and Henny: X-Ray Diffraction Studies in Biology and Medicine; Grune and Stratton, New-York, 1947.
 Strukturbericht I—VII; Akad. Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1913—39.
Taylor: An Introduction to X-Ray Metallography; Chapman and Hall Ltd. London, 1945.
Wells: Structural Inorganic Chemistry; Oxford University Press, 2. Ed. 1950.
Wassermann: Texturen metallischer Werkstoffe; Springer, Berlin, 1939.
Wrinch: Fourier Transforms and Structure Factors; American Society for X-Ray and Electron Diffraction, 1946.
Wyckoff: Crystal Structures; Interscience Publishers Inc., New-York, London, 1948.
Zachariasen: Theory of X-Ray Diffraction in Crystals; John Wiley and Sons New-York, Chapman and Hall Ltd, London, 1946.

Könyvszemle

Sz. A. Drobotov: **Rádió-adóberendezések**

C. A. Дробов: Радиопере дающие устройства. (Военное Издательство Военного Министерства Союза СССР, Москва 1951).

Második, javított és bővített kiadás

A több mint 1000 oldalas mű 18 fejezetben a korszerű adástechnikának részletes és kitűnő tankönyve. Az egyes fejezetekben a következő kérdéseket tárgyalja: rádió-adóberendezések általános kérdései, csöves generátorok elméleti alapjai, független gerjesztésű csőgenerátorok elmélete és méretezése, független gerjesztésű csőgenerátorok kapcsolási rendszerei, frekvenciasokszorozás, az öngerjesztés elmélete, a frekvenciastabilitás elmélete, öngerjesztésű csőgenerátorok kapcsolási módjai, kvarcgenerátor, a moduláció általános elmélete, amplitúdómoduláció, frekvencia-

moduláció, impulzusmoduláció, hosszú- és rövidhullámú adók, az ultrarövidhullámú generátorok általános sajátosságai, méteres hullámok rezgéskeltői, deciméteres hullámok rezgéskeltői, magnetron-generátorok.

A mű — amellet, hogy a rendkívül gazdag szovjet irodalom egész kincsestárából merít — a szerző számos önálló tudományos eredményét tartalmazza. A hatalmas anyag elsajátítását a kidolgozott méretezési mintapéldák egész sora, valamint az egyes fejezetek végén közölt méretezési képletgyűjtemények könnyítik meg. A mű végén számos táblázat található, melyek a méretezés megkönnyítését szolgálják, és egy igen részletes irodalmi felsorolás. Mindezek együttevén igen emelik a könyv értékét és használhatóságát. E munkát az adástechnikában magukat specializálni kívánó szakembereinknek a legmelegebben ajánljuk.

Ragály Miklós

A közvetlensugárzó dinamikus hangszóró hatásfoka

BARÁT ZOLTÁN

Műszaki Egyetem, Vezetéknélküli Híradástechnika Tanszék, vezetője Dr. Barta István

A »dinamikus« elektromechanikai átalakítási elvet hangszóróknál mintegy három évtizede alkalmazták. Megjelenése után gyorsan kiszorította a többi rendszert, s azóta felépítése lényegileg alig változott. Hogy hatásfoka a tizedszázalékok nagyságrendjéből néhány százalékra emelkedett, az elsősorban az anyagok, különösképpen a mágnesanyagok fejlődésének tulajdonítható. A hang zóró hatásfokáról számos közlemény jelent meg. Az alábbi számítások első részében egy lehetőleg általános évényű összefüggést vezetünk le a dinamikus hangszóró hatásfokára. Ebből kiindulva összefoglaljuk az ismert legfontosabb méretezési elveket.

A második rész célja az alkatrészméretek helyes arányának meghatározása. Ezzel támpontot kívánunk adni a méretezésnek lehető jó hatásfok elérésére.

A hatásfok kérdése nem választható el az átviteli sáv szélességtől, mert minél szélesebb sávban változatlan, s minél jobb hatásfokot kívánunk elérni. Így azonban a kérdés túlzottan bonyolult, s számítással követése csaknem lehetetlen. Ezért általában hatásfokot a »dugattyútartomány«-ban számítanak, s ezt általános érvényűnek fogadják el. A hangszóró dugattyútartománya az a frekvenciasáv, amelyen belül a membrán teljes felülete még gyakorlatilag azonos fázisban mozog. Helyesen méretezett membránnál ez csak egy felső frekvenciahatárt szab meg, mely általában 600—1000 Hz körül van. Mivel a műsor teljesítményének döntő része a 200—800 Hz-es frekvenciatartományra jut [1], valóban a hangszórók »hangosságát« jól jellemzi a dugattyútartományban elért hatásfok, míg az ezeknél mélyebb és magasabb hangok átvitele inkább a hang minőségére jellemző.

Számításaink első részének érvényessége a dugattyútartományra terjed ki és a következőket feltételezi: 1. A felfüggesztés rugalmas visszatérítő ereje lineárisan nő a nyugalmi helyzettől való távolodással. 2. A ható erő arányos az árammal (a mágnes tér homogén).

A *hajtóponti mechanikai impedancia*. A hatásfok számításához határozzuk meg azt a mechanikai impedanciát, amelyre a meghajtó erőnek dolgoznia kell. Ehhez helyezzük gondolatban légüres térbe a hangszórót. Így egyszerű mechanikai lengőrendszerrel van dolgunk, melynek m_m tömege összeadódik a membrán, cséve és pille tömegéből, c rugóállandója a felfüggesztések rugalmasságából, és r_v veszteségi (mechanikai) ellenállása a belső anyagsúrlódásokból. A mechanikai impedancia az erő és a sebesség viszonya:

$$z_m = r_v + j \left(\omega m_m - \frac{1}{\omega c} \right) \quad (1)$$

Most hangszórónkat visszahelyezve a légtérbe, a

z_m impedancián kívül a légtérhelésből eredő z_s impedancia is észlelhető lesz a lengőcsévénél. A z_s végtelen merev hangfalra pontosan számítható és ismeretes, hogy pozitív reaktanciát tartalmaz (pl. [5]):

$$z_s = r_s + j \omega m_s \quad (2)$$

Az észlelhető eredő mechanikai impedancia:

$$z = z_m + z_s = r_v + r_s + j \left[\omega (m_m + m_s) - \frac{1}{\omega c} \right] \quad (3)$$

Az r_s mechanikai ellenálláson »elvesző« teljesítmény nyilván az elsugárzott hangteljesítmény. Az m_s láthatóan olyan hatású, mintha a membrán tömege megnövekedett volna, ezért sokszor »együttrezgő levegő tömege«-nek szokták nevezni. (Mivel a (3) egyenletünkben szereplő r_s és m_s akusztikus eredetűek, nem feltétlenül frekvenciafüggetlenek. Ez esetünkben is így van, tehát $r_s = r_s(\omega)$; $m_s = m_s(\omega)$, amire még visszatérünk.)

Elektromos impedancia, hatásfok. Vizsgáljuk meg, hogy egy elektromechanikus átalakítónál a mechanikai impedancia mekkora Z elektromos impedanciát okoz az elektromos kapcsolatokon. Ha egy szokásos hangszórónál B indukciójú mágnes térben l hosszúságú vezetőkön I áram folyik, a lengőcsévére ható erő:

$$F = BlI \quad (4)$$

Ha a cséve v sebességgel mozog, akkor a vezetőkben

$$U = Blv \quad (5)$$

feszültség indukálódik. Tehát a mechanikai terhelésből származó elektromos impedancia:

$$Z = \frac{U}{I} = \frac{Blv}{F} = \frac{(Bl)^2}{F} = \frac{(Bl)^2}{v} \quad (6)$$

Tehát a mechanikai impedancia reciproka Bl át-tételű ideális transzformációval elektromos impedanciaként jelentkezik a cséve kapcsain.

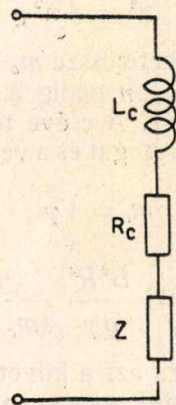
A hangszóró összipedanciája az R_c cséveellenállás, L_c induktivitás és a Z elektromechanikus impedancia összege (1. ábra). A Z helyett célszerűbb annak reciprokával számolni:

$$\frac{1}{Z} = \frac{r_v + r_m + j \left(\omega m_o - \frac{1}{\omega c} \right)}{(Bl)^2} \quad (7)$$

ahol $m_o = m_m + m_s$. Ezen eredő vezetést célszerűen két komponens összegeként kezeljük:

$$G_s = \frac{r_s}{(Bl)^2}, \quad Y = \frac{r_m}{(Bl)^2} + j \frac{\omega m_o - \frac{1}{\omega c}}{(Bl)^2} = G_m + j B_m \quad (8)$$

Ilyen módon különválasztottuk a hangszóró elektromos impedanciájából azt az elemet, mely a számunkra hasznos hangteljesítményt szállítja (G_s ; 1., 2. ábra).



1. ábra.

A hangszóró teljes impedanciája a 2. ábra szerint:

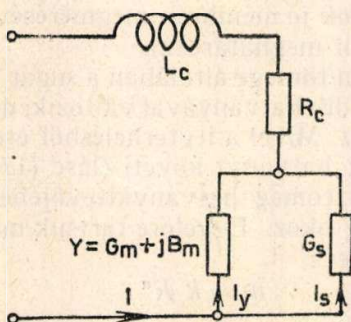
$$Z_t = R_c + j\omega L_c + \frac{1}{G_s + G_m + jB_m} = \frac{1 + R_c(G_s + G_m) + jB_m R_c}{G_s + G_m + jB_m} + j\omega L_c \quad (9)$$

Ennek valós része:

$$R_t = \frac{R_c(G_s + G_m)^2 + G_s + G_m + B_m^2 R_c}{(G_s + G_m)^2 + B_m^2} \quad (10)$$

Továbbá a 2. ábra szerint:

$$\frac{I}{G_s + G_m + jB_m} = \frac{I_s}{G_s}; |I_s|^2 = \frac{|I|^2 G_s^2}{(G_s + G_m)^2 + B_m^2} \quad (11)$$



2. ábra.

A hangszóróba beadunk $|I|^2 R_t$ elektromos teljesítményt és ebből hanggá lesz $\frac{|I_s|^2}{G_s}$. A kettő viszonya a hatásfok:

$$\eta = \frac{|I_s|^2}{G_s |I|^2 R_t} = \frac{G_s}{R_c (G_s + G_m)^2 + G_s + G_m + B_m^2 R_c} \quad (12)$$

$$\eta = \frac{G_s}{R_c [(G_s + G_m)^2 + B_m^2] + G_s + G_m} \quad (13)$$

Ha most bevezetjük a (8) egyenlet jelöléseit és $\omega m_0 - \frac{1}{\omega c} = x$, tehát $B_m = \frac{x}{(Bl)^2}$; akkor:

$$\frac{1}{\eta} = \frac{R_c [(r_s + r_v)^2 + x^2]}{(Bl)^2 r_s} + \frac{r_s + r_v}{r_s} \quad (14)$$

Mivel $R_c = \rho \frac{l}{A}$; ahol ρ a fajlagos ellenállás, A a vezető keresztmetszete és V a vezető köbtartalma:

$$\frac{1}{\eta} = \frac{\rho}{B^2 V} \left[r_s + 2r_v + \frac{r_v^2}{r_s} + \frac{x^2}{r_s} \right] + \frac{r_v}{r_s} + 1 \quad (15)$$

Fenti egyenletünk a hatásfok reciprokát tartalmazza, tehát az esetleges javításkor mindig a tagok legnagyobbikának csökkentésére kell törekedni. A szokásos hangszóróknál a rezonanciafrekvencia feletti tartományban a két utolsó (zárójelen kívüli) tag elhanyagolható és ezzel a közelítéssel egyenletünk szerint a hangszóró hatásfoka arányos az indukció négyzetével, a mágnes térben lévő vezető térfogatával és a vezető fajlagos ellenállásának reciprokával [2]. A térfogattal kapcsolatos megállapításunk azonban csak akkor érvényes, ha a cséve tömege elhanyagolható hányada az összes lengőtömegeknek, mert egyébként a V változtatása a zárójel utolsó tagjában szereplő x mechanikai reaktanciában is jelentős változást okoz.

A lengőcséve. Mivel $\frac{B^2 V}{2\mu_0}$ a légrés vezetővel kitöltött részének mágneses energiája, azt is mondhatjuk, hogy a hatásfok a mágneses energiával, adott mágnesanyag esetén a mágnes súlyával arányos. A súly helyett jó közelítéssel a hangszóró árát is vehetnénk. Így még azt is hozzáfűzhetjük, hogy a teljes légréstérfogatnak csak 0,2—0,3-szerezését tudjuk vezetővel kitölteni, érthető gyártási okok miatt. Kisebb mérettűrések jobb mágnes tér kihasználást, de esetleg sokkal nehezebb gyártást eredményeznek. A legjobb eredményt szögletes vezetők, esetleg csévetest nélküli alkalmazásával érjük el, de a gyártási nehézségek miatt ezeket alig alkalmazzák [1].

A hangszórócsévét a torzítások elkerülése céljából a mágnessaru vastagságánál vagy hosszabbra, vagy rövidebbre készítik. Előbbi esetben a cséve olyan mértékben hosszabb a légrésnél, hogy a legnagyobb várható membránkitérésnél is a nagy indukciójú mágnes teret teljes hosszában kihasználjuk. Viszont mindig van a csévének olyan része, mely a mágnes térben kívül marad, s ez egyszerű előtétellenállásként rontja a hatásfokot. A másik megoldás olyan rövid csévével alkalmaz, mely a legnagyobb kitéréseknél is teljes egészében bent marad a homogénnek tekinthető mágnes térben. Ez viszont mágnes teret hagy kihasználatlanul és így hatásfok szempontjából ez sem tekinthető a legjobb megoldásnak. Az optimum a kettő között, tehát ott található, ahol a csévehossz kb. azonos a mágnes tér hosszával, ami viszont a torzítást tekintve a legrosszabb eredményt adja. Bármelyik módszernél tehát a két követelmény pontos ellentéte egymásnak. Könnyen belátható, hogy a

mágnestér hosszát a várható amplitudóhoz képest nagyobbak választva, a hasznos és kihasználatlan tér- (vagy vezető-) részek viszonya javul, így a torzítás csökken, vagy ugyanolyan torzítást megengedve a hatások növelhető.

Megjegyezzük, hogy a rövidcsévés megoldásnál a cséve céljaira csak annyi lengőtömeget építünk be, amennyit tökéletesen ki is használunk (valamint a cséveinduktivitás is viszonylag kicsi), tehát feltétlenül ezt kell alkalmaznunk a különleges, magas-hangszugárzó hangszóróknál.

r_v , r_s , m_s . A (15) egyenletből leolvasható a hatásoknak a frekvenciától való függése is. Az r_v veszteségi mechanikai ellenállás legtöbb esetben konstansnak tekinthető és értéke a szokásos méretű hangszórókat tekintve $0,1-0,8 \frac{Ns}{m} \left(100-800 \frac{\text{dvn} \cdot \text{s}}{\text{cm}}\right)$ körül általában nem nagyobb. Hatása csak a rezonancia környékén ($x \approx 0$) érvényesül, egy-két oktávval felette elhanyagolható. Ebben a tartományban a hatásokot a zárójelbeni tagok közül az $\frac{x^2}{r_s}$ szabja meg. Az r_s pontos matematikai kifejezése [] helyett a következő igen jó közelítést [4] használhatjuk (R a membrán sugara):

$$r_s = 0,44 R^4 j^{2*} \quad (16)$$

ha csak olyan frekvenciákra kívánjuk alkalmazni, melyeknél a levegőbeni hanghullámhossz nagyobb a membrán területénél. Azonnal látható, hogy jóval a rezonanciafrekvencia felett, ahol a reaktancia már csaknem tiszta tömeggátlás: $x \approx \omega m_o$, az $\frac{x^2}{r_s}$ tag és ezzel a hatások is, gyakorlatilag független a frekvenciától. Hasonlóan látható az is, hogy a lengőtömegek csökkentésével a hatások közel négyzetesen javult. Ez nem vonatkoztatható közvetlenül a membrán tömegére is, mert hozzáadandó még a cséve és főleg a légterhelésből eredő tömeggátlás, mely utóbbi a fentebb említett határfrekvenciáig

$$m_s = 6,3 R^3 \quad (17)$$

értékkel az össztömegnek jelentős hányadát adja.

A fenti következtetések talán szemléletesebbek, ha a 2. ábrát részleteiben is megrajzoljuk (3. ábra). Az alkatrészek jelei mellé a szokásos értékjelölések (L , R , C) szerinti mennyiségeket írtuk. A hasznos teljesítmény a frekvenciával négyzetesen csökkenő $\frac{(Bl)^2}{r_s}$ »hmos« ellenálláson jelentkezik. A reaktanciák antirezonáns frekvenciája környékén a $\frac{(Bl)^2}{r_v}$ mechanikai veszteség, más frekvenciákon a reaktanciák igen hatásos mellékzárát jelentenek, tehát a befektetett teljesítmény nagy része az R_c cséveellenállásra jut. Ugyancsak belátható, hogy legjobb hatások a rezonanciafrekvencia környékén van.

Az optimális méretek. Ha kiragadjuk a fentemlített, közel konstans hatásokú tartományt

(mely kb. egybeesik a műsorteljesítmény döntő részét vivő frekvenciákkal), akkor a (15) egyenlet alapján

$$\eta \approx \frac{B^2 V}{\rho} \frac{r_s}{x^2} = \frac{B^2 V}{4 \pi^2 \rho} \frac{0,44 R^4}{m_o^2} \quad (18)$$

Az m_o két részből tehető össze $m_o = m_c + m$, ahol m_c a lengőcséve tömege, m pedig a membrán, légterhelés, stb. össztömege. A cséve tömege kifejezhető még a V hasznos térfogat és a vezetőanyag sűrűségének szorzatával:

$$m_c = V \gamma \quad (19)$$

és ezekkel:

$$\eta \approx 0,011 \frac{B^2 R^4}{\rho \gamma} \frac{m_c}{(m_c + m)^2} \quad (20)$$

Ebből első pillantásra azt a következtetést vonhatjuk le, hogy a hatások a cséveanyag $\rho \gamma$ állandójának csökkentésével arányosan növekszenek, és hogy a tömegeket úgy kell megválasztanunk, hogy a jobb oldal utolsó törtjének maximuma legyen. Ez a maximum $m_c = m$ -nél van [3]. Mivel a törtnek csak m_c függvényében van maximuma, az $m_c = m$ választás akkor adja a legjobb hatásokot, ha adott méretű és tömegű membránhoz kívánunk csévé készíteni.

A gyakorlatban azonban inkább úgy adódik a kérdés, hogy adva van a mágnestér köb tartalma (és ezzel közelítőleg a hangszóró ára) és ehhez kell optimális méretű membránt választani és esetleg megvizsgálni, hogy nem vörösréz cséveanyag alkalmazásától, milyen eredményeket várhatunk.

A (20) egyenletünkben a membrán tömege és mérete is szerepel és a kettő nyilván nem független egymástól. Általában olyan könnyű membrán készítésére törekszenek, mely még nem erécmélyez alharmonikusképzést és keresztmodulációs torzításokat. Az alkalmasságot kísérletekkel döntenek el, tehát a membrán tömege és mérete közötti összefüggést is célszerűen sok jó membrán megmérésével tapasztalati úton kell meghatározni.

A membrán tömege általában a sugár harmadik, illetőleg negyedik hatványával változik, de közelebb a harmadikhoz. Mivel a légterhelésből eredő tömeg is a harmadik hatványt követi (lásd (17) egyenletet), ez az össztömeg hatványkitevőjében jelentős változást nem okoz. Egyelőre tartjuk meg az általános jelöléseket:

$$m = k R^a \quad (21)$$

Ezt a (20) egyenletünkbe helyettesítve:

$$\eta \approx 0,011 \frac{B^2 m_c}{\rho \gamma} \frac{R^4}{(m_c + k R^a)^2} \quad (22)$$

Ennek R változó szerinti helyi szélsőértéke ott van, ahol

$$\frac{d}{dR} \frac{R^4}{(m_c + k R^a)^2} = 0 \quad (23)$$

Ebből a szélsőérték helyére

$$(R_{o,1,2}^a)^2 = m_c \frac{a \pm a - 4}{2k(2-a)} \quad (24)$$

egyenlőség adódik.

* Az egyenletek az MKS rendszer egységeiben értendők.

Mivel $\alpha > 2$ és csak pozitív valós R_o értékekkel kívánunk foglalkozni,

$$R_o = \sqrt{\frac{2 m_c}{k(\alpha - 2)}} \quad (25)$$

méret adódik a membrán optimális sugarára Könnyen meggyőződhetünk róla, hogy ezen egyetlen szélsőérték a (22) egyenletünknek maximum-helye. Mielőtt eredményünket részletesebben vizsgálnánk, helyettesítsük be azt a (22) egyenletbe. Így megkapjuk a maximális hatásfokot, mely a (22) egyenlet közelítésének megfelelő érvényű:

$$\eta < 0,011 \frac{B^2 m_c}{\rho \gamma} \frac{\left(\frac{m_c}{k} \frac{2}{\alpha - 2}\right)^{\frac{4}{\alpha}}}{m_c^2 \left(1 + \frac{2}{\alpha - 2}\right)^2} = \frac{0,011 B^2}{\rho} \frac{\left(\frac{V \gamma}{k} \frac{2}{2 - \alpha}\right)^{\frac{4}{\alpha}}}{V \gamma^2 \left(1 + \frac{2}{\alpha - 2}\right)^2} \quad (26)$$

Ha a (25) egyenletünkben az $\alpha = 3$ érvényességét fogadjuk el, akkor

$$R_o = \sqrt[3]{\frac{2 m_c}{k}}; \quad m = k R_o^3 = 2 m_c \quad (27)$$

vagyis, hogy *adott mágnestér esetén legjobb hatásfokot olyan membrán ad, melynek tömege a (légtérheléssel együtt) a cséve tömegének kétszerese.* Fentebbi felteteleink mellett az $m = m_c$ csak $\alpha = 4$ esetén adna optimális hatásfokot.

A hatásfok felső határa (26) egyenlet szerint:

$$\eta_{\alpha=3} < \frac{3,1 \cdot 10^{-3}}{k^{4/3}} \frac{B^2 \sqrt{V}}{\gamma^{2/3}} \quad (28)$$

És $\alpha = 4$ esetén:

$$\eta_{\alpha=4} < \frac{2,75 \cdot 10^{-3}}{k} \frac{B^2}{\rho \gamma} \quad (29)$$

Két utóbbi egyenletünk szerint a *maximális hatásfokra tervezett* hangszóróban, ha vörösréz helyett alumínium vezetőt alkalmazunk, a hatásfok 1,3-szeresére ($\alpha = 3$), vagy $\alpha = 4$ esetén is legfeljebb kétszeresére javulna. Itt kiegészíthetjük a (15) egyenlethez fűzött megjegyzésinket azzal, hogy a *fenti szempontok szerint méretezett* hangszóró hatásfoka a hasznos mágnestér térfogatának csupán $\frac{1}{3}$ -ik hatványával nő. Az $\alpha = 4$ esetében a hatásfok függetlenné válik a hangszóró méreteitől.

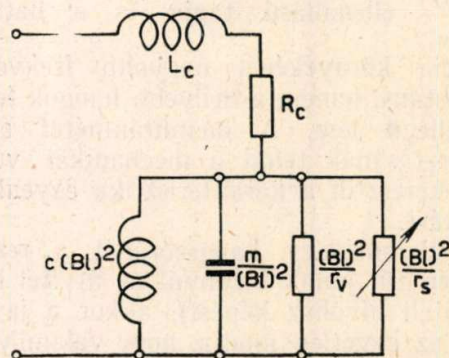
A (28) és (29) egyenleteinkből az elhanyagolások miatt sokkal jobb hatásfokok adódnak ki a gyakorlatban tapasztalt értékeknél és így a (15) egyenletünkéből elhagyott utolsó tag (+1) is jelentősebb szerephez jut. Ezt figyelembe véve a (28) egyenletünk új alakja:

$$\eta_{\alpha=3} < \frac{1}{\frac{k^{4/3} \gamma^{2/3} \rho}{3,1 \cdot 10^{-3} B^2 \sqrt{V}} + 1} \quad (30)$$

Az eredményben ez már jelentős változást okoz ugyanis egységnyi B (10 000 Gs), és 1 g-os alumínium lengőcséve, valamint tömeg nélküli membrán ($k = k_o = 6,3$ l. (17) egyenlet) esetére a (28) egyenlet $\eta_{\alpha=3} < 0,33$ -at, a (30) egyenlet $\eta_{\alpha=3} < 0,25$ -öt eredményez. Ebből még az is következik, hogy valamennyi változó módosítása a valóságban mindig kisebb hatású, mint azt a (28) egyenlet alapján várnánk. Az eltérés annál nagyobb, minél jobb hatásfokú hangszóróról van szó.

Példaként vegyünk egy hangszórót, melynek $m_c = 1$ g tömegű vörösréz lengőcsévét $B = 1 \frac{V_s}{m^2}$ indukcióju légrésben helyezzük el. A membrán tömege legalább akkora, mint az együttrezgő légtömeg, tehát $k = 2k_o = 12,6$. Ilyen adatok felhasználásával a (30) egyenlet 6,1%-ot eredményez a hatásfok felső határára.

Az r_v jelentősége a méretezésben. Ha megvizsgáljuk a forgalomban lévő legkülönböztébb gyárt-



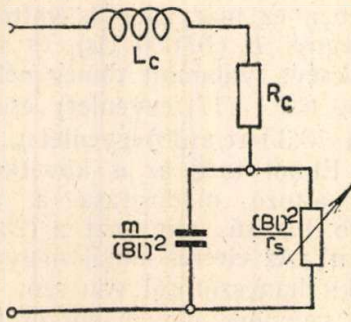
3. ábra.

mányú hangszórókat, és ezek adatait egybevetjük fenti eredményeinkkel, akkor csaknem teljesen egyöntetűen két lényeges eltérést tapasztalunk. Az egyik, hogy a hangszóró hatásfoka általában meg sem közelíti a fenti számítások szerinti maximális értéket; a másik, hogy a membrán nagysága (átmérője és tömege) nagyobb az imént számított optimális méretnél.

A kérdést könnyen áttekinthetjük, ha fenti számításaink menetét végig kíséjük a 3. ábra kapcsán. A (15) általános érvényű egyenletünkéből kiemeltük a mai hangszóróknál döntő fontosságúnak megjelölt tagot és a (18) egyenletünkben már csak ezzel számoltunk tovább. Ez gyakorlatilag azt jelenti, hogy a 3. ábrából két tagot elhagytunk (4. ábra).

A 4. ábrán a hasznos ellenállás lényegesen nagyobb, mint a vele párhuzamos kapacitás reaktanciája. A két elemre jutó feszültséget tehát az utóbbi szabja meg. Így a hasznos ellenálláson a frekvencia növekedtével lineárisan csökken a feszültség. A hasznos teljesítmény mégis változtalan marad, mert az a frekvencia négyzetével nő (l. (16) egyenlet). Így adódik a hatásfok frekvenciafüggetlenné a (18) egyenletben.

Egy ilyen rendszerben, ha egy (az optimálisához képest) nagy membrán méretét csökkentjük, akkor a $\frac{BI^2}{r_s}$ hasznos ellenállás nő (l. (16) egyenlet).



4. ábra.

Hasonlóan nő a kapacitás reaktanciája is, mert a membrán tömege csökken. Így az összteljesítménynek nagyobb része jut a hasznos ellenállásra. (A reaktancia növekedése mérsékeltebb, mint a hasznos ellenállásé, és ezért van szélsőértéke a hatásfoknak.) A hatásfok javítása tehát a fenti esetben a 4. ábrán párhuzamosan kapcsolt két elem impedanciájának növelését is jelenti.

Ekkor azonban mindinkább szerephez jut a 3. ábra $\frac{(Bl)^2}{r_v}$ ellenállású tagja és a hatásfok a rezonancia környékénél nagyobb frekvenciákon sem konstans, hanem a mélyebb hangok felé csökkenő jellegű lesz. A membránméret optimális megválasztásának tehát a mechanikai veszteség, és ezen keresztül a karakterisztika egyenletessége szab határt.

Ha viszont egy hangszórónál a rezonancia környékén túl jónak bizonyul az átvitel (az átlagos átviteli nivóhoz képest), akkor a javításnak nem az az egyetlen módja, hogy valamilyen úton nagyobb veszteséget viszünk a rendszerbe.

E célból rendszerint olyan membrán- és pilleanyagot alkalmaznak, melynél az r_v mechanikai veszteségi ellenállás elegendően nagy [7]. Ez legjobban a rezonanciafrekvencia környékén rontja a hatásfokot. Nagyobb frekvenciákon legnagyobb admittanciája az $\frac{m}{(Bl)^2}$ kapacitásnak van, és mivel

$r_s > r_v$, az utóbbi szerepe mindinkább elhanyagolható. Ha azt kívánjuk, hogy a csillapító hatás csak a rezonanciafrekvencia környékére korlátozódjék, más úton kell a veszteségeket növelni. A membrán fedődómját és a pillét likacsosra készítik, és a lyukak méretével és sűrűségével elérhető a csillapítás kívánt nagysága és frekvenciafüggése. [6]. A fenti eljárások lényege azonos, és hátrányuk, hogy bármelyiket alkalmazva az átlaghatásfok csökken.

Ha viszont ugyanezen hangszórót kisebb méretű membránnal látjuk el, akkor is romlik a rezonancia-környéki hatásfok, de az egyenletes hatásfokú

frekvenciaszakaszon javul, tehát a hangszóró átlaghatásfoka jobb lesz.

A kétféle eljárás szemléltethető a 3 ábrán is. Az első esetben az induktivitásból és kapacitásból álló párhuzamos rezgőkör csillapítását azzal fokozzuk, hogy a $\frac{(Bl)^2}{r_v}$ ellenállást csökkentjük (az r_v

mechanikai veszteség növelésével). Ezzel a $\frac{(Bl)^2}{r_s}$

hasznos ellenállásra is kisebb teljesítmény jut. Ha viszont kisebb membránt alkalmazunk (változtatlan rezonanciafrekvencia mellett), akkor a 3. ábra valamennyi párhuzamosan kapcsolt elemének impedanciája nő, csak a $\frac{(Bl)^2}{r_v}$ ellenállás válto-

zatlan. Így a rezgőkört terhelő hatása éppen úgy érvényesül, mint az előbbi esetben. Mivel azonban a Z elektromechanikai összimpedanciája nőtt, a változatlan R_c cséve-ellenállásra az összteljesítmény kisebb része jut, tehát az átlaghatásfok jobb. A sugárzó méretének csökkentése kedvezően befolyásolja az iránykarakterisztikát is, mert így az irányított sugárzás a nagyobb frekvenciák felé tolódik el.

A hatásfokot tehát nem kezelhetjük a hangszóró önálló jellemzőjeként, hanem tekintetbe kell vennünk az egyéb adatokkal (átviteli egyenletesség, irányítás, torzítás stb.) való összefüggését is [5] Így ha egy hangszóró bizonyos tulajdonságán javítani kívánunk, ki tudjuk választani azt az utat, amely egyben a hatásfok szempontjából is a legjobb eredményt adja. Láttuk viszont azt is, hogy a mai anyagainkkal ilyen rendszerű hangszóróknál a hatásfok javításának meglehetősen szűkre szabott határai vannak.

Irodalom:

- [1] V. Salmon: Efficiency of Direct Radiator Loudspeakers. Audio Eng. 1951. aug.
- [2] V. V. Furdujev: Elektroakusztika. Moszkva 1948. 183. old.
- [3] H. F. Olson: Elements of Acoustical Engineering. 1948. 129. old. 6. 3. ábra.
- [4] V. V. Furdujev: Elektroakusztika. Moszkva 1948. 109. old.
- [5] H. F. Olson: Elements of Acoustical Engineering. 1948. 90—92. old.
- [6] G. Buchmann, K. Küpfmüller: Fortschritte in der Entwicklung elektrodinamischer Lautsprecher. FTZ. 1951. jun.
- [7] H. F. Olson: Sensitivity, Directivity, and Linearity of Direct Radiator Loudspeakers. Audio Eng. 1950. okt.

Vákuumtechnikai üvegek és azok tulajdonságai

KNAPP OSZKÁR dr

Ha az üveg fogalmi meghatározását, definícióját le akarjuk szögezni, akkor tekintetbe kell azt vennünk, hogy ennek a szónak, kifejezésnek háromféle jelentése van. Az üveg mindennapi, aköztudatba átment értelme az, hogy egyike azon sokféle kereskedelmi árunak, mellyel a köznapi életben találkozunk. Az üvegnek ez az értelmezése széleskörű fogalom. Magába foglalja lakásaink, gyáraink, középületeink ablaküvegét és üvegtégláit, melyek megvédenek bennünket az időjárás viszontagságaitól, anélkül, hogy a világosságot elzárnák. E definíció körébe tartoznak a háztartási üvegek, asztali és befőttes üvegeink, a palackok és dízüvegek. Értjük alatta a kutatók eszközeit, a hőmérőt, az optikai műszerek üvegeit, az izzólámpák üvegalkatrészeit és a rádióadó- és vevőcsövek búrúit. Fáradságos lenne annak felsorolása és összegyűjtése, hogy a mai fejlett kulturális élet terén az áruk mennyiféle változatát nevezzük üvegnek.

Az üveg szó egy másik értelmezése annak vegyi sajátosságain alapszik. Eszerint az üveg bizonyos vegyi nyersanyagok keverékének megolvasztása és az azt követő lehülés eredménye. Ez a definíció tisztán gyakorlati; tapasztalati úton választja el az üveges és nemüveges anyagokat, éles határt vonva közöttük, de csak a kémikust, az üvegszakembert érdekli, aki a nyersanyagok számos féleségeiből és azok mennyiségének változtatásával üveget állít elő. Ez az értelmezés azonban nem ad felvilágosítást az üveg rendeltetéséről és felhasználásáról.

Végül van az üvegnek egy harmadik értelmezése, mely szerint az egy fizikai állapot; szervesen anyagoknak olyan állapota, mely analóg a folyékony állapottal, de attól annyiban tér el, hogy a híg folyós folyadék lehülés közben fokozatosan oly magasfokú viszkozitási értéket ér el, hogy minden gyakorlati szempontból merevnek, ridegnek tekintendő. Ez a fizikai definíció szerint a felhasználó, de különösen a műszaki ember érdekkörén kívül fekszik az, hogy milyen nyersanyagokból és milyen úton létesült az üveg, milyen oxidokból, szilikátokból, foszfátokból, fluoridokból tevődik össze. A műszaki embert csakis az érdekli, hogy a fizikai állapotú üveg, melyet céljaira igénybe vesz, milyen tulajdonságokkal rendelkezik, kielégíti-e azokat a nagyrészt fizikai, de részben kémiai minőségi és mennyiségi követelményeket, melyeket vele szemben támaszt.

Ilyen értelemben vákuumtechnikai üvegeknek a műszaki üvegeknek azt a féleségét nevezzük, melyek a vákuumtechnikai készítmények gyártása és használata szempontjából a megkívánt tulajdonságokkal rendelkeznek.

A vákuumtechnika rohamosan fejlődő és szerteágazó ipara az üvegek számos féleségét veszi igénybe. Ha a vákuumtechnikai üvegek ismertetését és rendszerezését tűzzük ki feladatul, akkor

elsősorban azokat a tulajdonságokat kell ismernünk, amelyekkel azoknak rendelkezniük kell. Ez ismeretek alapján azután rendeltetésük szerint csoportosítjuk azokat, majd a csoportok egyes tagjait ismertetjük és lerögzíthetjük azokat a tulajdonságokat, melyekkel rendelkezniük kell.

A vákuumtechnikai üvegek legjellemzőbb és legáltalánosabb fizikai tulajdonsága a *hőtágulás*. Akár üveget üveggel olvasztunk össze, akár üveget fémmel vagy kerámiával kötünk össze, alapvető követelmény, hogy az üveg hőtágulását helyesen válasszuk meg és annak mértékét szigorúan ellenőrizzük. Csakis ennek a feltételnek szigorú betartása mellett kerülhetjük el az uralkodó feszültségek okozta repedéseket és töréseket.

Miként kevés kivétellel minden anyag, az üveg is felmelegítve kitér, lehűlve vagy lehűtve pedig összehúzódik. A hőtágulás mértékét a hőtágulási együttható adja meg, melyet a hőfokegységre számított egységnyi hosszváltozással jellemezünk. Ha t_1 hőfoknál l_1 hosszúságú palca t_2 hőfokra hevítve l_2 hosszúra nő, akkor t_1 és t_2 hőfokok között a közepes lineáris hőtágulási együttható

$$\alpha = \frac{l_2 - l_1}{l_1} \cdot \frac{1}{t_1 - t_2} = \frac{1}{l_1} \cdot \frac{\Delta l}{\Delta t}$$

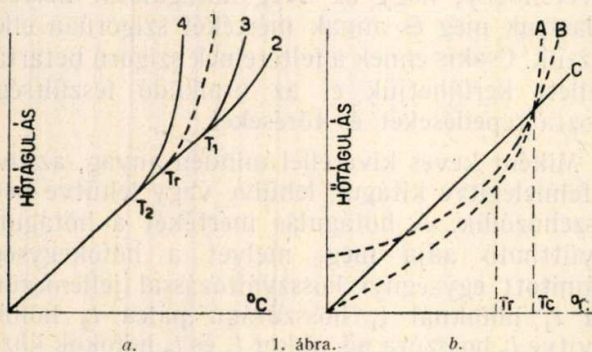
A valóságban az üveg nem a tér egy, hanem mindhárom irányában terjed a hő hatására, a térfogatot hőtágulásra ezért a közepes lineáris hőtágulási együttható háromszorosára jellemző. A hőtágulási együttható értékét 10^{-7} értékben adjuk meg.

Az üvegek hőtágulási együtthatójának értéke különböző hőfokhatárok között változik és e változás a különböző összetételű üvegeknél nem azonos. Ezért nem elegendő, ha az együttható értékét átlagosan határozzuk meg, hanem szükséges, és a vákuumtechnikai üvegeknél elengedhetetlen, hogy a hőtágulás és a hőfok összefüggését emelkedő hőfokkal határozzuk és ismerjük meg. A különböző összetételű üvegek viselkedése a hőtágulás szempontjából annyiban azonos, hogy bizonyos hőfokig, általában 400—600 C°-ig a hőtágulás-hőfok görbe arányosan nő. Magasabb hőfokon elérünk egy kritikus hőfokhoz, melyen felül a hőtágulás tetemes mértékben növekszik. Azt a hőfokot, melynél ez a hirtelen változás fellép, transzformációs pontnak nevezzük. Adott összetételű üvegnél ez a pont nem állandó, hanem az üveg előzetes hőkezelésétől, úgynevezett termikus múltjától és a felhevítés vagy lehülés időbeli lefolyásától függ. Ezt a jelenséget azzal magyarázzuk, hogy a lehülő üvegnek nincs alkalma a mindenkori hőfoknak megfelelő egyensúlyi állapotot felvenni, hanem az alacsonyabb hőfokokon a magasabb hőfokoknak megfelelő egyensúlyi állapotok befagynak. Ezek a befagyott, magasabb hőfokokhoz tartozó egyensúlyi állapotok

10^{13} és 10^{14} g/cm sec viszkozitási határok között kiegyenlítődnek és a transzformációs pontban fellépő hirtelen változást idézik elő. Ezzel a jelenséggel magyarázható az is, hogy azonos összetételű üveg hőtágulása gyorsan hűtött, tehát befagyasztott, ledermesztett állapotban nagyobb, mint lassan lehűtött állapotban.

Ha két üveget tartósan akarunk összeolvasztani, azok összehúzódnása a transzformációs pont alatt és szobahőfok között közel azonos legyen, mert csak így feltétel mellett áll elő feszültségmentes kötés.

Üveg és fém tartós kötésének már szigorúbb és bonyolultabb feltételei vannak. Az üveg és a fém hőtágulási görbéinek nemcsak közel azonosnak



kell lenniök, hanem tekintettel kell lenni a fém viselkedésére is. Ha a fém hőtágulás-hőfok görbéje egyenes vagy közel egyenes, tehát irányváltozást nem mutat, akkor bármilyen azonos, illetve közel azonos hőtágulású üveggel tartósan köthető. Ezt az esetet mutatja 1/a ábránkon az 1. és 2. görbe, melyek közül az előbbi az üveg, az utóbbi a fém görbéje. Ha azonban a fém görbéje törést mutat, akkor annak tartós kötése az azonos hőtágulási üveggel attól függ, hogy a fém törése az üveg transzformációs pontja alatt vagy felett van. Ha ez a töréspont, T_1 , mint azt az ábrán a 3. görbe jelzi, az üveg transzformációs pontja felett van, a kötés tartós, mert a hőtágulási különbségek, a szilárd fém és a még folyékony, képlékeny állapotú üveg között nem okozhatnak feszültségi állapotot. Ha azonban olyan beforrasztó fémet kötünk üveghez, amelynek töréspontja, T_2 , alacsonyabb hőfokon van, mint az üveg transzformációs pontja, tartós kötés még abban az esetben sem kaphatunk, ha a fém és az üveg hőtágulása a T_2 fémtörési pont alatt azonos. Az 1. üveg T_r transzformációs pontja és a fém T_2 pontja közötti hőfoktartományban ugyanis feszültségek lépnek fel, melyek, miután a már szilárd, rideg üvegben nem tudnak kiegyenlítődni, törést okoznak.

Üveg és kerámia kötésének fontos feltétele az, hogy az üveg transzformációs pontja alacsonyabb legyen, mint az a hőfok, melyre a kötés céljából az üveget és kerámiát felhevítjük. Az A üveg és C kerámia hőtágulási görbéit az 1/b ábra vázolja. Az ábrán T_r az üveg transzformációs pontja. T_c pedig a kötési hőfok. Tekintettel kell lenni a

kötés utáni hűtésre is. Ha gyors a lehülés, akkor a lehült üvegbe egy magasabb hőfok hőtágulási állapota fagy be, lassú lehülésnél pedig egy alacsonyabb hőfoké. A lehülés idejétől, gyorsaságától függően az üveg feszültségi állapota különböző. Ha az üveg és a kerámia hőtágulási együtthatója lehült állapotban azonos, akkor megfelelő hűtés mellett a lehült kötés feszültségmentes, mint azt az ábra A üvegének hőtágulási görbéje mutatja. Az üveg és a kerámia hőtágulásának így módon való kiválasztása azonban a gyakorlatban nem ajánlatos. A kötés után ugyanis a kötött rész az elkészült vákuumtechnikai készítménybe beépítve újabb hűtésre kerül, hogy a gyártás közben keletkezett feszültségeket eltüntessük. Az újra felmelegítésnél azonban a transzformációs pont közelében az üveg és a kerámia hőtágulása nagy különbséget mutat és a lehülésnél fellépő nagy feszültségek a lehülés közben törésre vezethetnek. Célszerűbb tehát a gyakorlatban oly üveget választani a kötésre, melynek hőtágulása kisebb s melyet az ábrán B jelez. Ez üveggel lehülés közben kisebb feszültségek keletkeznek és kisebb a törés lehetősége. Szobahőfokon ugyan hőtágulási különbség lép fel, mely az üvegben nyomási feszültséget, és a kerámiai testben húzási feszültséget okoz, a kerámiai részek azonban egyrészt nagyobb húzási szilárdsággal rendelkeznek, másrészt vastagabb falmérettel képezhetők ki. További követelmény a tartós kötés elérésére az, hogy a hőkezelés 600 és 1000 °C között legyen.

A hőtágulási együttható mérése dilatométerrel történik, melynek többféle jólismert kivitele van. Meghatározható azonban a hőtágulási együttható egyszerű módszerrel is. A mérendő üvegből szűknyakú lombikot készítünk és azt színültig higannyal megtöltve lemérjük, hőfokát pedig megállapítjuk. Ezután bizonyos hőfokig felmelegítjük a lombikot, miközben a higany kitér és kifolyik a lombikból. Lehűtve ismét a lombikot az eredeti hőfokra, azt ismét lemérjük. A két mérés különbségéből a térfogatot hőtágulási együttható a két hőfok között kiszámítható.

Habár a hőtágulási görbe irányváltozási pontja megszabja a transzformációs pontot, ez utóbbit pontosabban elektromos módszerrel lehet meghatározni. Az elektromos vezetőképesség és hőfok görbéjének töréspontját előnyösen használhatjuk fel erre a célra.

A transzformációs területet, az irányváltozás alsó és felső határát, meghatározhatjuk optikai úton is, megfigyelve azt a hőfokot, melynél a feszültségek fűthető polarizációs mikroszkópon megfigyelve adott idő alatt eltűnnek. Ha a feszültségek eltűnésének ideje 15 óra, akkor a megfigyelt megállapított hőfokot fesztelenedési vagy alsó hűtési pontnak nevezzük. Ha pedig a feszültség 15 perc alatt oldódik fel, akkor a megfelelő hőfok a hűtési vagy felső hűtési pont. A két pont közötti hőfokkülönbség a hűtési zóna.

A vákuumtechnikai üvegek másik lényeges tulajdonsága a viszkozitás és annak a hőfokfüggvénye. A viszkozitás-hőfok görbe szabja meg a megmunkálhatóság mértékét. Miután a viszkozitás

a hőfok emelkedésével igen rohamosan nő, annak értékét logaritmikusan értékekben adjuk meg.

Az üveg gyártása és utólagos hőkezelése szempontjából a viszkozitás igen fontos tulajdonság. A viszkozitás-hőfok összefüggése szabja meg, hogy miképp lehet az üveget formálni. Általában az az üveg a legkedvezőbb, melynek viszkozitása két adott hőfok között igen hosszú idő alatt változik azonos mértékben. Az üveg megmunkálhatóságának és hőkezelésének mértékét viszkozitási értékekkel, illetve az azokhoz tartozó hőfokokkal jellemezzük.

A különféle üvegek viszkozitás-hőfok görbéjének meghatározása körülményes és nehéz feladat a magas hőfokok és az üvegolvadék korrozív természete miatt. A meghatározás viszkoziméter-készülékkel történik, melynek mérési elve az, hogy olvadt üvegben ismert hőmérsékleten platinahenger torziós mozgást végez. A mozgást előidéző erő, melyet megmérünk, arányos a viszkozitással. Viszkoziméterrel a viszkozitást 10^8 poise alatt lehet meghatározni. Ez az érték felett a viszkozitás meghatározása üvegszál deformációjának megfigyelése alapján történik.

A viszkozitás értéke nemcsak a hőfok függvénye, hanem azt a hőfokváltozás ideje is nagy mértékben befolyásolja. Az olvadékból kihúzott, friss üvegszál viszkozitása nem azonos az ugyanabból kihúzott, de hosszú időn át jól lehűtött száléval. Az üveg összetételétől függően a hirtelen és lassan hűtött üveg viszkozitása között tízszeres különbség is lehet. Ennek oka az, hogy a hirtelen lehűtött üvegnek nincs alkalma a mindenkori hőfoknak megfelelő egyensúlyi helyzetet felvenni és abba a magasabb hőfokú üveg egyensúlyi helyzete és tulajdonságai fagynak be.

A teljes viszkozitás-hőfok görbe meghatározása és ismerete helyett a gyakorlatban bizonyos kiválasztott pontokkal, illetve az azokhoz tartozó hőfokokkal jellemezzük a különféle üvegeket. Ily pontok a következők:

1. A transzformációs pont, melyet már jellemeztünk, és amelynél minden üveg viszkozitása 2×10^{13} poise. E pont meghatározása, mint már említettük, az elektromos vezetés mérése alapján történik. A hőfok emelésével hirtelen elektromos vezetés növekedés lép fel. A vezetés-hőfok görbe törési pontja adja meg a transzformációs pontot, illetve az annak megfelelő hőmérsékletet.

2. A lágyulási pont az a hőfok, melynél 229 mm hosszúságú, 0,65 mm átmérőjű üvegszál 1 perc alatt 1 mm-rel nyúlik meg. E hőfoknál a viszkozitás értéke $10^{7,6}$ poise.

3. A folyáspont az a hőfok, melynél az üveg viszkozitása 10^5 poise. Meghatározása céljából egy 0,65 mm átmérőjű üvegszál kis részét elektromosan fűtött tekercs terében felizzítjuk és megmérjük azt az időt, mely alatt az üvegszál meghatározott hosszal megnyúlik. A szálát súllyal kell megterhelni, hogy az a meglágyult üveg felületi feszültségét ellensúlyozza.

A transzformációs, lágyulási és folyási pontok segítségével a viszkozitási görbét meg lehet rajzolni.

Egy másik jellemző tulajdonság a *hőszilárdság*, melyet az a hőfokkülönbség jellemez, amelyet az üveg hirtelen lehűtésénél törés nélkül elbir. A hőszilárdság nemcsak az üveg összetételétől függ, hanem az üvegtárgy alakjától és falvastagságától is. Meghatározása olyképp történik, hogy üveg-pálcákat felhevített kemencéből hideg vízbe ejtünk. A hőfokot állandóan emeljük és az el nem törött pálcákat visszahelyezzük a kemencébe. Ha minden pálcát eltörött, a kemencehőfok és a víz hőfokának különbségét megállapítjuk.

A vákuumtechnikai üvegek fontos jellemzője az *elektromos vezetés*. A szobahőfokú üveg igen jó elektromos szigetelő, a hőfok emelkedésével azonban az üveg mindinkább vezet az áramot a Rasch-Hinrichsen törvény szerint, melyet a következő képlet fejez ki:

$$\log W = \frac{A}{T} + B$$

amely képletben A és B állandók és T az abszolút hőmérséklet. Miután a különböző összetételű üvegek vezetés-hőfok görbéinek alakja azonos, kiválaszthatunk egy tetszőleges vezetőképesség értéket, amelyhez tartozó hőfok a vezetés jellemzője. Erre a

$$W = 100 \times 10^{10} \text{ ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$$

értéket fogadták el és a hozzátartozó hőfokot T_{k100} -nak nevezik. Meghatározása olyképp történik, hogy adott méretű üveghenger két lapját ezüstözzük, azokat két fémelektroda közé helyezzük és emelkedő hőfokon ismert egyenfeszültség mellett az átfolyó áramot mérjük. A vezetés-hőfok görbe felvétele után a $100 \times 10^{10} \text{ ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ vezetőképességnek megfelelő hőfokot megállapítják.

Mint minden üveg, úgy a vákuumtechnikai üvegek is *gázokat* adnak le légritkított térben. E gázokat szobahőfokon az üveg felületén elhelyezkedő vékony vízréteg nyeli el. Az elnyelt gázokat csak az üveggel hevítésével és állandó szivattyúzásával lehet eltávolítani. Az eltávzó gázok és a hőfok görbéje két maximumot mutat, az egyik kb. 150, a másik kb. 550 C°-on.

Vákuumtechnikai üvegek lényeges tulajdonsága a *vízoldhatóság*, mely az üveg vegyi ellenállását jellemzi az atmoszféra behatásával szemben. A vízoldhatóság megállapítása oly módon történik, hogy a vizsgálandó üveget dara nagyságúra törjük, a 0,3 mm alatti és a 0,5 mm feletti szemcséket eltávolítjuk, és annyi grammot mérünk le, mint amennyi fajsúlyának négyszerese, azt 100 cm vízben 100 C°-on 5 óra hosszat forraljuk, majd lehűtve átszűrjük, a szüredék 75 cm³-nyi mennyiségét bepároljuk, lemérjük és a mért súlyt az eredeti 100 cm³-re átszámítjuk. A mért súly milligrammjai így átszámítva adják a vízoldhatósági számot.

Miután megismertük a vákuumtechnikai üvegek fontosabb tulajdonságait, reátérhetünk azok felosztására és ismertetésére.

A vákuumtechnikai üvegeket felhasználásuk szerint négy csoportba oszthatjuk. E csoportok a következők:

A) Buraüvegek, melyek a vákuumtechnikai készítmények ballonját, buráját alkotják és melyeket fémekkel nem kötünk.

B) Fémkötőüvegek, melyek a vákuumtechnikai készítmények állványát, szívócsöveit, tárcsáit alkotják és melyeket elektróda bevezető fémekkel vagy ötvözetekkel kötünk.

C) Kerámiakötőüvegek, melyek kerámiái alkatrészek és üvegek összekötésére alkalmasak.

D) Egyéb különleges üvegek.

Az egyes csoportokba beosztható alcsoportokat és az egyes üvegfajtákat az alábbiakban ismertetjük. Megadjuk annak az üvegyárnak nevét is, mely az üvegeket olvasztja és forgalomba hozza. A gyártó üvegyárok rövidített jeleit az 1. táblázat foglalja össze.

1. táblázat

Rövidítés	Üvegyár
T	Egyesült Izzólámpa és Villamossági Vállalat, Újpest.
Sz	Szovjetunió
M	Moosbrunner Glasfabrik, Wien.
O	Glaswerk Osram, Weiswasser, Oberlausitz.
BTH	British Thomson-Houston Ltd, Chesterfield.
GEC	General Electric Co., Shenectady, USA.
J	Glaswerk Jena.
F	Glaswerk Fischer, Ilmenau
Ph	Glashütte Philips, Eindhoven
W	General Electric Company, Wembley (Anglia)
K	Üvegyár, Karcag.

A. Buraüvegek

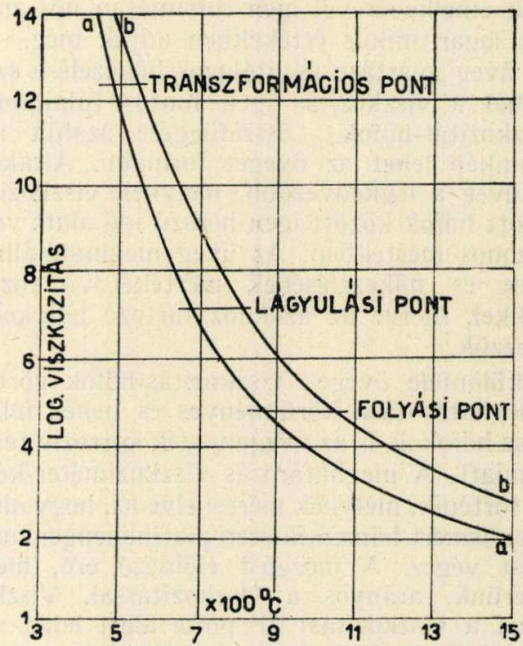
A buraüvegeket a következő csoportosításban és felsorolásban ismertetjük:

1. *Lágy buraüvegek.* Ezekből az üvegekből készülnek az izzólámpák és rádiócsövek burái és a fluoreszcens fénycsövek üvegeköpenyei. Legjellemzőbb tulajdonságuk a viszkozitásgörbe, mely megszabja hőkezelésüket és megmunkálhatóságukat. A lágy buraüvegek fajtái különböző jelzésűek az alábbi felsorolás szerint. (2. táblázat.)

2. táblázat

Jelzés	Megnevezés	Gyártja
B	Magnéziaüveg	T
2	Buraüveg	Sz
1,065	Mézmagnéziaüveg	M
105	Magnéziaüveg	O
584/a	Középkemény thüringiai eszközüveg	O
C 19	Mész-szódaüveg	BTH
008	Mészüveg	GEC

A lágy buraüvegek viszkozitási görbéjét a 2. ábrán látjuk.



2. ábra.

a—a lágy üveg, b—b kemény üveg

2. *Színes lágy buraüvegek.* A színes burák alapanyaga lágy buraüveg, melynek keverékébe színező oxidokat adagoltak. A burák színezése három célt szolgál: a dekorációs, a napfény és a fényképelő-hívó fotolámpák gyártását. Az egyes jelzéseket és megnevezéseket a 3. táblázat adja meg.

3. táblázat

Jelzés	Megnevezés	Gyártja
586	Napfénybura	O
C 19 B	Napfénybura	BTH
583	Napfénybura	GEC
656, 672n	Vörös	O
C 4 R	Vörös	BTH
255, 596	Vörös	GEC
542	Sárga	O
C 19 Y	Sárga	BTH
370	Sárga	GEC
240, 662 b	Kék	O
C 19 Bl	Kék	BTH
538	Kék	GEC
6720	Fotovörös	O
537	Fotokék	GEC
641/e	Zöld	O
432	Zöld	GEC
C 19 G	Zöld	BTH

3. *Lágy tejüvegek.* A tejüvegekből, melyeket opálüveg néven is ismernek, izzólámpák és csólámpák részére burák készülnek. Az üvegyiparban a tejesítést többféle módon lehet létrehozni, a vákuumtechnikában fluorsókat használnak erre a célra. A tejüvegek különféle jelzéseit és megnevezéseit a 4. táblázatban látjuk.

4. táblázat

Jelzés	Megnevezés	Gyártja
29	Fehéropál	Sz
140	Fehér tömör opál	O
C 6 W	Fehéropál	BTH
630	Opál	GEC
219	Sárga tömör opál	O
221	Narancsopál	O
223	Vörös opál	O

6. táblázat

Tulajdonság	Minimum	Maximum
Fajsúly	2,47	2,60
Hőtágulás	88	94
Transzformációs pont	460	512° C
Lágyulási pont	680	699° C
Folyási pont	880	900° C
Hőszilárdság	92	100° C
Vízoldhatóság	39	65

A lágy tejüveg közé tartoznak az átfogott tejüvegek, melyeknek belső rétege lágy buraüveg s azon vékony tejüveg réteg van. Csólámpaburák kettős átfogással is készülnek, melyeknél a lágy buraüveget kívül és belül lágy tejüvegréteg fogja át.

4. *Különleges lágy buraüvegek.* Ebbe a csoportba tartoznak azok a buraüvegek, melyekre különleges követelményeket írunk elő, mint ultra- vagy infra-átbocsátás, röntgensugár elnyelés, fémgőzökkel szembeni ellenállás stb. Ezeket az üvegeket az 5. táblázat sorolja fel.

5. táblázat

Jelzés	Megnevezés	Gyártja
55	Ultraátbocsátó üveg	Sz
550	Ultraátbocsátó üveg	O
835/a	Ultrarátbocsátó üveg, Hg-gőz ellenálló	O
594	Ultraátbocsátó üveg, kékeszínű	O
982	Ultraátbocsátó üveg, mészüveg	GEC
C 17 BW	Ultraátbocsátó üveg, világoskék	BTH
C 18 BW	Ultraátbocsátó üveg, sötétkék	BTH
640/a	Infraátbocsátó fekete üveg	O
187	Röntgensugár elnyelő üveg	O
689/a	Röntgensugár elnyelő üveg, fekete	O
23	Röntgensugár elnyelő üveg	Sz
009	Röntgensugár elnyelő üveg	GEC
122/p	Higanygőz ellenálló üveg	O
C 21	Higanygőz ellenálló üveg	BTH
C 10	Nátriumgőz ellenálló üveg	BTH
714	Nátriumgőz ellenálló üveg	GEC
3061 III	Nátriumgőz ellenálló üveg	J

A lágy buraüvegek tulajdonságait a 6. táblázat foglalja össze. A tulajdonságok mértékszámait maximum és minimumértékek adják meg. Az alsó és felső hűtési határ ingadozása a transzformációs pont ingadozása közé esik, azért azok értékeit a táblázat nem tartalmazza.

5. *Keményüvegek.* A keményüvegek közé alkáliszegény vagy alkálimentes üvegek tartoznak. A keményüvegeket nem szabad összetéveszteni az eszközüvegek közé tartozó keményüvegekkel. Míg az eszközüvegeket a keménység szempontjából a vízdoldhatóság szerint vizsgáljuk és csoportosítjuk,

addig a vákuumtechnikai keményüvegek jellemzője a magas lágyulási pont. Ügyelnünk kell arra, hogy a közép-kemény eszközüveget, mint pl. az 584. jelű Osram-üveget vagy a Fischer Prima üveget ne tekintsük a lágyulás szempontjából is közép-keménynek, mert azok közép-kemény elnevezésük dacára is a lágy buraüveg közé tartoznak.

7. táblázat

Jelzés	Megnevezés	Gyártja
742	Alkálimentes keményüveg	T
40	Keményüveg	Sz
394/b	Termikusan erősen igénybevett üveg	O
C 53	Égetőcső	BTH
774	Pyrex	GEC
172	Égetőcső	GEC

A keményüvegek viszkozitásgörbéjét vázlatosan a 2. ábrán látjuk, a különböző keményburaüvegeket a 7. táblázatban foglaltuk össze.

A keményburaüvegek tulajdonságait a 8. táblázat adja meg.

8. táblázat

Tulajdonság	Minimum	Maximum
Fajsúly	2,25	2,62
Hőtágulás	31	34
Transzformációs pont	535	735° C
Lágyulási pont	750	960° C
Folyási pont	1000	1100° C
Hőszilárdság	170	240° C
Vízoldhatóság	4	8

B. Fémkötőüvegek

A fémkötőüvegeket általában csövek formájában hozzák forgalomba. Elnevezésüket az a fém vagy ötvözet után nyerik, melyekkel tartós kötésre alkalmasak. Alcsoportokra beosztásuk is ez a szempont szerint történik.

1. *Vaskötőüvegek.* Miként nevük is jelzi, ezeket az üvegeket árambevezető vashuzallal kötik. A

ERROR: ioerror
OFFENDING COMMAND: image

STACK:

-mark-
-savelevel-