

Egyel. O.

120

8.

TUDOMÁNYOS GYŰJTEMÉNY



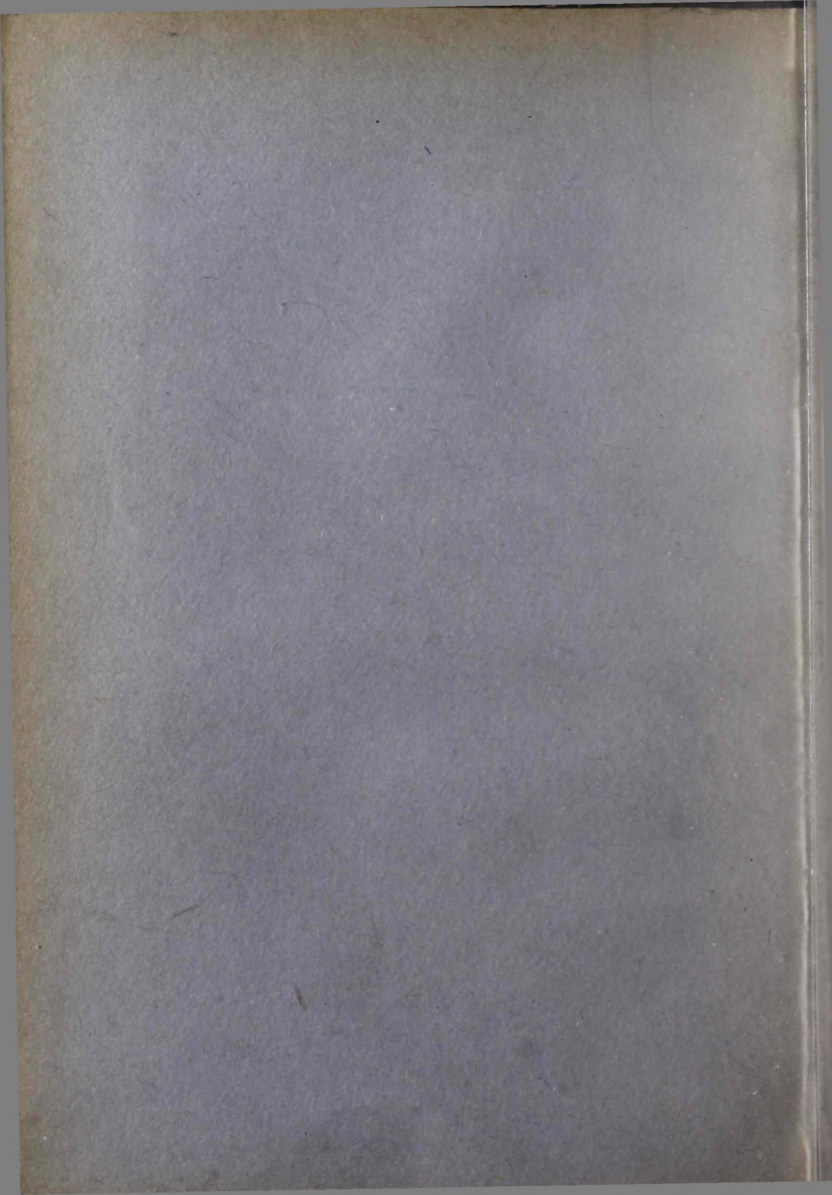
RHORER LÁSZLÓ

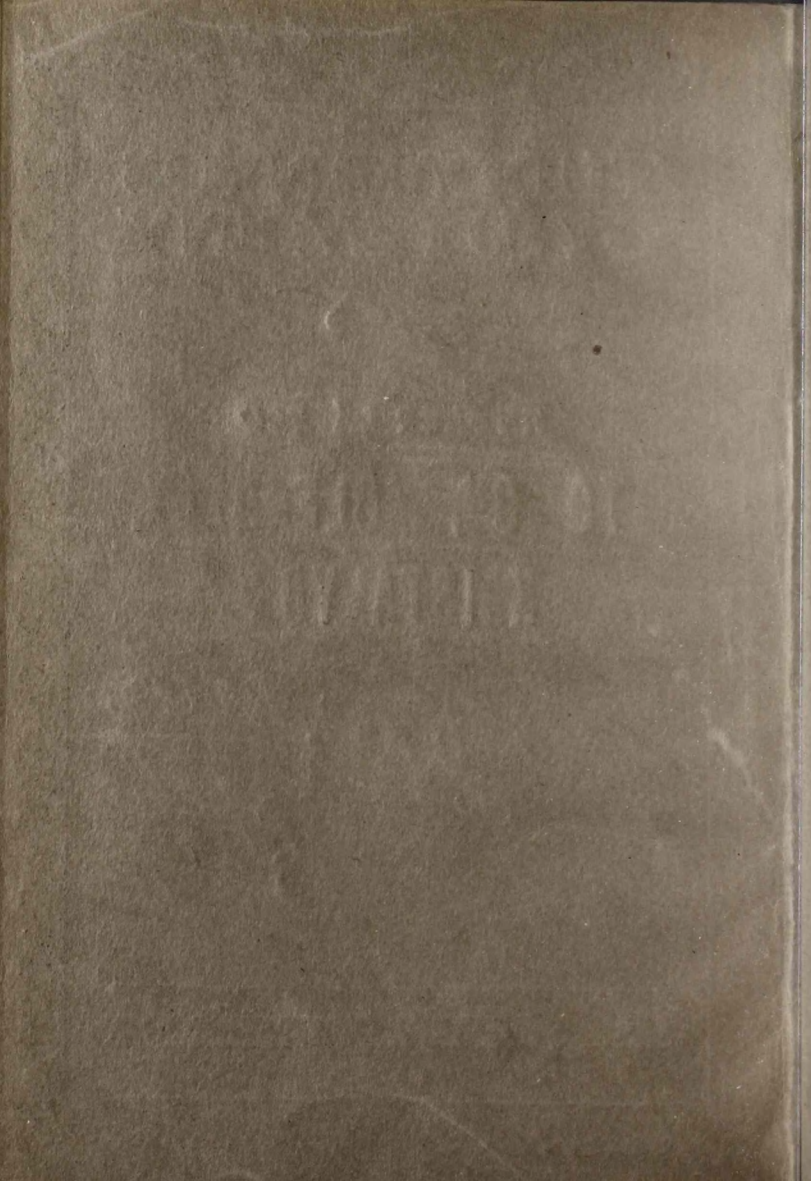
ATOMOK, MOLEKULÁK, KRISTÁLYOK



MTA
kerete
fu

DANUBIA KIADÁSA





Encycl. o. 120/8

TUDOMÁNYOS GYŰJTEMÉNY

8

ATOMOK, MOLEKULÁK,
KRISTÁLYOK

39 ÁBRÁVAL

IRTA

DR. RHORER LÁSZLÓ

EGYETEMI NY. R. TANÁR.



PÉCS BUDAPEST
A DANUBIA KIADÁSA

1924

129041

M. T. AKAD. KÖNYVTÁRA

I. sz. Névedőlapló

1926. 875.



TARTALOMJEGYZÉK.

	Old.
Előszó — — — — —	1
I. Atomok és molekulák szerepe a chemiában.	
Atomsúly és molekulasúly — — — — —	5
Avogadro törvénye — — — — —	10
A molekulasúly meghatározása — — — — —	11
Anyag és elektromosság — — — — —	12
A periodusos rendszer — — — — —	15
II. Az atomok és molekulák száma és méretei.	
A molekulák méreteinek becslésszerű meghatározása	19
A kinetikai gázelmélet — — — — —	23
A Brown-féle molekuláris mozgás — — — — —	29
III. Az atomok szerkezete.	
Az atomok is összetettek — — — — —	36
A katodsugarak — — — — —	37
A fényelektromos hatás — — — — —	42
A gázak elektromos vezetőképessége — — — — —	43
Thermoionok — — — — —	47
Zeemann-tünemény — — — — —	48
Az elektronok töltésének meghatározása — — — — —	49
Az elektronok tömege és átmérője. Elektromág- neses tömeg — — — — —	55
Az elektronelmélet — — — — —	58
J. J. Thomson atomelmélete — — — — —	59
Csőugarak — — — — —	60
A radioactív sugárzások — — — — —	61
A radioaktivitás elmélete. Az atomok elbomlása — — — — —	66
Isotop elemek — — — — —	69
A Rutherford-féle atomelmélet — — — — —	71
A szinképek törvényszerűségei — — — — —	75



A Röntgen-sugarak	— — — — —	79
Planck sugárzás-elmélete	— — — — —	87
A Bohr-féle atomelmélet	— — — — —	88
A színekpvonalak ütközéses gerjesztése	— — —	95
A fényelektromos hatás és a fénykibocsátás mechanizmusa	— — — — —	99
A Bohr-féle atom és a periodusos rendszer	— — —	102
Az elektronpályák térbeli elhelyeződése	— — —	112
Az atommagok szerkezete. Az elemek mesterséges szétbontása	— — — — —	113
Magszerkezet és periodusos rendszer	— — — —	119
Az elem fogalmának meghatározása	— — — —	121
Makrokosmos és mikrokosmos	— — — — —	125

IV. Az anyagnak atomokból való felépítése.

Az atomoknak molekulákká való egyesülése	— —	130
A kristályok szerkezete	— — — — —	131
A kristályokat összetartó erők	— — — — —	147
Összefoglalás	— — — — —	151

ELŐSZÓ.

Az anyag szerkezetének kérdése azok közé a nagy problémák közé tartozik, melyek a legrégebb idők óta állandóan foglalkoztatják a természetvizsgálókat. Ez könnyen érthető is, minthogy a természeti jelenségek mindig az anyagnak valamely fajával kapcsolatban nyilvánulnak meg s így e jelenségek vizsgálatánál lépten-nyomon beleütközünk abba a kérdésbe: milyen részekből van az anyag összetéve, minő annak a szerkezete?

Leukippos és *Demokritos* már a Kr. e. V. században feltételezték, hogy az anyagnak apróbb és apróbb részekre való osztása nem folytatható a végtelenségig, hanem egy bizonyos határnál megszűnik. Az így kapott legkisebb, tovább nem osztható részecskéket *Demokritos* atomoknak nevezte (ἄτομος = oszthatatlan). Ez az első atomelmélet természetesen nagyon távol állott a maitól, minthogy abban a korban a természettudományok még nagyon kezdetleges állapotban voltak, a műszerek segítségével való megfigyelés és kísérletezés még teljesen ismeretlen volt s az ismeretszerzés csupán közvetlen érzéki megfigyelés révén történhetett. Már pedig az anyagnak legkisebb részecskéi, az atomok és molekulák, mint látni fogjuk, oly kicsinyek, hogy messze alatta maradnak annak a határnak, amely érzékszerveinkkel még

közvetlenül megfigyelhető. Tehát az, amit *Demokritos* az atomok alakjáról és egyéb tulajdonságairól mondott, csak a spekulatív filozófia szüleménye volt. Ezzel szemben a fizikai és kémiai ismereteknek az utolsó másfél század alatt bekövetkezett rohamos fejlődése számos olyan módszer birtokába juttatott bennünket, melyek segítségével ezeknek a rendkívül csekély kiterjedésű részecskéknél vizsgálati is lehetővé vált. Az állandó súlyarányok törvényének felismerése (*Proust* 1800.) után *Dalton* (1803.) már ezen kísérleti alapra támaszkodva állítja fel a mai atomelméletet, *Faraday* (1840. körül) pedig az ő bámulatos experimentálói ügyességével megállapítja az elektrolízisnél az anyag mennyisége és az elektromos töltések közötti kapcsolat törvényeit. *Lothar Meyer* és *Mendelejeff* (1869.) egymástól függetlenül reábulkannak arra az elemek tulajdonságaiban mutatkozó csodálatos törvényszerűségekre, amely a periodikus rendszerben nyer kifejezést. A kinetikai gázelmélet (*Clausius* 1857., *Maxwell* és *Boltzmann*) lehetővé teszi a molekulák számának és nagyságának meghatározását (*Loschmidt* 1865.)

Ez az elmélet közvetlen kísérleti igazolást nyer a *Brown-féle* molekuláris mozgás vizsgálata által (*Perrin* 1909.), amit viszont az ultramikroszkop feltalálása (*Siedentopf* és *Zsigmondy* 1903.) tett lehetővé. A radioaktivitásnak (*Becquerel* 1896.) és a Röntgen-sugaraknak (*Röntgen* 1895.) felfedezése, *J. J. Thomsonnak* a gázok vezetőképességére és a katodsugarakra vonatkozó vizsgálatait (1900. körül) és *Planck*

quantumelmélete (1900.) egészen új világokat tárnak fel előttünk. A kristályinterferencia jelenségének felfedezése (*Laue* 1912., *Bragg* 1912.) nemcsak a Röntgensugarak hullámhosszágának és a kristályok szerkezetének meghatározását tette lehetővé, hanem — a jellemző sugárzások alapján — betekintést nyújtott az atomok belsejébe is. Hasonló tájékozást nyújtanak az atomok belső szerkezetéről *Rutherford*nak az α sugarakkal végzett kísérletei is. Végül az utóbb említett vizsgálati eredményeknek a *Planck*-féle quantumelmélettel való szerencsés összekapcsolása révén *Bohr* (1913.) felállítja a róla elnevezett atomelméletet, a mely egyrészt megfejtette a vonalas színeképek keletkezésének félszázados rejtélyét, másrészt kimutatta, hogy a nem régen még oszthatatlannak tekintett atomok tulajdonképpen igen bonyolult, a csillagászati bolygórendszerekhez hasonló szerkezetűek.

A fentebbi állítások már nem pusztá feltevések és spekulációk, hanem a megfigyeléseknek és tervszerű kísérleteknek hosszú sorozatából levont következtetések, melyeknek helyességét a legkülönbözőbb vizsgálati módszerekkel ellenőrizték és fogják ellenőrizni a jövőben is. És itt legyen szabad egy, a természettudományi kutatásra vonatkozó általános megjegyzést tennem. Gyakran hallhatjuk arról az oldalról, ahonnan „a természettudományok csőd”-jét szeretik hangoztatni, hogy a kísérleti tudományok által felállított elméletek és törvények a későbbi kutatás folyamán ismét megdőlnék. Például a chemia egész

anyaga az atomok változhatatlanságának elvén alapszik s ezt az alapot a radioaktivitás jelenségének felfedezése megdöntötte! Ez tökéletesen igaz és mégis teljesen téves volna azt hinni, hogy az atomok változhatatlanságának elvével együtt a chemiának tapasztalati uton felállított számtalan törvénye közül csak egy is megdőlt. A látszólagos ellenmondás magyarázata a következő: minden természeti törvény csak bizonyos megszabott határok között, a jelenségeknek egy bizonyos csoportjára érvényes. Így az atomok változhatatlanságának törvénye érvényes volt és marad is azon kísérleti körülményekre vonatkozólag, a melyek mellett a chemiai változások rendesen lefoly-
nak. Ezen eddig ismert jelenségekhez a radioaktivitás felfedezése a tünetményeknek egy új csoportját csatolta, a mely természetesen más törvények szerint folyik le. Az atombomlások felfedezése tehát nem döntötte meg az eddigi tapasztalati eredményeket, hanem kiegészítette azokat, mondván: a közönséges chemiai változások szabályai eddig a határig érvényesek, ezentul új jelenségek következnek, állapítsuk meg ezeknek törvényszerűségeit is!

Pécs, 1924. ápr. 29.

Dr. Rhorer László.

I. Atomok és molekulák szerepe a chemiában.

Atomsuly és molekulasuly. Chemiai szempontból a különböző anyagokat általában két nagy csoportra oszthatjuk: egyszerűekre és összetettekre. Az egyszerű, semmiféle külső beavatkozással*) tovább nem bontható anyagokat *elemi* testeknek nevezzük. Az eddig ismert 87 elem a könyv végén levő táblázatban van összeállítva. Az összetettek ismét két csoportra oszthatók: az első csoportnál, a *keverékekben* és *elegyekben* az alkotórészek aránya tág határok között változtatható p. o. kén- és vasport vagy különböző gázakat tetszés szerinti arányban elegyíthetünk egymással, s az ily módon összekevert alkotórészek egyszerű fizikai eljárásokkal (kén- és vaspor keveréke mágnessel vagy ülepitéssel, a gázak elegye diffúzióval) újból szétválaszthatók, mert az alkotórészek többé-kevésbé megtartották eredeti sajátosságukat. Ezzel szemben a második csoportnál, a *vegyületeknél* a szétválasztás általában csak mélyreható (chemiai) módszerek segítségével eszközölhető, s ami ennél *kal fontosabb: a vegyületekben az alkotórészek mindig szigoruan ugyanazon arányok szerint foglaltatnak, p. o. a víz mindig 1 sulyrész hidrogenből és 8 s. r.*

*) Kivéve a radioactív változásokat (l. később).

oxigenből áll. (Állandó sulyarányok törvénye. Proust 1800. körül.) *)

A vegyületeknek azt a legjellemzőbb tulajdonságát, a mely az állandó sulyarányok törvényében nyer kifejezést, igen egyszerű módon magyarázza a Dalton-féle (1803.) *atomelmélet*. Ezen elmélet szerint az elemi testek igen apró, de határozott nagyságu és sulyu részecskékből, atomokból állnak. Ezek az atomok tovább nem oszthatók s általában semmiféle chemiai módszerrel meg nem változtathatók, úgy, hogy változatlanul mennek át egyik vegyületből a másikba. Ugyanazon elemnek atomjai egymás közt teljesen egyenlő nagyságuak és sulyuak**) a különböző elemek atomjai azonban egymástól különbözők. Valamely vegyület p. o. a sósav, mely hidrogenből és chlorból áll, úgy keletkezik, hogy az egyik elemnek, a hidrogennek egy atomja mindig a másik elemnek, a chlornak egy atomjával egyesül; a sósavnak azt a legkisebb részét, a mely a két atom egyesülése által keletkezett, ezen vegyület *molekulájának* nevezzük. A molekulák tehát azon legkisebb részei a vegyületeknek, a melyekre ezek elbonthatók a nélkül,

*) Ha valamely elem (p. o. nitrogen) egy másik elemmel (p. o. oxigennel) különböző arányokban alkot vegyületet, akkor az első elemnek azon mennyiségei, melyek a második elem ugyanazon mennyiségével egyesülnek, úgy aránylanak egymáshoz, mint az egyszerű egészs számok (az említett esetben mint 1 : 2 : 3 : 4 : 5, *sokszoros sulyarányok törvénye*).

**) Az u. n. *isotop* elemek atomjai közt észlelhető különbségeket később részletesen fogjuk tárgyalni.

hogy anyagi minőségük változást szenvedne. Mint-hogy a sósavnak minden molekulája egy atom hidrogenből és egy atom chlorból áll, természetes, hogy a két alkotórész sulyaránya a vegyületben szigoruan állandó, még pedig azok úgy aránylanak egymáshoz, mint az egyes atomok sulyai. A miből ismét következik, hogy a vegyületek chemiai elemzése után az egyes atomok sulyainak aránya megállapítható, p. o. a sósavban egy sulyrész hidrogenre 35'5 s. r. chlor esik, azaz a chlornak egy-egy atomja 35'5-szer nagyobb sulyu a hidrogen atomjánál. Az ily módon megállapított arányszámok azt mutatják, hogy valamennyi elem között a hidrogennek atomja a legkisebb sulyu, miért is ezt választották az összehasonlítás alapjául és erre mint egységre vonatkoztatva fejezik ki a többi elem atomsúlyát. Az *atomsúlyok* (vagy *vegyülősúlyok*) tehát *viszonyszámok, a melyek ezt fejezik ki, hogy az illető elemnek egy atomja hányszor nagyobb sulyu a hidrogen egy atomjánál,*)* p. o. a chlor atomsulya a fentebbiek szerint 35'5. Ha a vegyületet alkotó elemek atomjainak sulyát összeadjuk, megkapjuk a vegyület *molekulasúlyát*, p. o. a sósav molekulasulya $1 + 35'5 = 36'5$, a mi azt jelenti,

*) A legtöbb elem atomsúlyát azoknak az oxigennel képezett vegyületeiből szokás meghatározni, tehát a számítás alapjául az oxigen atomsulya szolgál. Hogy ne kelljen az oxigen atomsúlyának újabb és pontosabb meghatározásai alkalmával a többi elem atomsúlyát is megváltoztatni, azért *Ostwald* ajánlataira az oxigen atomsúlyát egyszer s mindenkorra pontosan 16'00-ban állapították meg, minek következtében a *H* atomsulya ez idő szerint $H = 1'008$.

hogy a sósav egy molekulájának sulya a hidrogenatom sulyának 36'5-szerese, tehát a molekulasulyok épp oly viszonzszámok, mint az atomsulyok.

A vegyületek összetétele azonban nem mindig oly egyszerű, mint azt a sósavnál láttuk. Vannak elemek, melyeknek egy atomja nem egy, hanem 2, 3, 4 hidrogenatommal egyesül vegyületté, p. o. az oxigennek egy atomja két atom hidrogennel egyesül vízzé. Hogy lehet ezt megállapítani, mikor a chemiai elemzés csak annyit mond, hogy a vízben 1 s. r. hidrogenre mindig 8 s. r. oxigen esik, tehát a legegyszerűbb feltevés az volna, hogy az oxigen atomsulya 8 s a víz molekulasulya $8 + 1 = 9$?

Mint látni fogjuk, vannak különböző módszerek (gőzsűrűség, fagyáspontcsökkenés meghatározása stb.), melyek segélyével a molekulasuly értéke megállapítható. A kísérletek eredménye szerint a víz molekulasulya nem 9, hanem 18, azaz az oxigennek a víz egy molekulájában előforduló legkisebb mennyisége nem 8, hanem 16 s ugyanígy áll a dolog az oxigen eddig ismert egyéb vegyületeinél is. Ebből az következik, hogy az oxigennek a vegyületekben előforduló legkisebb mennyisége 16-szor nagyobb a hidrogen atomsulyánál, azaz az oxigen atomsulya 16. Azt, hogy az oxigennek egy atomja két atom hidrogennel egyesül, úgy mondjuk, hogy az oxigen két *vegyértékű* elem. Hasonlóképpen a nitrogen, melynek egy atomja 3 atom hidrogennel egyesül ammoniakká, 3 *vegyértékű* elem, a szén 4 *vegyértékű* stb. Az elemeknek azt a mennyiségét, a mely egy atom hidro-

gennel képes egyesülni,*) az illető elem *aequivalens-* vagy *egyenértéksúlyának* nevezzük, p. o. az oxigén egyenértéksúlya 8. Az egyenértéksúly szorozva a vegyértékkal, adja az atomsúlyt (az oxigénnél $2.8 = 16$.) Az elemek és vegyületek jelölése a chemiában *Berzelius* nyomán a következőképpen történik: az elem egy atomnyi mennyiségét az elem latin nevének nagy kezdőbetűjével jelöljük, szükség esetén — félreértések elkerülése végett — még egy kis betűnek hozzátételével, p. o. *H* a hidrogennek, *He* a heliumnak, *O* az oxigénnek, *C* a szénnek (carbonium), *Cl* a chlornak egy-egy atomját jelöli. Vegyületeknél a molekulának az alkotóelemek atomjaiból való összetételét tüntetjük fel, p. o. H_2O azt jelenti, hogy a víz molekulája két atom hidrogenből és egy atom oxigénből áll. Elemeknél is előfordul — sőt ez a gyakoribb eset — hogy az elemnek szabad állapotban észlelhető legkisebb részecskéje nem egy, hanem több atomból áll. Ezen elemi molekulákat hasonló módon jelöljük, p. o. H_2 azt jelenti, hogy a hidrogen molekulája két atomból áll. A molekulák összetétele, főleg a szerves chemiában, igen bonyolult lehet, ismerünk molekulákat, a melyek száznál is több atomból állnak. A tapasztalás azonban azt mutatja, hogy az atomok bizonyos csoportjai egymással szorosabb kapcsolatban állnak, úgy, hogy sok esetben változat-

*) Az esetben, ha valamely elem (mint p. o. a fémek nagy része) a hidrogennel nem egyesül közvetlenül, azt állapítjuk meg, hogy annak milyen mennyisége képes egy atom hidrogent helyettesíteni, azaz p. o. egy atom chlorral egyesülni.

lanul lépnek át egyik vegyületből a másikba. Ezeknek a bizonyos fokig önálló atomcsoportoknak (az u. n. gyököknek) meg vannak a maguk jellemző reakciói, úgy, hogy azoknak a molekulákban való előfordulása, valamint kapcsolódásuk módja megállapítható. Az atomoknak egymáshoz való kapcsolódását az u. n. szerkezeti képletek segélyével szoktuk feltüntetni.

Avogadro törvénye. A gázok között lefolyó kémiai reakciók vizsgálatánál *Gay-Lussac* (1810.) azt tapasztalta, hogy az egymással egyesülő térfogatok, valamint az újonnan keletkezett gáznak térfogata is egymással egyenlők vagy egymásnak egyszerű egész számu többszörösei. P. o. 1 térfogat H_2 ugyancsak 1 térfogat chlorrall egyesül és ad 2 térfogatnyi sósavgázt, vagy pedig 2 térf. H_2 és 1 térf. O_2 ad 2 térf. vizgőzt stb. Ez a törvényszerűség *Avogadro* (1811.) szerint a legegyszerűbben azzal magyarázható, hogy *a gázok egyenlő térfogataiban a molekulák száma egyenlő*, tehát p. o. az 1 liter hidrogenben foglalt H_2 molekulák az 1 liter chlorgázban foglalt ugyanoly számu Cl_2 molekulával egyesülve, kétszer nagyobb számu, tehát két liternyi sósav molekulát adnak.*) A hidrogennek és chlornak egyesülése

*) Az a körülmény, hogy egy térf. hidrogenből és 1 térf. chlorból nem egy, hanem két térfogat sósav keletkezik, azt mutatja, hogy az itt szereplő elemi gázok molekulái nem egy-, hanem kétatomosak. Ugyanis egy atomos molekulák esetén az egyesülésnek a $H + Cl = HCl$ egyenlet szerint kellene lefolynia, tehát csak 1 térf. HCl keletkezhetnék.

tehát a következő egyszerű egyenlet segítségével fejezhető ki: $H_2 + Cl_2 = 2HCl$. Viszont a víz keletkezése a $2H_2 + O_2 = 2H_2O$ egyenlet szerint folyik le.

A molekulasúly meghatározása. Avogadro tétele szerint 1 liter oxigén épp annyi molekulát tartalmaz, mint 1 liter hidrogén, tehát az 1 liter oxigén súlya annyiszor mulja felül az 1 liter hidrogénét, mint a hányszor az oxigén molekulasúlya nagyobb a hidrogénénél. Az oxigén 1 literének súlya, osztva a hidrogén ugyanakkora térfogatának súlyával, nem más, mint az oxigénnek a hidrogenre vonatkozó relativ fajsúlya vagy sűrűsége ($s = 16$); ennyiszor nagyobb az oxigén molekulasúlya (32) a hidrogén molekulasúlyánál, 2-nél s általában *bármely* gáz vagy gőz molekulasúlyát megkapjuk, ha annak a hidrogenre vonatkozó relativ sűrűségét kettővel szorozzuk. P. o. a széndioxid gáz 22-szer nehezebb, mint a hidrogén, tehát a széndioxid (CO_2) molekulásúlya $2 \cdot 22 = 44$. Viszont ha ismerjük valamely gázmolekula összetételét, p. o. tudjuk, hogy a mocsárgáz (methan) összetételét a CH_4 képlet fejezi ki, az atomsúlyok összeadásából megkapjuk a molekulasúlyt ($C = 12$, $4H = 4$, $12 + 4 = 16$) s ennek fele (8) adja a mocsárgáznak a hidrogenre vonatkozó relativ sűrűségét. Ugyancsak Avogadro tételéből következik, hogy ha különböző gázoknak a molekulasúlyokkal arányos mennyiségeit vesszük tekintetbe, ezeknek térfogata egymással egyenlő lesz. Legcélszerűbb, ha minden gázból annyi grammot veszünk, a mennyi az illető gáznak a molekulasúlya, tehát 2 gramm H_2 -t, 32 g. O_2 -t,

44 g. CO_2 -t hasonlítunk össze. Ezeket a mennyiségeket az illető gáz 1 gramm-molekulájának, vagy röviden moljának nevezik. Tapasztalás szerint bármely gáz 1 moljának térfogata (0°C hőmérsékleten és 1 atmoszféra nyomásnál) 22.41 liter.*)

Anyag és elektromosság. Ha u. n. másodrendű vezetőkön, azaz sóknak, savaknak, lugoknak oldatain vagy megolvasztott sókon keresztül elektromos áramot vezetünk, azt tapasztaljuk, hogy a nevezett

*) A gázakhoz sok tekintetben hasonló magatartást mutatnak az oldatok. Ha egy darab cukrot vízbe helyezünk, az abban feloldódik, azaz legapróbb részeire (molekulákra) oszolva egyenletesen terjed (diffundál) szét a vízmennyiségben, épp úgy, mint a hogy a gázok is egyenletesen töltik ki a rendelkezésükre álló teret. Az oldott anyag (a cukor) szétterjedése közben épp úgy nyomást gyakorol a diffúzióját gátló akadályokra, mint a gáz az elébe helyezett dugattyúra. Ha ugyanis a cukoroldatot a víz többi mennyiségétől u. n. féligáteresztő hártárával választjuk el, a mely a vizet át bocsátja, az oldott anyagot azonban nem, akkor az oldott anyag a hártárára nyomást gyakorol. Ezen u. n. *osmosis* nyomásra vonatkozólag *Van't Hoff* kimutatta, hogy az épp akkora, mint a mekkora volna a gáznyomás, ha az oldott anyag az oldat térfogatát gázalakban töltené ki s ugyanúgy is változik a térfogattal és a hőmérséklettel, mint a gázok nyomása, azaz, ha bármely anyagnak 1 molját 22.41 literben oldjuk fel, az osmosis nyomás 0°C -nál épp 1 atmoszféra. A feloldás következtében megváltozik az oldószer fagyáspontja és pedig, ha valamely anyagnak 1 molját oldjuk fel 1 liter vízben, az oldat fagyáspontja -1.85°C lesz, azaz 1.85°C -vel csökkent a tiszta víz fagyáspontjához (0°C) viszonyítva. Ezen összefüggések alapján úgy az osmosis nyomásnak, mint a fagyáspontcsökkenésnek (forráspontemelkedésnek stb.) mérése útján az oldott anyagok molekulásúlya meghatározható.

anyagok az áram átmenetele közben vegyi bomlást, *elektrolysist* szenvednek. P. o. ha vízbe két platina lemezt (u. n. elektrodot) mártunk s ezeket megfelelő áramforrás két sarkával kötjük össze, az elektrodokon gázfejlődést észlelünk, még pedig a pozitív elektrodon, az *anodon* oxigen, a negatív elektrodon, a *katodon* hidrogen fejlődik. Erre az elektrolysisre *Faraday* a következő két törvényt állapította meg:

1. az áram által leválasztott anyagok mennyisége egyenesen arányos az idővel és az áram erősségével,

2. ugyanazon áram különböző elektrolytekből *chemiailag egyenértékű (aequivalens)* mennyiségeket választ le.

Ha vizet elektrolysálunk, akkor 1 ampère erősségű áramot 96500 mpen, azaz 27 órán keresztül kell áramoltatnunk, míg a katódon 1 gramm *H* fejlődik. Ugyanazon idő alatt az anodon az oxigenből 8 g. válik szabaddá; ha ugyanezen áramot ezüstnitrát oldatán is átvezetjük, akkor az 1 g. *H*-nek megfelelően 108 g. ezüst leválását észlelhetjük, mert az ezüst egyenértéksulya 108 stb. Általában a jelzett körülmények között bármely anyagból 1 gramm egyenértéksulynyi mennyiség (annyi gramm, a mennyi az egyenértéksuly) fog leválni. Minhogy 1 ampèrenyi áramerősség mellett a vezető bármely keresztmetszetén 1 coulombnyi elektromos mennyiség áramlik keresztül, azt is mondhatjuk, hogy bármely anyag 1 gramm-egyenértéksulyának leválasztásához 96500 coulomb átmenetele szükséges. Az elektromosság-

nak másodrendű vezetőkön való átáramlásáról *Faraday*, *Clausius* és *Arrhenius* vizsgálatai szerint a következő képet alkothatjuk: az áramot vezető anyagoknak (az elektrolyteknek) a molekulái oldataikban kisebb-nagyobb mértékben szétesnek, disszociálnak pozitív és negatív töltésű részecskékre, u. n. *ionokra*.*) Ha az oldatba két elektrodot helyezünk s azokat valamely áramforrás sarkaival kötjük össze: az elektromos erők hatása folytán a pozitív töltésű részecskék a pozitív sarktól eltaszítatnak és a negatív sark, a katód felé fognak vándorolni, miért is ezeket *kationoknak* nevezik, az ellenkező irányban, az anód felé vándorló negatív töltésűeket pedig *anionoknak*. Az elektrodokhoz érkeve az ionok töltésüket annak átadják s ők maguk vagy hozzátapadnak az elektrod felületéhez, a mint azt a galvanoplastikánál látjuk, vagy közömbös, töltés nélküli molekulákká alakulva eltávoznak, mint a H_2 és O_2 vagy pedig újabb vegyi átalakulásokban vesznek részt. Bennünket a továbbiakban főképpen az érdekel, hogy a *Faraday* 2. törvénye szerint bármely ion 1 grammegyenértéksúlya**) mindig ugyanazon, 96500 coulombnyi elektromos töltéssel bír.

*) Ezek az ionok lehetnek egyszerű atomok, p. o. a sósav pozitív H és negatív Cl ionokra disszociál; de lehetnek egész atomcsoportok is, p. o. a kénsav (H_2SO_4) két pozitív és egyvegyértékű H ionra és egy negatív, két vegyértékű sulfát (SO_4) ionra esik szét.

**) Ha az egyenértéksúly helyett az ionoknak grammatomnyi mennyiségeit vesszük tekintetbe, akkor a több vegyértékű

Azokat az elemeket (gyököket), melyek ion állapotban pozitív töltést mutatnak (kationok), pozitív elemeknek (gyököknek) nevezzük; ilyenek általában a fémek (*K, Na, Ca, Mg, Zn* stb.) és a hidrogen. Ezzel szemben a negatív töltésű anionokat alkotó elemeket (*Cl, Br, J, O* stb.) röviden negatív elemeknek mondjuk. Az elemeknek ez a két csoportja chemiailag is ellentétes magatartást tanúsít: a pozitív elemek a hidroxil (OH) csoporttal oly vegyületeket (*KOH, NaOH* stb.) alkotnak, melyeknek vizes oldatai lúgos vegyhatásúak (a lakmus festőanyag oldatát kék színűvé teszik). Viszont a negatív elemek (*Cl, Br, J*)*) a hidrogennel savakat (*HCl, HBr* stb.) alkotnak (a lakmust vörösre festik).

A periodusos rendszer. Ha az elemeket atomsúlyaik sorrendjében egymásután írjuk, azt tapasztaljuk, hogy a szomszédos elemek általában egymástól eltérő sajátságokkal bírnak, azonban bizonyos számu tag után ismét ugyanazon fizikai és chemiai tulajdonságú elemek következnek.

A legelső elem, a hidrogen bizonyos fokig kivételes magatartást tanúsít, miért is azt egyelőre figyelmen kívül hagyjuk. A következő elemek: a helium, lithium, beryllium, bór, szén, nitrogen, ox-

ionoknak egy-egy grammatomnyi mennyisége természetesen ennek a töltésnek megfelelő többszörösét hordozza, p. o. a két vegyértékű *Ca, Ba* stb. ionoknak egy-egy grammatomja kétszer 96500 coulombot stb.

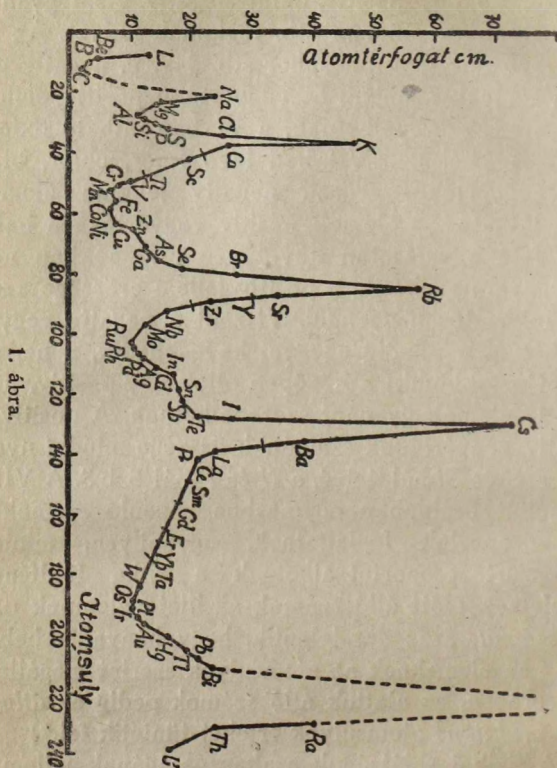
*) Valamint a negatív elemeknek az oxigennel alkotott összetett gyökei: *ClO₃, NO₃, PO₄, SO₄* stb. is.

gen és fluor egymástól mind eltérő tulajdonságaik, ellenben a most következő neon a heliumhoz hasonló u. n. nemes gáz, melynek vegyületei nem ismeretesek; a natrium a lithiumhoz hasonló egy vegyértékű, erősen pozitív jellemű fém, a magnesium a berylliumhoz hasonló két vegyértékű, az aluminium a bórhoz hasonló 3 v. é. fém és így tovább, szóval az elemeknek a heliumtól a fluorig tartó első szakasza (periodusa) után egy második, a neontól a chlorig terjedő hasonló szakasza következik; ha ezt az első alá írjuk, úgy, hogy a hasonló elemek egymás alá kerüljenek s az eljárást ilyenképen tovább folytatjuk (l. a II. táblázatot a könyv végén), akkor az elemeknek u. n. *periodusos rendszerét* kapjuk (*Lothar Meyer és Mendelejeff 1896.*). A vízszintes sorok adják az egyes periodusokat, melyek eleinte nyolc, később azonban jóval nagyobb számú tagot tartalmaznak. A függőleges oszlopok tartalmazzák a hasonló jellemű elemeket: a felül nullával jelölt oszlop a vegyérték nélküli nemes gázokat (helium, neon, argon, krypton, xenon, radiumemanacio), az I-vel jelölt az egy vegyértékű alkali fémekeket (lithium, natrium, kalium stb.); mint egy vegyértékű pozitív elem, a hidrogen is ezen oszlopba sorozandó. A II. oszlopban a két v. é. beryllium, magnesium és az alkali földfémek (calcium, strontium, barium), valamint a szintén két v. é., de a földfémektől mégis különböző s ezért hozzájuk képest kissé eltolt helyzetben feltüntetett zink, cadmium stb., a III. oszlopban a 3. v. é. bór, aluminium stb., a IV.-ben a négy vegy-

értékű, de úgy pozitív, mint negatív elem gyanánt szereplő szén, silicium stb. foglalnak helyet. Az V.-ben levő nitrogén, phosphor stb. 3 v. é. negatív elemek, melyek azonban öt vegyértékű pozitív elemek gyanánt is szerepelhetnek, a VI.-ban látható oxigén, kén két értékű, a VII.-ben levő fluor, chlor, brom egy vegyértékű, erősen negatív jellemű elemek. Mint látható, az elemek pozitív vegyértéke a balról jobb felé egymásután következő oszlopokban mindig eggyel növekszik, a pozitív jellem erőssége azonban fokozatosan gyengül. Viszont a negatív vegyértékek száma mindig eggyel kevesbedik, a negatív jellem erősödik; a középen állók úgy pozitív, mint negatív elemek gyanánt szerepelhetnek. A pozitív és negatív vegyértékek számának összege mindig nyolc, p. o. a C és Si-nál $4 + 4$, a N és P-nál $5 + 3$. A VIII.-val jelölt oszlopban egymáshoz hasonló elemekből álló csoportok foglaltnak, ugyanilyen, mintegy közbeszurt csoportot alkotnak a ritka földfémek. Az elemek előtt álló számok az illető elemnek *v. n. rendszámát*, azaz azt jelentik, hogy hányadik helyen áll az az elemeknek az atomsúlyok szerint megállapított sorában, az alattuk álló számok pedig az *átlagos* vagy *praktikus* atomsúlyok értékét tüntetik fel.)*

A fizikai sajátságok szakaszosságának jellemzésére szolgáljon például az 1. á., a mely az atomtérfogatókat, azaz az elemek egy grammatomnyi mennyiségének térfogatát tünteti fel cm^3 -ekben. Mint

*) A radioactiv elemek isotop csoportjából csak a leghosszabb élettartamu van felvéve.



1. ábra.

látható, ez az atomtérfogot minden periódusban kiemelkedő maximumot ér el az alkali-fémeknél (*Li*, *Na*, *K* stb.).

A periódusos rendszerben mutatkozó nagy törvényszerűség alapján *Mendelejeff*nek sikerült több,

akkor még nem ismert elemnek létezését megjövendölnie, sőt azoknak számos tulajdonságát előre megállapítania. Így p. o. megjövendölte *Mendelejeff*, hogy kell lennie egy, a silíciumhoz hasonló elemnek, melyet ő *ekasilícium*nak nevezett el, a mely sötét szürke, nehezen olvadó fém lesz, atomsulya 72, fajsulya 5'5. Valóban *Winkler* 1886. az argyrodit ásványból előállította az általa *germanium*nak keresztelt új elemet, a mely szürkés fehér, 900°C-nál olvadó fém, atomsulya 72'5, fajsulya 5'469, tehát bámulatos pontossággal megfelel a *Mendelejeff* jóslatainak. Az oxyd sűrűsége *M.* szerint 4'7, a valóságban 4'703. Chloridjának sűrűsége *M.* szerint 1'9, forráspontja 100° alatt; a valódi sűrűség 1'887, forráspont 86°C stb. Ugyancsak hasonló pontossággal beigazolódott *Mendelejeff* következtetéseinek helyessége az *eka-borra* és *ekaaluminiumra* vonatkozólag a *scandium* és *gallium* felfedezése által.

Később látni fogjuk, hogy a periodusos rendszernek szinte talányos törvényszerűségei egyszerű módon értelmezhetők a *Rutherford-Bohr*-féle atomelmélet alapján; egyttal a rendszámok jelentőségével is lesz még alkalmunk bővebben megismerni.

II. Az atomok és molekulák száma és méretei.

A molekulák méreteinek becslészerű meghatározása. Eddigi tárgyalásainkból azt láttuk, hogy úgy a vegyületek, mint az elemek csak bizonyos határig

oszthatók. A vegyületeknek az a legkisebb része, a meddig azok oszthatók anélkül, hogy anyagi minőségük megváltoznék: a *molekula*, az elemeknél pedig az oszthatóság határán az *atom* áll. Láttuk továbbá, hogy fizikai és chemiai módszerekkel módunkban áll a vegyületek molekulaszúlyát és az elemek atomsúlyát megállapítani. Az így nyert értékek azonban csak *viszonyszámok*, a melyek azt mutatják, hányszor nagyobb az illető molekulának vagy atomnak súlya a legkisebb atomnak, a hidrogenatomnak súlyánál, de semmi felvilágosítást nem nyújtanak az atomsúlynak *absolut* értékére vonatkozólag és így nem mondanak semmit arról sem, hány atom foglaltatik az illető elem 1 grammnyi mennyiségében.

Hogy a molekulák és atomok méretei rendkívül kicsinyek, azt számos tapasztalat igazolja. Így p. o. az u. n. homogén anyagok (főleg a folyadékok) a legerősebb nagyítóval nézve is teljesen egyenletesen töltik ki a teret, rajtuk a tagozottságnak semmi nyoma nem észlelhető, felszínök tökéletesen simának látszik, tehát a folyadékmolekulák átmérőjének kisebbnek kell lenni a legerősebb mikroszkopok által még feloldható legkisebb távoiságnál, a mi körülbelül a milliméter 1:5000 részének, azaz 0'2 μ -nek, azaz *mikronnak* felel meg.*) A legvékonyabb fonál, me-

*) 1 mikron = $1\mu = 0'001$ mm; ennek ezredrésze, 1 millimikron = $1\mu\mu =$ egy milliommód mm = 10^{-6} mm = 10^{-7} cm. Még ennél is tizszer kisebb egység a spektroskopiában használatos 1 Angström = $0'1\mu = 1$ tizmilliomód mm = 10^{-7} mm = 10^{-6} cm.

lyet készíthetünk, a *Wollaston* drót*) 1μ átmérőjű; a legvékonyabb aranylemezek vastagsága pedig 0.1μ . Ennél jóval vékonyabbak a szappanbuborék-hártyák: ezek, mint azt *Reinold* és *Rücker* az elektromos ellenállás mérése alapján meghatározták, azokon a helyeken, a hol oly vékonyak, hogy már nem mutatják a fényinterferenciától származó szép színeket, hanem feketék: csupán 5μ ., azaz $1:200000$ mm vastagságúak. A legérzékenyebb módszerek, a melyek segítségével vékony hártyák még kimutathatók, a felületi feszültség mérésen alapulnak. Ismeretes, hogy a folyadékok felszine sok tekintetben úgy viselkedik, mint egy kifeszített rugalmas hártya; a felületi feszültség az az erő, a melyik ezt a felületet (p. o. a felfújt szappanbuboréknál) állandóan kisebbiteni iparkodik. Ez a felületi feszültség erősen csökkenthető, ha a folyadékban (vizben) u. n. kapillárisanyagokat: szappant, kámfort stb. oldunk fel. Bárki megpróbálhatja, hogy ha a víznek tiszta (ujjunkkal nem érintett) felületére kölesnyi kámfor darabkát helyez, ez a víz színén ide- s tova szaladgál**), t. i. oldódása következtében hol az egyik, hol a

*) A *Wollaston*-drót platinafonál, melyet úgy állítanak elő, hogy a platinadrótot ezüst védőburokba foglalva nyújtják ki s azután az ezüstöt salétromsavval lemaratják. Hasonló finomságúak azok a szálak is, melyeket olvasztott kvarcból állítanak elő.

**) Különösen jól észlelhető a jelenség akkor, ha a víz felszínére *lykodium* port szórunk: a kámfor körül tiszta udvar keletkezik s a táncoló részecske széles ösvényt tör magának a porral behintett felületen.

másik oldalon a környező felszín feszültségét erősen csökkenté, mire a távolabbi változatlan feszültségű részek, mint kifeszített rugalmas hártyák, öszszerándulnak s a felszíni áramlások a kámfordarabkát is magukkal ragadják. A kámfor szemcsének ez a táncolása azonnal megszűnik, ha a felszínre olajnak vagy zsirnak legcsekélyebb nyoma kerül (ezért nem szabad sem az edényt, sem a felszint ujjal érinteni). Ugyanis az olaj éppen a felületi feszültséget csökkentő hatása révén elterül a víz felszínén s a csökkent feszültségű felületen a kámfor már nem tud újabb csökkenést előidézni, a részecske mozdulatlan marad. Ezen hatás révén láthatatlan vékony-ságu olajrétegek is kimutathatók, a réteg vastagsága pedig egyszerűen meghatározható, ha ismert olajmennyiséget ismert nagyságu felületen engedünk szétterjedni. Ily módon *Rayleigh*nek sikerült $2\mu\mu$ és *Devaux*nak $1'1\mu\mu$ vastagságu olajrétegeket előállítaniok. Hasonló vastagságu fémrétegeket vizsgált *Oberbeck* a következő módon: ismeretes, hogy ha fémeket vízbe mártunk, a fém és a víz között elektromos feszültség-különbség keletkezik, a melynek értéke a különböző fémeknél különböző. *Oberbeck* platina lemezeket (elektrolytikusan) igen vékony zink, cadmium, réz stb. réteggel vont be és kimutatta, hogy az említett feszültségkülönbség az illető fémre jellemző értéket mutatja akkor is, ha a réteg vastagsága csupán $1-3\mu\mu$ -nyi. Minthogy összefüggő rétegeknek legalább egy molekulányi vastagságuaknak kell lenniök, de tartalmazhatnak sok réteget is: az

említett módszerek a molekulaátmérők számára csupán egy felső határértéket szolgáltatnak, a mely azonban, mint látni fogjuk, már meglehetősen közel esik a molekuláknak néhány tized $\mu\mu$ -nyi átmérőjéhez. Ezeknek a *valódi méreteknek* meghatározása először a kinetikai gázelmélet alapján volt eszközölhető; gáznemű halmazállapotban ugyanis az anyagok maguktól szétválnak különálló molekulákra.

A kinetikai gázelmélet. A gázoknak ismert sajátságai közé tartozik, hogy azok minden irányban szétterjedni iparkodnak s eközben az őket körülzáró edény falaira nyomást gyakorolnak, melynek értéke annál nagyobb, minél kisebb térfogatra van a gáz összeszorítva (*Boyle-Mariotte törvénye**) és minél magasabb a hőmérséklet (*Gay-Lussac törvénye*).**) Ismeretes továbbá az is, hogy ha két különböző gázt, p. o. széndioxidot és hidrogént hozunk egymással érintkezésbe, akkor ezek egymásba kölcsönösen behatolnak, belediffundálnak mindaddig,

*) Ha p -vel jelöljük a gáz nyomását (azon nyomó erőt, melyet az az őt elzáró felületnek 1 cm^2 -ére gyakorol) és v -vel a térfogatot, akkor a *Boyle-Mariotte* törvénye szerint (állandó hőmérsékleten) a nyomásból és térfogatból alkotott szorzat állandó, $pv = \text{const.}$, azaz ha a gázt felényi térfogatra szorítjuk össze, nyomása az eredetinek kétszeresére emelkedik.

***) *Gay-Lussac* törvénye szerint, ha a gázt úgy melegítjük, hogy térfogata állandó maradjon, akkor nyomása minden *Celsius* foknyi hőemelkedésre a 0°C -nak megfelelő nyomásnak (p_0 -nak) ugyanazon $\alpha = 1 : 273$ részével emelkedik, azaz $p = p_0 (1 + \alpha t)$. Épp ily mértékben változik a térfogat is, ha állandó nyomás mellett melegítjük a gázt, t. i. $v = v_0 (1 + \alpha t)$.

míg egymással teljesen egyenletesen össze nem elegyedtek. Ez az egyenletes összekeveredés akkor is bekövetkezik, ha a nagyobb fajszámu CO_2 gázt a könnyebb H_2 alá rétegezzük, tehát a diffúzió a fajszámkülönbség ellenére is létrejön s mutatja, hogy a gázoknak legapróbb részecskéi, molekulái a látszólag nyugvó gázokban is állandó mozgásban vannak. Erről a mozgásról nyújt képet a kinetikai gázelmélet, midőn feltételezi, hogy a gázok igen nagy számú, igen apró és egymástól teljesen különálló részecskékből, molekulákból*) állnak, melyek maguk a rendelkezésükre álló térnek aránylag csekély részét töltik ki, azonban állandóan heves mozgásban vannak, ide s tova röpködnek, mint valami szunyograj, úgy, hogy mozgásuk következtében a rendelkezésükre álló teret mégis egyenletesen töltik ki és más gázokkal érintkezve, azokba belediffundálnak. Állandó heves mozgásuk közben ezek a tökéletesen rugalmasoknak képzelt molekulák részben egymásba, részben az edény falaiba ütköznek, hogy visszapattanva utjukat más irányokban folytassák. Az

*) Ezekről a molekulákról, mint láttuk, a gáz (gőz) sűrűsége alapján megállapítható, hogy hányszor nagyobb számuak a hidrogén egy atomjánál. — A kinetikai gázelmélet alapján levezethető, hogy két különböző gáz (azonos hőmérsékleten) azonos nyomással bír, ha egyenlő térfogatokban egyenlő számu molekulát tartalmaznak, tehát *Avogadro* törvénye (épp úgy, mint *Boyle-Mariotte* és *Gay-Lussac* törvényei is) kinetikai megfontolások alapján levezethető, a mi egyúttal azt is bizonyítja, hogy a kinetikai gázelmélet molekulái azonosak a gőzsűrűség alapján meghatározott kémiai molekulákkal.

edény falába ütköző s onnan ugyanakkora sebességgel visszapattanó molekulák mindegyike a fallal egy-egy kis lökést közöl s ezen egyes apró, de végtelen nagy számú ütközések eredményezik együttvéve azt az állandó nyomást, a melyet a gáz az edényre gyakorol, épp úgy, mint a hogy az ablakot verő jégeső is, ha elég sűrűn éri az ablakot, arra állandó egyenletes nyomást gyakorol. Ha a gáznak ismert mennyiségét p. o. 1 cm^3 -nyi térfogatát vesszük tekintetbe, a mely 1 cm élhosszuságu kockába van zárva, akkor a gáz tömegének és a kocka felületének ismerete alapján kiszámítható, mekkora átlagos sebességgel kell a gáz molekuláinak a falba ütközniök, hogy az észlelt nyomást előidézzék. Ez az átlagos sebesség meglepően magas értékű, még pedig *Maxwell* szerint 0°C hőmérsékleten hidrogengázra *1694 meter mpenként*, oxigénre *425*, nitrogénre *454 m. mpenként* (a sebesség fordítva arányos a molekulasúly négyzetgyökével). A hőmérséklet emelésével az átlagos sebesség is növekszik, 40°C -nál 7% -al magasabb, mint 0°C -nál. *) A valóságban természetesen a molekulák egy része az átlagosnál kisebb, a másik annál nagyobb sebességgel röpköd ide s tova s a legvalószínűbb sebesség (az, a mellyel a legtöbb molekula bír), nem egyezik pontosan az átlagos sebességgel, hanem annál *Maxwell* szerint kb. 12% -kal kisebb. E köré

*) Általában a sebesség egyenesen arányos az u. n. *absolut* (-273°C -tól számított) *hőmérséklet* négyzetgyökével, azaz a molekulák kinetikai energiája egyenesen arányos az abs. hőmérséklettel.

a legvalószínűbb (v) sebesség köré csoportosul a többi, még pedig oly formán, hogy $0.5v$ -nél, azaz félnyinél kisebb sebességgel csupán a molekulák 8%-a, $2v$ -nél, azaz a kétszeresnél nagyobb sebességgel azoknak 5%-a rendelkezik.

Mínt hogy a molekulák nagyon sűrűn, egymástól csupán csekély távolságban foglalnak helyet, mozgásuk közben folytonosan egymásba ütköznek, pályájuk zeg-zugossá válik. Azt a távolságot, a melyet egy-egy molekula két egymást követő ütközés között egyenes vonalban befuthat, *átlagos szabad uthossznak* (l) nevezzük. Ennek értéke meghatározható a gázak *belső surlódásából*. A szabad uthossznak ily módon meghatározott értékei rendkívül csekélyek, 0°C -nál és 1 atmoszféra nyomás mellett az *átlagos szabad uthossz kb. $1:10000$ mm., azaz $0.1\ \mu = 100\ \mu\mu$* . Ha a molekulák átlagos sebességét (az 1 mp alatt befutott távolságot) elosztjuk a szabad uthosszal, megkapjuk az 1 mp alatt bekövetkező ütközések számát: ha valamely molekula mpenként 500 m. sebességgel röpül tova, de minden tizedred mm. befutása után összeütközik valamelyik szomszédjával, akkor *mpenként 5000 millió ütközést szenved*. Az a meglepő körülmény, hogy a molekulák óriási sebessége ellenére is azoknak egymással való keveredése, diffúziója aránylag lassan folyik le: a folytonos ütközésekben leli magyarázatát.

A sebességnek, szabad uthossznak és az ütközések számának értékeit néhány gázra vonatkozólag a következő táblázat tünteti fel:

	Átlagos sebesség	Szabad uthossz.	Ütközések száma
hidrogén	1694 m. mpenk.	178 $\mu\mu$	9520 mil. mpenk.
oxigén	425 " "	102 "	4180 " "
nitrogén	454 " "	95 "	4780 " "

A szabad uthossznak ily módon meghatározott értékeiből még más következtetést is vonhatunk. Könnyen belátható, hogy az ütközések száma annál nagyobb és így az átlagos szabad uthossz (l) annál kisebb lesz, minél nagyobb a röpködő molekulák keresztmetszete és minél nagyobb azoknak a száma (n) a gáz 1 cm³-ében. Ha a molekulákat szabályos gömbalakuaknak képzeljük, akkor kiszámíthatjuk a gáz 1 cm³-ében foglalt molekulák együttes keresztmetszetét, ha pedig a gázt folyadékká sűrítjük, megkapjuk ugyanezen molekulák együttes térfogatát. Ebből a két adatból, mint azt *Loschmidt* (1865.) kimutatta, úgy a molekulák átmérője, mint azoknak száma (a gáz 1 cm³-ében) meghatározható. Az ily módon végzett számítások szerint a gázmolekulák átmérője $\sigma = 0'2 - 0'4 \mu\mu$ *) a molekulák száma pedig a gáz 1 cm³-ében (0°C hőmérsékleten és 1 atm. nyomás mellett) $n = 27 \text{ trillio} (= 27 \cdot 10^{18})$ még pedig — *Avogadro* tétele szerint — bármely gáznak 1 cm³-ében, függetlenül a gáz anyagi minőségétől.

Minthogy a térfogat változik a nyomással és a

*) Hasonló eredményre vezetnek a *Van der Waals*-féle *b* állandó, valamint a törésmutató, illetőleg a dielektromos állandó alapján eszközölt számítások is.

hőmérséklettel, célszerűbb, ha a molekulák számát nem a gázoknak bizonyos térfogatára, hanem bizonyos tömegére vonatkoztatjuk, még pedig a különböző anyagoknak 1—1 molnyi mennyiségére, tehát annyi grammjára, a mennyi a molekulasúly. Mint láttuk, bármely gáz 1 moljának térfogata 0°C -nál és 1 atm. nyomás mellett 22412 cm^3 , tehát a molekulák száma 1 molban $N = 22412 n = 0'6$ quadrillio. Ezen az *Avogadro* tételén alapuló $N = 6 \cdot 10^{23}$ számot az ő tiszteletére *Avogadro*-féle számnak, az 1 cm^3 -re vonatkozó $n = 27 \cdot 10^{18}$ -t pedig *Loschmidt*-féle számnak szokás nevezni.*)

Hogy ezen számok nagyságáról némi fogalmat alkothassunk magunknak, gondoljuk meg a következőket: ha az 1 cm^3 -ben foglalt molekulákat meg akarnánk számlálni, akkor percenként 100-at számlálva és a számlálást éjjel-nappal folytatva, *500 millió évig tartana*, amíg azzal elkészülnénk. Egy más példa, amely a molekulák nagy számáról fogalmat nyújthat, *Aston* szerint a következő: ha egy elektro-

*) Az ily módon számított értékek — a molekulák valódi térfogatára vonatkozó, kissé önkényes feltevések következtében — csak hozzávetőlegesek. Sokkal megbízhatóbbak az u. n. elemi töltés meghatározása (l. később), valamint a *Planck*-féle sugárzási elmélet alapján végezett számítások; a legmegbízhatóbb és egymással jól egyező kísérleti adatok alapján a molekulák száma bármely gáz egy molnyi mennyiségében $N = 6'06 \cdot 10^{23} = 0'6$ quadrillio, azaz 1 cm^3 -ben $n = 6'06 \cdot 10^{23} : 22412 = 27$ trillio. Helyesebb tehát, ha okoskodásunkat megfordítva ezen megbízható adat alapján számítjuk ki a szabaduthosszból a molekulák átmérőjét, mikor is a H_2 -re $\sigma = 0'22$, az O_2 és N_2 -re $0'3\text{ }\mu\mu$ értéket kapunk.

mos izzólámpa körtéjéből a levegőt tökéletesen kiszívják s aztán oly nyílást készítenék rajta, amelyen mpenként egy millió molekula áramolnék be: 100 millió évig tartana, míg a levegő nyomása belül is elérné a külső, egy légköri nyomásnak megfelelő értéket. A legmeglepőbb azonban a következő: vegyünk egy pohár vizet s tegyük fel, hogy annak molekuláit valamiképpen meg tudnók jelölni. Öntsük a pohár vizet a tengerbe s várjuk meg, míg az a Földön levő összes vízmennyiséggel, amelyet a tengerek, folyók és felhők tartalmaznak, egyenletesen összekeveredett. Vegyünk valahonnan újból egy pohárnyit s olvassuk meg a benne levő megjelölt molekulákat: még mindig 2000-et fogunk találni minden egyes próbában.

A Brown-féle molekuláris mozgás. A kinetikai gázelmélettel szemben — annak minden sikere ellenére is — állandóan merültek fel kételyek igen neves természettudósok, első sorban *Ostwald Vilmos* részéről, aki nemcsak a kinetikai — hanem az egész atomelméletet felesleges hypothesisnek minősítette, amely nélkül a természeti jelenségek tisztán energetikai alapon is kellőképpen jellemezhetők. Ezen folyton megújuló kételyekkel szemben a kinetikai elmélet újabb hatalmas támaszt nyert az u. n. *Brown-féle molekuláris mozgásnak* pontosabb tanulmányozása következtében, ami az ultramikroszkop felfedezése (*Siedentopf* és *Zsigmondy* 1903.) által vált lehetővé. *Brown* botanicus 1827-ben észlelte először, hogy a folyadékokban lebegő apró, legfeljebb néhány

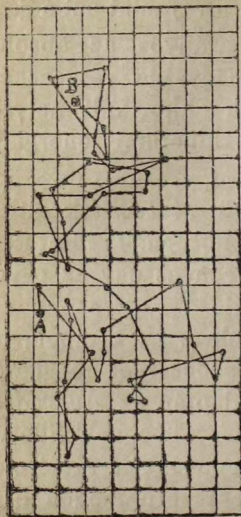
mikron átmérőjű részecskék: növényi pollen szemcsék, gyantacseppcskék stb. a mikroszkop alatt állandóan heves mozgást mutatnak, egyensúlyi helyzetük körül ide s tova rezegnek, annál nagyobb kitérésekkel, minél kisebbek maguk a részecskék. Hasonló mozgást észlelt *Bodaszewski* (1881.) a levegőben lebegő füst, szalmiakköd stb. részecskéinek vizsgálatánál. A jelenséget már maga *Brown* a folyadék *belső mozgásának* tulajdonította, véglegesen azonban a kérdés csak akkor volt eldönthető, mikor a mikroszkopos és ultramikroszkopos vizsgálat (*Perrin*, *Svedberg*) alapján sikerült az elméletnek (*Einstein*, *Smoluchovsky*) követelményeit *quantitative* is igazolni.

A kinetikai elmélet szerint nemcsak a gázoknak, hanem általában minden anyagnak, így a folyadékoknak részecskéi is állandó heves mozgásban vannak úgy, hogy a folyadékokban lebegő szilárd részecskék is állandóan ütközéseket szenvednek. Nagyobb részecskéknél a különböző oldalokról érkező nagy számú lökések egymás hatását lerontják, úgy hogy a részecske látható mozgást nem mutat. Apró részecskék ellenben hol az egyik, hol a másik oldalról érkező lökések hatása alatt a *Brown-féle* mozgásnál észlelhető szabálytalan elmozdulásokat végeznek. A különbséget azzal a hasonlattal szokták érthetővé tenni, hogy a háborgó víz felszínén valamely nagy tutaj aránylag nyugvó helyzetben marad akkor is, mikor a körülötte uszkáló fadarabokat a hullámok ide-oda dobálják. Az elmélet szerint a ré-

szecskék kinetikai energiája ($\frac{1}{2} mv^2$) mint azt a gázmolekuláknál láttuk egyenesen arányos az abszolút hőmérséklettel.*) Különböző nagyságu részecskék keverékében az egyensúly csak akkor állt helyre, amikor a részecskék átlagos kinetikai energiája ugyanazon értékkel bír ($\frac{1}{2} m_1 v_1^2 = \frac{1}{2} m_2 v_2^2$), azaz a négyszer kisebb tömegű részecskék átlag kétszerte nagyobb sebességgel mozognak. Minthogy ez az összefüggés egyformán érvényes úgy az egyes molekulákra, mint a *Brown*-féle mozgásban levő, mikroszkopilag látható részecskékre: az esetben, ha ezen részecskék tömegét és sebességét meghatározzuk, a fentebbi összefüggés alapján az *Avogadro*-féle szám értéke kiszámítható. A tömegnek (illetve az alábbi vizsgálatoknál a cseppecskék átmérőjének) meghatározása aránylag egyszerű módon eszközölhető, a sebesség közvetlen mérése azonban kivihetetlen, mert a részecskéknak csupán bizonyos meghatározott időpontokban elfoglalt helyzetét tudjuk meghatározni. P. o. a *Perrin*től származó 2. ábrán látható zeg-zugos vonalak egy apró gyantacseppecske *Brown*-féle mozgásának pályáját (helyesebben: ezen pályáknak a vízszintes síkra való vetületét) tüntetik fel.

A kísérleti vizsgálatot *Perrin* (1909.) úgy eszközölte, hogy különböző gyantákból (mastix, gummi-

*) Pontosabban: $\frac{1}{2} mv^2 = \frac{3}{2} RT; N$, ahol R az u. n. általános gázállandó; T az abszolút hőmérséklet és N az *Avogadro*-féle szám.



2. ábra.

gutti) finom emulsiókat készített, amelyekben a csupán néhány tized mikron átmérőjű gyanta cseppecskék destillált vízben lebegtek. Ezt az emulsiót Zeiss-féle vérszámolóba helyezte, melynek alapja apró (tized mm. élhosszuságú) négyzetekre volt osztva, tehát oly hálózatot adott, amelyen a részecskék helyzetváltozása jól megfigyelhető. Most a mikroszkop alatt kiválasztott egy bizonyos cseppecskét s ennek a Brown-féle mozgás folytán folytonosan változó helyzeteit 30 mpenként megfigyelte s a hálózatba belerajzolta. A pontok tehát a közvetlen megfigyelés eredményei az összekötő vonalak azonban csak a pontok sorrendjének megállapítására szolgálnak, de semmi felvilágosítást nem nyújtanak arra nézve, hogyan került a cseppecske p. o. A-ból a következő pontba. Ha a megfigyelést nem 30, hanem 900 mpenként végezték volna, akkor az A után a következő pont B-ben lett volna, viszont sűrűbb megfigyelés mellett az itteni egyenesek mindegyike az AB-hez hasonló zeg-zugos vonallal volna helyettesítendő. Minthogy az ütközések száma mpenként sok millióra rug, a valódi pályát

gutti) finom emulsiókat készített, amelyekben a csupán néhány tized mikron átmérőjű gyanta cseppecskék destillált vízben lebegtek. Ezt az emulsiót Zeiss-féle vérszámolóba helyezte, melynek alapja apró (tized mm. élhosszuságú) négyzetekre volt osztva, tehát oly hálózatot adott, amelyen a részecskék helyzetváltozása jól megfigyelhető. Most a mikroszkop alatt kiválasztott egy bizonyos cseppecskét s ennek a Brown-féle mozgás folytán folytonosan változó helyzeteit 30 mpenként megfigyelte s a hálózatba belerajzolta. A pontok

— és így a sebességet is — megfigyelni lehetetlenség. Ez csak akkor vált lehetővé, mikor *Einstein* (1905.) elméleti megfontolások alapján kimutatta, hogy a részecskéknek egy bizonyos irányban p. o. a 2. ábrán vízszintes irányban, az *X* tengely mentén való eltolódása *x* egyenesen arányos az idő négyzetgyökével (\sqrt{t} -vel) azaz $x^2 = 2 D \cdot t$, ahol *D* az u. n. diffúziós állandó.*) Ennek, valamint *x*-nek és *t*-nek meghatározása után az *Avogadro*-féle állandó értéke kiszámítható.

Ily módon végzett nagy számú meghatározás középértékéből *Perrin* szerint az *Avogadro*-féle szám $N = 6 \cdot 85 \cdot 10^{23}$, *Svedberg*nek hasonló méréseiből $N = 6 \cdot 2 \cdot 10^{23}$.

Meghatározható az *Avogadro*-féle szám a *Brown*-féle mozgás megfigyelése útján a következő módon is: Nagyobb (13 μ átmérőjű) cseppecskéken, melyeknek elfordulása apró zárványoknak megfigyelése által lehetővé vált, *Perrin* meghatározta azt a szögelfordulást, melyet azok bizonyos időközökben a *Brown*-féle mozgás következtében szenvednek. Ezen forgó mozgásra *Einstein* egy, az előzőhöz hasonló formulát vezetett le, melynek alapján a kísérletileg mért elfordulásokból számítva $N = 6 \cdot 5 \cdot 10^{23}$.

A legmeglepőbbek azonban *Perrin*nek azon vizsgálatai, melyekkel kimutatta, hogy az emulsiók részecskéi, a gyantacseppecskék a vízben a nehézségi

*) $D = RT : N 3\pi\eta d$, a hol η a folyadék belső surlódásának együtthatója és *d* a cseppecskék átmérője.

erő hatása alatt ugyanúgy helyezkednek el, mint a légköri levegő t. i. alul legsűrűbben, felfelé pedig fokozatosan mind ritkábban. Ezt a változó eloszlást az idézi elő, hogy az alacsonyabb rétegekre felülről magasabb légoszlop nehezedik, tehát nagyobb nyomás alatt állnak s így nagyobb sűrűségűek is, mint a magasan fekvő rétegek. Míg azonban a légköri levegő sűrűsége (nyomása) az u. n. barometeres formula szerint csupán 5'5 km magasságban csökken a felényire, addig az emulsiókban ilyen változás már néhány századmmnyi magasságkülönbség mellett észlelhető. A sűrűségváltozást *Perrin* oly módon határozta meg, hogy mikroszkop alatt közvetlenül megszámlálta (ugyanakkora látótérre vonatkozólag) a különböző rétegekben látható részecskéket. A kísérletileg talált eloszlás kitűnően egyezik a barometeres formula alapján számított*) értékekkel, mint az az alábbi kis táblázatból látható, melyben h a magasságot, n a részecskék számát jelöli.

$h =$	5 μ	35 μ	65 μ	95 μ
n találva	100	47	22·6	12
n számítva	100	48	23	11·1

Ezen eloszlás alapján ugyancsak meghatározható az *Avogadro*-féle szám, még pedig az előzőkkel jól egyezően ez esetben $N = 6'82 \cdot 10^{23}$.

*) Természetesen tekintetbe véve, hogy a gyantacseppcskék vízben lebegnek, tehát *Archimedes* elve alapján annyit veszítenek súlyukból, a mennyit az általuk kiszorított folyadék nyom.

Westgrennek hasonló módon kolloidális aranyoldatokon végzett mérései szerint $N = 6 \cdot 04 \cdot 10^{23}$.

Az Avogadro-féle számnak különböző módszerekkel nyert legmegbízhatóbb értékeit az alábbi táblázat tünteti fel.

Szerző és évszám	Módszer	Avogadro f. szám
Reinganum és Rappencker 1900	Gázak belső surlódásából	$N = 6 \cdot 2 \cdot 10^{23}$
Eucken 1913.	Gázak szabad uthossza és kritikus adataiból	6'3 "
Jäger 1911. . . .	Folyadék belső nyomása és surlódásából	6'12 "
Einstein 1906.	Cukoroldatok belső surlódásából	6'6 "
Bakker 1914.	A capillaris határrétegből	6'85 "
Perrin 1908—11. . .	Gyanta cseppecskék Brown f. mozgásából	6'85 "
Svedberg 1909.	Arany részecskék Brown f. mozgásából	6'2 "
Przibram 1912.	Bacillus subtilis Brown mozgásából	6'25 "
Perrin 1910.	Gyanta cseppek forgó mozgásából	6'5 "
Perrin 1908—11.	Gyanta cseppek magassági eloszlásából	6'82 "
Westgren 1915.	Kolloidális arany magassági eloszlásából	6'04 "
Westgren 1918. . . .	Kolloidális arany koncentratio ingadozásából	6'09 "
Zernike 1915.	Kritikus opalescentiából	6'2-6'5
Fowler 1914.	A levegő fényátbocsátó képességéből	6'05 "
Deinber 1916.	A levegő fényátbocsátó képességéből	6'4 "
Warburg, Gerlach stb. 1915-20.	A Plank-féle sugárzási elméletből	6'0 "
Millikan 1917.	Olajcseppek elektromos töltéséből	6'062 "
Gleditsch, Hess és Lawson	Radioactív mérésekből	6'27-6'42
Boltwood és Rutherford	" "	6'45
Rutherford és Robinson	" "	5'95

Mint látható, a legkülönbözőbb módszerekkel nyert értékek oly kitűnően egyeznek egymással, hogy azoknak helyessége iránt többé semmi kétségünk nem lehet s érthető, hogy ezen eredmények láttára az atomelmélet utolsó nagy ellensége, *Ostwald* is annak hívői közé szegődött.

A felsorolt meghatározások közül általában a *Millikan-félt* szokták legmegbízhatóbbnak tartani, e szerint tehát a molekulák száma bármely elem vagy vegyület 1 molnyi (grammolekulányi) mennyiségében $N = 6'06 \cdot 10^{23}$ azaz 0'6 quadrillio, illetőleg a gázak 1 cm³-ében (760 mm. nyomás és 0° C mellett) 27 trillio.

III. Az atomok szerkezete.

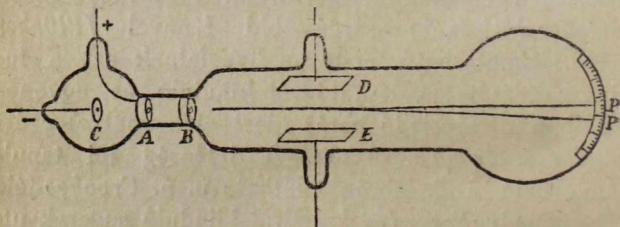
Az atomok is összetettek. Az eddig tárgyalt jelenségek az anyag összetételére vonatkozólag a következő eredményekre vezettek: az anyagok óriási sokasága chemiai módszerek segítségével aránylag csekély számú (ez idő szerint 87) egyszerű *elemi* alkotórészre bontható szét. Ezek az elemek egészen határozott nagyságu részecskékből u. n. *atomokból* állanak, amelyek egymással egyszerű arányszámok szerint egyesülhetnek, egyik vegyületből a másikba átléphetnek, de semmiféle chemiai beavatkozás által tovább nem bonthatók, meg nem változtathatók. A most tárgyalandó jelenségek azt fogják mutatni, hogy ezek az atomok bizonyos körülmények

között mégis elbomolhatnak és e közben valamenynyien ugyanazon, pozitív és negatív elektromos töltésű részecskékből összetetteknek bizonyulnak.

A katodsugarak. Az első jelenségeket, amelyek az atomok ezen közös alkotórészeinek nyomára vezettek, az elektromos kisülések vizsgálatánál észlelték. Ha valamely üvegcsőből, melynek két végébe az áram bevezetésére szolgáló platinaelektrodok vannak beferrasztva, a levegőt fokozatosan kiszivattyuzzuk s e közben az elektrodokat magas feszültségű áramforrásnak p. o. Holz-féle influentiás gépnek két sarkával kötjük össze, eleinte szép és változatos fényjelenségeket észlelünk. Mikor azonban a levegő nyomása az üvegcsőben néhány század mm. higanyoszlopnak megfelelő értékre csökken alá, a cső belseje teljesen elsötétül s csupán az üvegfalnak a negatív sarkkal, a katoddal szemben fekvő része kezd világítani (*fluorescálni* vagy helyesebben *luminescálni*) szép sárgás-zöld fénnel (*Plücker* 1859.). Kimutatható, hogy az üvegfalnak ezt a luminescenciáját egy a katodról kiinduló és egyenes vonalban tovaterjedő hatás idézi elő, amelyet ezért *katodsugárzásnak* nevezünk. A jelenség jól tanulmányozható a 3. ábrán*) látható u. n. *Crookes-féle* csőben, melynél az (*a*) katodról kiinduló sugarak útjába fémkereszt (*b*) van állítva. Ez a kereszt a cső falára éles árnyékot (*d*) vet, ami a sugarak egyenes vonalú tovaterjedését bizonyítja. Ezen katodsugaraknak főbb tulajdonságai a következők: maguk a

*) L. a könyv végén az I. táblán.

sugarak láthatatlanok, de a fényképező lemezt megfeketítik, az üveget és más anyagokat p. o. wofram-savas calciummal bevont ernyőt fénykibocsátására indítják, úgy hogy utjuk ily módon felismerhetővé válik; a levegőt és más szigetelő gázokat a sugarak elektromosan vezetőkké teszik (ionisálják); ha a sugarakat úgynevezett elektromos térbe bocsátjuk, azaz két olyan fémlemez (*D* és *E* a 4. ábrán) között vezetjük keresztül, amelyek magas feszültségű accumulator telep sarkaival állanak összeköttetésben, akkor a sugárnyaláb eredeti irányától elhajolva a pozitív sarkkal összekötött lemez felé közeledik, a negatívtól eltávolodik; hasonlóképpen eltéríthetők utjukból a sugarak mágneses erők által is, ha mágnesrudat közelítünk feléjük vagy még inkább: ha erős elektromágnes sarkai közé helyezzük őket. Legnagyobb fontosságú azonban az a *Röntgen* által



4. ábra. Thomson J. J. készüléke a katodsugarak elektrosztatikai eltérésének meghatározására. *C* katód, *A* és *B* diafragmák, *D* és *E* az elektromos teret létesítő lemezek, *P* az eredeti, *P*₁ az eltérített sugarak érkezését jelző folt.

(1895.) felfedezett tulajdonságuk, hogy az utjukba helyezett szilárd testeket (üvegfalat, fémkeresztet

stb.) egy új sugárzás kibocsátására indítják; ezek az új, a legkülönbözőbb átlátszatlan anyagokon p. o. az emberi testen is áthatoló sugarak a *Röntgen* sugarak (l. alább). Magukra a katodsugarakra vonatkozólag *Crookes* már 1879-ben azt állította, hogy azok rendkívül nagy sebességgel haladó, negatív elektromos töltéssel bíró részecskékből állanak, amelyek az atomoknál sokkalta kisebbek és az anyagnak egy új, az eddig ismerteknél sokkal finomabb eloszlású állapotának (*sugárzó anyag*) felelnek meg. Ezzel szemben a német fizikusok a katodsugarakat is a fényhez hasonló aetherrezgéseknek tekintették, főleg *Hertz*nek azon felfedezése alapján, hogy a katodsugarak vékony fémlemezeken áthatolni képesek, ami materialis részecskékről az akkori felfogás szerint nem volt feltételezhető. Miután azonban kiderült, hogy a sugarak elektromos erők által a fentebb jelzett módon irányukból eltéríthetők és főleg, miután *Perrin* (1895.) a sugaraknak u. n. *Faraday*-féle hengerben való felfogása útján kimutatta, hogy azok negatív elektromos töltést visznek magukkal, a *Crookes*-féle felfogás jutott diadalra és ennek alapján *J. J. Thomson*nak sikerült, a genialis kísérletek egész sorozata segélyével a részecskének úgy tömegét (m), mint töltését (e) és sebességét (v) mennyiségileg is meghatározni. A sugaraknak elektromos és mágneses erők segélyével való eltérítése alapján *Thomson* azt találta, hogy a részecskék sebessége $v = 22\text{—}36000$ kilométer, mpen-

ként.*) Ily óriási sebesség mellett nem csodálkozhatunk azon sem, hogy a részecskék vékony fémlemezeken is áthatolnak.

Az eltérítési kísérletek alapján a katodsugár-részecskék töltése és tömege külön-külön nem határozható ugyan meg, de meghatározható e két mennyiség viszonyának, az u. n. specificus töltésnek ($e : m$) értéke. Ez a specificus töltés igen fontos szerepet játszik mindazon jelenségeknél, amelyeknél az elektromosság áramlása anyagnak (tömegnek) tovavitelével kapcsolatos, tehát első sorban az elektrolytes áramvezetésnél. Ennél, mint láttuk, *Faraday* 2. törvénye szerint bármely ionnak 1 grammejénértéksúlynyi mennyisége 96500 coulombnyi, azaz 9650 elektromágneses egységnyi**) töltést hordoz, úgy hogy p. o. a H ionra vonatkozólag, melynek egyenértéksúlya az egységgel egyenlő, $m = 1$ gramm tömeg hordozza az $e = 9650$ el. mágn. töltést és így a H ionnál $e : m = 9650$ el. m . egységgel egyenlő (grammonként).***) A többi ion egyen-

*) A modern *Röntgen*-készülékekkel előállítható magas feszültségek mellett ez a sebesség még sokkal nagyobb, p. o. 170000 voltnyi feszültség mellett (a relativitاسos tömegváltozás figyelembe vételével) $v = 210000$ kmmpenként, tehát eléri a fény terjedéssébségének $\frac{2}{3}$ -át.

**) Az elektromos mennyiségnek ez az egysége, melyet az elektromos áramnak mágneses hatása alapján állapítottak meg, tizszer nagyobb a coulombnál és $3 \cdot 10^{10}$ -szer nagyobb az elektrostatikai egységnél, mely utóbbit a töltések között fellépő vonzó, ill. taszító erők alapján lehet meghatározni.

***) Pontosabban, minthogy a H egyenértéksúlya 1'008, $e : m = 9574$ el. mágn.

értéksulya nagyobb a hidrogenénál, úgy hogy ezek specificus töltése mindig a megfelelő mértékben *kisebb* (p. o. a *Na* ionnál $e : m = 9650 : 23$).

A katodsugárrészecskékre vonatkozólag az elektromos és mágneses eltérítés alapján végzett kísérletek azt mutatták, hogy ezeknek specificus töltése független úgy a katodnak, mint a kisülési csőben levő gáznak anyagi minőségétől, tehát fel kell tételeznünk, hogy az említett részecskék mindezen anyagokban előfordulnak. A specificus töltés pedig nem hogy kisebb volna, de ellenkezőleg sokszorosan és pedig *1850-szer nagyobb a H ionokénál* t. i. $e : m = 1'77 \cdot 10^7 = 17700000$ *el. mágn.*

Ez az eredmény rendkívül meglepő, mert — a legegyszerűbb feltevés szerint — azt jelenti, hogy a katodsugárrészecskéknek vagy a töltésük *1850-szer nagyobb a H ionokénál* — ami azonban nem valószínű, minthogy az elektrolytek ionjainak töltése a magasabb vegyértékű ionoknál is legfeljebb 3—4-szerese a *H ionokénak* — vagy pedig a részecskék tömege *1850-szer kisebb* az addig ismert legkisebb anyagi részecskéknél, a *H atomoknál*. Mint látni fogjuk, a kérdést *J. J. Thomson* döntötte el az ő híres *ködkísérletei* alapján és pedig az utóbbi felfogás (*1850-szer kisebb tömeg*) javára, kimutatván, hogy a részecskék töltése egyenlő a *H ionnak*, illetőleg bármely 1 vegyértékű elektrolytes ionnak töltésével az u. n. *elemi töltéssel*. A katodsugarak tehát oly részecskékből állnak, melyeknek egy *elemi töltéssel* egyenlő negatív töltésük vannak, tömegük pedig

csupán 1850-ed része a H atomok tömegének. Ezeket a részecskéket ma általában *negatív elektronoknak* nevezzük. Mielőtt azonban a ködkísérletek tárgyalására áttérnénk, ismerkedjünk meg legalább vázlatosan azokkal a vizsgálatokkal, amelyek kimutatták, hogy pontosan a katodsugarakéval egyenlő specificus töltésű részecskék észlelhetők más jelenségek-nél is, nevezetesen a *fényelektromos hatásnál*, a *gázak ionisatiójánál*, a *thermoionisatió-nál*, a radioactiv anyagok β sugárzásánál és a *Zeemann-féle tűneményeknél*.

A fényelektromos hatás vagy *Hallwachs-tűnemény* abból áll, hogy ha valamely elektromosan elszigetelt fémdarabot p. o. zinklemezt negatív elektromos töltéssel látunk el, akkor ez az egyébként órákon át változatlanul maradó töltés azonnal eltűnik, mihelyt a lemezre ultraibolya sugarakat*) bocsátunk; ha pedig a lemez eredetileg közömbös volt, a sugarak hatása alatt pozitív töltésűvé válik. A jelenség magyarázata az, hogy az ultraibolya fény a zinklemezből negatív töltésű részecskéket szaba-

*) Ismeretes, hogy ha a napfényt üveghasábokon bocsátjuk keresztül, akkor az színeire bomolva u. n. színeképet ad; ennek a látható színeképnak (melyben a fénynek hullámhosszusága 400—800 μ közé esik), mindkét oldalán, a vörösön innen és az ibolyán túl is találunk (láthatatlan) sugarakat, melyek közül az infravörösek főleg hőhatásuk, az ultraibolyák pedig kémiai (p. o. a fényképező lemezre gyakorolt) hatásuk alapján mutat-hatók ki legkönnyebben. Különösen gazdag ultraibolya sugarak-ban a higanyvilámpák fénye; minthogy üveg ezeket a sugarakat erősen elnyeli, a lámpákat olvasztott *quarc*ból szokták készíteni.

dít ki s *Thomson* (1899.) kimutatta, hogy a kiszabaduló részecskék specificus töltése egyenlő a katód-sugarakéval. Későbbi vizsgálatokból kiderült, hogy az ultraibolya sugaraknak a levegőn és más gázakon való áthaladása közben ugyanilyen negatív töltésű részecskék válnak szabaddá. A részletesebb vizsgálatok azt mutatták, hogy a fényelektromos energia, mellyel a fényugarak a részecskéket a zinklemezből mintegy kidobálják, annál nagyobb, minél rövidebb az alkalmazott fény hullámhosszúsága (λ), vagy minél nagyobb a fény rezgésszáma (ν), tehát a rövid λ -ju ultraibolya és még inkább a *Röntgen*-sugarak azok, a melyek nagy energiát (nagy kezdősebességet) kölcsönöznek a részecskéknek (u. n. secundär kathod-sugarak). Ellenben a fény erősségének növelésére csupán a kiszabadított részecskék száma fokozódik, de azoknak energiája változatlan marad (az alább tárgyalandó *Planck-Einstein*-féle elméletnek megfelelően).

A gázak elektromos vezetőképessége. A levegőt és a gázokat általában szigetelőknek szokták tekinteni. Azonban *Coulomb* már 1785-ben kimutatta, hogy minden gáz bir bizonyos nagyon csekély fokú vezetőképességgel, a mit ő azzal magyarázott, hogy az elektromos töltésű testek körül levő gázmolekulák a testhez hozzáütödvé, átveszik a töltés egy részét s azután az elektromos erők által eltaszítatva, a fölvelt töltést magukkal viszik. Ujabb vizsgálatok azt mutatták, hogy a gázoknak ez a csekély fokú természetes vezetőképessége sok ezerszeresre, sőt

milliószorosra fokozható, ha a gázon ultraibolya- vagy Röntgen-sugarakat bocsátunk keresztül; épp így fokozódik a vezetőképesség katód- vagy különböző radioactiv sugarak hatására is s ez a fokozódás a *Coulomb*-féle feltevés alapján már nem magyarázható. Az elektrolysisre vonatkozó törvényszerűségek felderítése után természetesen közelfekvő volt a gondolat: a gázokban is ionok által közvetített áramvezetést feltételezni. De minők legyenek ezek az ionok? Az elektrolytes áramvezetésnél az ionok úgy keletkeznek, hogy p. o. a konyhasó vizes oldatában a NaCl molekulák szétesnek positiv töltésű Na és negativ töltésű Cl ionokra, a melyek azután a megfelelő elektrodokhoz vándorolva, ott töltésüket leadják és (a mennyiben másodlagos reactionok nem állnak be) az elektrodon indifferens. (töltetlen) állapotban kiválnak. Ugyanígy történhetik az áram vezetése a Na Cl -nak és más, különböző jellemű atomokból összetett vegyületeknek gőzében s valóban *Wilson H. A.* 1902. a *Bunsen*-lángban elpárologtatott sók gőzein végezett kísérletekkel kimutatta, hogy *Faraday* törvényei az izzó gőzökre is érvényesek. De hogyan képzeljük az áramvezetést az elemi gázokban: nitrogenben, oxigenben stb.? Még ha feltételeznők is, hogy p. o. a N_2 -nek két atomos molekulája valamiképpen úgy hasad szét atomjaira, hogy ezek közül az egyik positiv, a másik negativ töltést nyer, miképpen volna lehetséges, hogy az egy atomos gázokban (*He, A, Hg* stb.), a teljesen egyforma atomok részben positiv, részben negativ töltést nyerjenek?

Ezeket a nehézségeket teljesen eloszlatták a katód-sugarak vizsgálatánál tett tapasztalatok, melyek szerint minden atom tartalmaz negatív elektronokat, mert ennek alapján az ionok keletkezése, az *ionisatio* a következő módon történhetik: az ultraibolya sugaraknak stb. hatására a gázatomokból is hasadnak le elektronok, amelyek akár szabad állapotban, akár más közömbös molekulákhoz tapadva, negatív ionokat alkotnak, míg a lehasadás után visszamaradó atomrész, mely egy negatív töltést elvesztett, szükségképpen ugyancsak egy elemi töltésnek megfelelő pozitív töltéssel bír (t. i. a lehasadás előtt az atom neutralis volt) s ez a pozitív ion. Az ellentétes töltésű ionok az elektromos vonzás folytán általában gyorsan újból egyesülnek (*recombinatio*), ezért az ionisáló hatás megszűnte után a gáz vezetőképessége gyorsan csökken.*) A visszamaradó csekély fokú természetes vezetőképesség minden valószínűség szerint egy, igen kis mértékben mindenütt jelenlevő, radioactiv sugárzásnak tulajdonítandó.**)

*) ElektrolYTEKNÉL az ionisatiót az oldott molekuláknak az oldószer molekuláival való, közelebről nem ismert kapcsolata (*hydratatio*) idézi elő. Az általában nagy dielektromos állandóju közegben (vizben) az elektrostatikai vonzó erők is, melyek az ionokat egyesíteni iparkodnak, a megfelelő mértékben kisebbek és így az ionisatio (vagy dissociatio) már ezért is nagyobb fokú lehet, mint gázakban.

**) Az ionisáló behatásnak (p. o. a radioactiv v. Röntgen-sugárzásnak) erősségét rendszeren az u. n. *telítési áram* erősségével szoktuk mérni, a mi alatt a következő értendő: ha két elektrode (rendszeren egy condensator lemezei) között levő levegőréte-

pedig, hogy igen erős (sok ezer *volt*nyi) feszültségkülönbségek esetén igen erős áramok mehetnek a gázakon keresztül, minden mesterséges ionisatio nélkül, elektromos szikra és iv alakjában (*önálló áramok*), *Thomson* az ő *lökés-hypothesisével* oly módon magyarázza, hogy a gázokban az említett radioaktiv hatások következtében csekély mennyiségben mindig jelenlevő ionok, melyek a természetes vezetőképességet előidézik s a melyek elektromos térben, az elektromos erők hatása alatt mozgásba jönnek (az elektrodok felé haladnak): nagy feszült-

get ionisálunk, tehát vezetővé teszünk, s az elektrodokat fokozatosan növelhető feszültségű áramforrás sarkaival kötve össze, a keletkező áram erősségét meghatározzuk, azt találjuk, hogy a feszültség növelésével az áramerősség is emelkedik ugyan, de nem egyenesen arányosan, mint a hogy az az *Ohm* törvénye alapján várható volna, hanem mindig kisebb mértékben s végül elérünk egy határt, a melyen túl a feszültség emelése dacára is az áramerősség tovább nem fokozódik, hanem állandó marad. Ez a *telítési áram*. A jelenség magyarázata a következő: az elektrodok közötti térben az ionok kétféle módon fogatkoznak, egyrészt az által, hogy az áram őket az elektrodokon leválasztja (ezek azután indifferens molekulák alakjában tovább diffundálnak), másrészt a recombatio folytán. Minél nagyobb a feszültség, annál gyorsabban haladnak az ionok az elektrodok felé, tehát kevesebb idejük marad egymással újból egyesülni, a recombatio háttérbe szorul, az áramerősség fokozódik, de csak egy bizonyos határig, t. i. addig, a míg a recombatio nullára csökken, azaz az összes ionok elérik az elektrodokat és ott válnak le. Ezentul hiában fokozzuk a feszültséget, több ion nem válhat le, mint a mennyi az ionisáló hatás révén keletkezik, tehát a telítési áram erőssége mértékét szolgáltatja a mpenként keletkező ionok számának, azaz az ionisáló forrás erősségének.

ségek alkalmazása mellett oly nagy sebességre, azaz oly nagy mozgási energiára tesznek szert, hogy más, közömbös molekulákba ütközve, ezekből elektronokat hasítanak le, azaz őket ionisálják. Lehetséges, hogy az ily módon keletkezett új ionok az erős elektromos térben szintén megszerzik az ionisáláshoz szükséges nagy energiát, úgy, hogy az ionok száma ezzel együtt az áram erőssége is mértani haladvány szerint fokozódik. Ugyanez az ionok keletkezésének módja a ritkított gázokban való kisülésekénél is. Itt az alkalmazott magas feszültség nem oszlik meg egyenletesen az elektrodoz közötti térben, hanem főképpen a negatív sarok, a katód közelében összpontosul. Az itt előálló igen erős elektromos térben (az u. n. *katodesésben*) az ütközések által a gáznak (vagy magának a katodnak) atomjaiból lehasadó elektronok oly nagy sebességet nyernek, hogy hosszú utakat futnak be egyenes vonalban. Ezek az elektromos tér által a katód felületéről merőleges irányban eltaszított elektronok alkotják a katód-sugarakat.

Thermoionok. Ha igen erősen ritkított levegőjű térbe helyezett anyagokat, p. o. *wolframból* készült fonalakat erős izzásba hozunk: az izzó testek negatív töltéssel bíró részecskéket bocsátanak ki magukból. Ezekről a részecskékről *Thomson* a mágneses eltérítés módszerével kimutatta, hogy specificus töltésük a katód-sugár-részecskékével egyenlő, tehát hogy ezek is negatív elektronok. Az izzó testeknek ez a negatív elektronokat kibocsátó képessége, a thermo-

ionisatio ujabban igen fontos gyakorlati alkalmazást nyer egyrészt az u. n. gázmentes (igen erősen evacuált) izzókatodos Röntgenlámpákban (*Coolidge*- és *Lilienfeld*-féle lámpák), másrészt a drótnélküli távirónál használt *elektroncsövek*ben.

A β sugarakról a radioaktív jelenségek tárgyalásánál fogunk megemlékezni, itt csupán azért említjük őket, mert specificus töltésük szintén a katodsugarakéval azonos, ezek is igen nagy sebességű negatív elektronokból állnak.

A **Zeemann-féle tűnemény** felfedezése a természettudományi kutatás legszebb diadalai közé tartozik. A fénykibocsátás mechanizmusára vonatkozó elméleti vizsgálatai közben *Lorentz H. A.* arra a feltevésre jutott, hogy az izzó testek fénykibocsátását a bennök foglalt negatív elektromos töltésű részecskék rezgései idézik elő, a miből következik, hogy mágneses térben, a mágneses erők hatása alatt ezeknek a rezgéseknek olyképpen kell módosulniok, hogy az izzó gőzök szinképében látható egyes vonalak a megfigyelésnek a mágneses térhez viszonyított iránya szerint, két, illetve három vonalra (összetevőre) válnak szét. Valóban, *Zeemann*nak (1896.) sikerült erős mágneses tér alkalmazása által a szinképvonalaknak ezt a felbomlását kísérletileg megvalósítania. A kísérlet azt mutatta, hogy a jelenség a *Lorentz* által előre megjövendölt módon folyik le, a rezgő részecskék valóban negatív töltésűek és specificus töltésük egyenlő a katodsugarakéival.

Mínthogy a fentebbiek szerint ezek a negatív

elektronok ily sokféle, egymástól látszólag teljesen távol álló jelenségnél egyaránt feltalálhatók, könnyen belátható, milyen nagy fontosságuk azok a vizsgálatok, a melyek lehetővé tették, hogy ezen részecskékről további felvilágosítást nyerjünk, azaz azoknak töltését és tömegét nem csak viszonylagosan a specificus töltés ($e:m$) alakjában, hanem külön-külön is meghatározhassuk.

Az elektronok töltésének meghatározása. Ismeretes, hogy a vízgőz, ha azt fokozatosan lehütjük, nem csapódik le azonnal köd alakban, mielőtt a hőmérséklet csökkenése folytán telítetté vált, hanem tovább is megmaradhat u. n. tulhűtött gőz alakjában. Ez az állapot azonban nem felel meg az egyensulynak s ezért csekély mechanikai beavatkozás, rázkódás, porszemcséknek a gőzbe jutása stb. egyszerre kiválthatja a lecsapódást, a stabilis állapot bekövetkezését. Ugyancsak beáll a lecsapódás *Wilson C. T. R.* (1897.) megfigyelése szerint az esetben, ha a tulhűtött gőzbe elektromos töltésű részecskéket, ionokat juttatunk, azaz p. o. ultraibolya- vagy Röntgensugarakat bocsátunk rajta keresztül. Ilyenkor a lecsapódás mindig az ionok körül történik és bizonyos rendszabályok segítségével elérhető, hogy minden egyes ion condensatiós mag gyanánt szolgáljon, azaz épp annyi ködcseppecske keletkezzék, ahány ion volt a gőztérben. Ezt a körülményt használták fel *Townsend* (1897.) és *J. J. Thomson* (1898.) az ionok töltésének meghatározására. A módszer alap gondolata a következő: az egész elektromos töltés, melyet

a condensatiós magvak gyanánt szereplő ionok hordoznak, megmérhető, ha a cseppecskéket elektrométerrel összekötött condensator lemezére választjuk le; ha sikerül a cseppecskék számát is meghatározni, akkor egy-egy cseppnek azaz egy-egy ionnak töltése kiszámítható. A cseppek oly nagy számban keletkeznek, hogy azokat megszámlálni nem lehet; meghatározható azonban egyrészt az egész lecsapódott vízmennyiség, másrészt a cseppecskék nagysága, utóbbi ismét csak közvetett módon a cseppecskék sülyedésének sebességéből a *Stokes*-féle törvény alapján. *Stokes* ugyanis elméleti megfontolások alapján levezette, hogy milyen összefüggésnek kell fennállnia a cseppecskék átmérője és sülyedésük sebessége között,*) úgy, hogy a sebesség megfigyelése alapján a cseppecskék nagysága meghatározható. Az egész vízmennyiség, osztva egyetlen cseppecske tömegével, megadja a cseppecskék számát és így lehetővé teszi egyetlen töltés értékének meghatározását. Az ily módon végzett mérések szerint az elemi töltés $e = 3.10^{-10}$ el. stat. = 10^{-20} el. mágn. egység körüli értékkel bír. Ez az érték eléggé pontos ahhoz, hogy a fentebbi két feltevés között a választást megajthessük, t. i. meglehetősen egyezik az egy vegyértékű elektrolytes ionok töltésével. Mint láttuk, 1 gramm H ion 9650 el. mágn. egységnyi töltést hordoz, az atomok száma pedig 1 gramm atomban a ki-

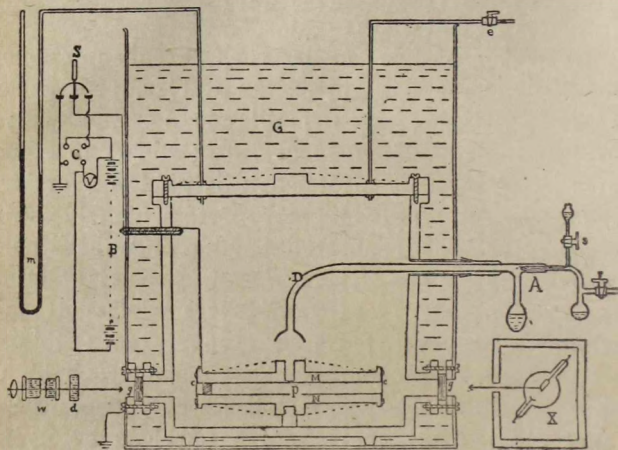
*) *Stokes* szerint a sülyedés sebessége $v = \frac{2}{9} \frac{g}{\eta} r^2 (\sigma - \rho)$, ahol g a szabad esés gyorsulása, η a levegő belső surlódása, r a csepp sugara, σ a cseppnek, ρ a levegőnek sűrűsége.

netikai elmélet szerint $6 \cdot 10^{23}$, úgy, hogy egy atomnak töltése ion állapotban $9650 : 6 \cdot 10^{23} = 1'6 \cdot 10^{-20}$ el. mágn. egységnyi,*) a mi kielégítően egyezik a ködkisérletek alapján talált $1 \cdot 10^{-20}$ -val.

A Thomson-féle módszernek azonban számos hibája van: sem a cseppecskék töltése, sem azoknak süllyedési sebessége nem állandó, a cseppek sulya párolgás következtében megváltozik stb. A fő ellenvetés azonban, hogy a töltésnek ily módon nyert értéke csak u. n. statisztikai középérték, a mely körül az egyes értékek ismeretlen módon ingadozhatnak. Ezért *Millikan* hosszú és fáradságos vizsgálatok alapján (1908—1917.) oly módszert dolgozott ki, melynek segélyével *egyetlen* cseppecskének töltése is bámulatra méltó pontossággal meghatározható. Ő a párolgás kiküszöbölése végett víz helyett olajcseppeket alkalmazott, melyeknél a párolgás befolyása teljesen elhanyagolható. A cseppecskék süllyedését — mint azt már *Wilson H. A.* is tette — elektromos tér segélyével szabályozta, azaz p. o. a negatív töltésű cseppecskék fölé pozitív töltésű fémlemez helyezett, úgy, hogy az elektromos erők a cseppecskék sulyát ellensúlyozva, azokat állandó magasságban lebegve tartották, vagy tetszés szerint emelték és süllyesztették, úgy, hogy ugyanazon cseppeket órákon keresztül is megfigyelhette. Hogy némi fogalmat nyerjünk arról a szabatoságról, mellyel *Millikan*

*) Az elemi töltés értékét (a *Loschmidt*-féle szám alapján) *J. Stoney* határozta meg először (1874.), ugyancsak ő nevezte el azt *elektron*nak (1891.)

kísérleteit végezte, tekintsük át az ő kísérleti berendezésének vázlatát, a melyet az 5. á. tüntet fel: az



5. ábra.

egész készüléket olajfürdő (G) veszi körül, melynek segítségével a hőmérséklet 0.02°C -ig állandóan tartatható, úgy, hogy hőmérséklet-különbségek által előidézett zavaró légáramlások nem keletkezhetnek. Az olajcseppeket, melyeknek átmérője csupán néhány ezredmm, az A porlasztóval állítja elő, azok a D csövön át lesülyednek s közülök csupán néhány jut a kis p nyíláson át az M és N condensator-lemezek közé. Ezt a teret az a ivlámpa (melynek hősugarait a w és d fényszűrők visszatartják) erősen megvilágítja, úgy, hogy az ábra síkja előtt elhelyezett mikroskopen át

megfigyelve, a cseppecskék mint erősen fénylő csillogocskák láthatók. A süllyedés sebességének meghatározása céljából a szemlencsében 3 fonál van vízszintesen kifeszítve s *Millikan* u. n. stopper-órával, később *Hipp*-féle chronoskoppal ezredmpnyi pontossággal határozta meg azt az időt, a mely két fonál közötti távolság befutásához szükséges. Az *M* és *N* condensator lemezek magas (10.000 voltig menő) feszültségű accumulator telep (*B*) sarkkaival voltak összeköthetők, úgy, hogy az elporlasztás közben, a dörzsölés révén elektromos töltést nyert cseppecskék az elektromos tér hatása alatt újból felemelkedtek s így azoknak mozgása az elektromos tér által szabályozható sebességgel sokszor egymásután megfigyelhető volt. A cseppecskék töltését *Millikan* szintén meg tudta változtatni, p. o. ha positiv töltést akart velük közölni, megvárta, míg a kiválasztott cseppecske a negativ condensator lemez közelébe ért, ekkor a lemezek közötti teret az *X* Röntgenlámpa segélyével ionisálta. Az accumulator telep bekapcsolására a keletkezett positiv ionok mind a condensator negativ lemeze felé hajtattak, úgy, hogy a kérdéses cseppecske a positiv ionok záporába került, a melyek hozzátapadva, őt a kívánt töltéssel látták el. A töltésnek ezen önkényes megváltoztatása segélyével *Millikan* kimutatta, hogy a változás nem folytonosan, hanem ugrásszerűleg, mindig ugyanazon elemi töltéssel vagy ennek egész számu többszöröseivel történik. Külön meghatározták a levegő belső surlódását, a *Stokes*-féle törvényt pedig a csep-

pecskék kicsinységének megfelelően módosították.*) Ezen minden részletre kiterjedő gondosságnak meg is volt a kívánt eredménye, a mennyiben *Millikan*-nak sikerült oly pontosságot elérnie, hogy p. o. különböző nagyságu cseppeken, különböző töltések**) mellett végzett 58 kísérletének eredményei között csupán egy volt, a mely az átlagos értéktől $\frac{1}{2}\%$ -nyira eltért, a végső eredmény pedig, a mely szerint az elemi töltés (egy elektron töltése)***) $e = 4.774 \cdot 10^{-10}$ el. stat. = $1.591 \cdot 10^{-20}$ el. mágn. = $1.591 \cdot 10^{-19}$ coulomb értékkel bír $10/_{00}$, azaz egy ezredrésznyi pontosságu. Ez messzire meghaladja azt a pontosságot, a mellyel az *Avogadro*-féle szám (N) a kinetikai elmélet alapján meghatározható, úgy, hogy most fordítva, az elemi töltésből és *Faraday* törvényéből, mely szerint bármely ion egy gramm aequivalensének töltése $N \cdot e = 9650$ el. mágn., az *Avogadro*-féle szám meghatározható. Az eredmény, mint azt a 35. oldalon levő táblázatban is láttuk, $N = 6.06 \cdot 10^{23}$.

*) A *Millikan* által ajánlott módosítás egyezik a vele egy időben (1910.) *Cunningham* által alkalmazottal. A módosított formula helyességét az adott körülmények között *Millikan* külön kísérletekkel igazolta.

**) A cseppek átmérője 0.938μ -tól 11.712μ -ig, a töltések száma 1—136 elemi töltésig változott.

***) *Ehrenhaft* kisebb részecskéken végzett mérésekkel a fentebbinél jóval kisebb és változó értékeket kapott, melyeket ő kisebb egységeknek, *subelektronoknak* tekint. Bár a kérdés véglegesen tisztázva nincs, mégis valószínű, hogy *Ehrenhaft* eltérő eredményei másodlagos befolyásoknak (a részecskék kisebb sűrűségének, gázadsorptiónak stb.) tulajdonítandók.

Az elektronok tömege és átmérője. Elektromágneses tömeg. Mint láttuk, a katodsugarak, azaz a katodról nagy sebességgel tovarepülő szabad elektronok elektromos és mágneses tér segítségével utjukból eltéríthetők s az eltérítés fokából a töltés és tömeg viszonya ($e : m$), a ködkísérletekből pedig a töltés (e) meghatározható. Az így nyert $e = 1'59 \cdot 10^{-20}$ el. mágn. és $e : m = 1'77 \cdot 10^7$ el. mágn. egységnyi értékekből az elektron tömege $m = 0'9 \cdot 10^{-27}$ g, azaz, mint már láttuk, 1850-szer kisebb a H atom tömegénél, $1'6 \cdot 10^{-24}$ g.-nél. *) Az $e : m$ viszony azonban csak aránylag (t. i. a fénysebességhez viszonyítva) csekély sebességek mellett mutatja a fentebbi értéket, nagyobb sebesség esetén az $e : m$ értéke fokozatosan kisebbedik, azaz, minthogy az e az eddigi ismereteink szerint minden körülmények között állandó, m -nek, az elektron tömegének értéke nagyobbodik. A tömegnek ez a sajátos változása érthetővé válik a következő megfontolás alapján: a fizikában a tömeget a *Newton 2. törvénye* alapján szoktuk meghatározni, a mely szerint valamely tömeg (m), ha reá állandó erő (p) hat, egyenletesen gyorsuló mozgásba jön s a mozgásnak változása (a gyorsulás a) egyenesen arányos az erővel és fordítva arányos a tömeggel ($a = p : m$). A tömeg tehát itt a mozgás változásának elene szegülő *tehetetlenség* szerepét játssza. Ha a test elektromos töltéssel is bír: a töltés elmozdulása elektromos áramnak felel meg s a sebesség minden meg-

*) 1 gr. H -ben $N = 6 \cdot 10^{23}$ atom foglaltatván, 1 atom tömege $1 : 6 \cdot 10^{23} = 1'66 \cdot 10^{-24}$ gramm.

változása az áramerősségnek megváltozását jelenti. Az áramerősség változásánál azonban, mint az az elektromosságban ismeretes, fellép az öninductiónak nevezett jelenség, a mely ezen változásoknak elleneszegeül, tehát a tehetetlenséghez hasonló szerepet játszik, úgy, hogy az elektromos töltéssel ellátott test nagyobb mértékben szegül ellene a sebesség megváltozásának, mint a töltés nélküli, úgy, mintha tömege megnagyobbodott volna. A tömegnek ez a látszólagos megnövekedése, az u. n. *elektromágneses tömeg* abban az esetben, ha valamely r sugaru gömböt e el. mágn. egységnyi töltéssel látunk el, az elméleti számítások szerint $m_0 = 2e^2 : 3r$ értékkel bír s ez az érték független a mozgás v sebességétől mindaddig, a míg v kicsiny a fény terjedésségéhez c -hez viszonyítva (m_0 az u. n. nyugvó tömeg). Ha ellenben v annyira növekszik, hogy a két sebesség viszonya $\beta = v : c^*$) már nem hanyagolható el, akkor az elektromos erővonalak irányának megváltozása következtében az elektromágneses tömeg értéke megnövekszik m_0 -ról $m = m_0 : \sqrt{1 - \beta^2}$ -ra (H. A. Lorentz 1904., Einstein 1905.) Így p. o. ha v eléri a fénysebesség 86%-át, a tömeg megkétszereződik, $\beta = 0.94$ -nél megháromszorozódik, $\beta = 0.99$ -nél hétszeres lesz és ha v egyenlő volna a fénysebességgel, a tömeg értéke végtelen nagyra emelkednék, a mi más szóval annyit jelent, hogy a mozgó testek sebessége sohasem érheti el a fény terjedésségét.

*) Ez a két sebesség viszonyát jelentő β nem tévesztendő össze a radioactív β sugarakkal.

A kísérleti vizsgálatok, a melyeket először *Kaufmann*, majd *Bucherer*, valamint *Schaefer* és *Neumann* (1913.) végeztek a radium β sugarainak elektromos és mágneses eltérítése alapján, azt mutatták, hogy az elektronok tömege a sebességgel épp oly mértékben emelkedik, mint ahogy azt az elektromágneses tömegre vonatkozó számítás megköveteli, a mi más szóval azt jelenti, hogy az *elektronok egész tömege elektromágneses eredetű*. Még sokkal általánosabb alakban mondja ki ugyanezt az *Einstein*-féle relativitási elmélet, a mely szerint a tömeg (m) és energia (E) egymással rokon fogalmak, melyek között az $E = mc^2$ összefüggés áll fenn (c a fény terjedésssebessége), azaz minden test már saját tömegénél fogva is óriási energiatartalommal bír, viszont, ha a test sebességét, azaz mozgási energiáját fokozzuk, annak tömege is növekszik, épp a fentebbi $m = m_0 : \sqrt{1 - \beta^2}$ mértékben. Sőt, mint látni fogjuk, bizonyos radioactiv átalakulások alkalmával a tömeg egy része energiává alakulhat át. A relativitas elvének ezek a csudálatos következményei azonban csak oly óriási sebességek mellett válnak észrevehetőkké, hogy a mechanikában előforduló normalis körülmények közötti a tömeget továbbra is változatlannak tekintjük s a *Newton*-féle klasszikus dinamika törvényei teljes mértékben érvényben maradnak.

Az elektronokra vonatkozólag, ha azokat gömbalakuaknak tekintjük,*) az $m_0 = 2e^2 : 3r$ összefüggés,

*) *Abraham* az elektronokat merev golyóknak tekintette, a *Lorentz*-féle, valamint a relativitási elmélet értelmében azonban

valamint e és $e : m_0$ fentebbi értékei alapján meghatározhatjuk a gömb sugarát t. i. $r = 1'8 \cdot 10^{-13}$ cm. és így az átmérő $2r = 3'6 \cdot 10^{-13} = 1 : 3$ billió cm., azaz kb. 100.000-szer kisebb a molekuláknak átlag $0'3 \mu\mu = 3 \cdot 10^8$ cm.-nyi átmérőjénél.

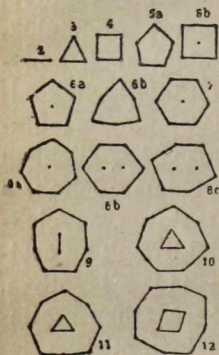
Az elektronelmélet. A fentebbiek szerint minden atomban feltalálhatók ugyanazon alkotórészek, a H atomnál 1850-szer kisebb tömegű, $4'77 \cdot 10^{-10}$ el. stat. egységnyi töltéssel bíró *negatív elektronok*. *Millikannak* igen nagy gonddal végzett vizsgálatai azt mutatják, hogy mindazok a töltések, melyeket az elektromos jelenségek legkülönbözőbb fajainál észlelhetünk, mind az elektron elemi töltésének egész számu többszörösei, ami más szóval azt jelenti, hogy a negatív elektronok *az elektromosság atomjai* gyanánt tekinthetők. Ha valamely atomról a negatív elektronok leválnak, az atomnak visszamaradó fő tömege a megfelelő nagyságu pozitív töltést mutatja; ott, ahol az elektronok megszorodtak, negatív elektromos töltést észlelünk, ahol azok megfogyatkoztak: pozitív töltést találunk és általában: az összes elektromos jelenségeket az elektronok eltolódása, vándorlása, keringése és rezgése idézi elő. Az elektromos jelenségeknek ez alapon való értelme-

mozgás közben (mint általában minden testnek), ezeknek a gömböknek is a mozgás irányában meg kell rövidülniök, le kell lapulniök. A két feltevés szerint a tömegnek a sebességgel való megváltozása kissé különböző s az újabb vizsgálatok (*Bucherer, Schaefer* és *Neumann*) a relativitási elmélet helyességét bizonyítják.

zése alkotja az *elektronelméletet*, melynek szabatos kidolgozását főleg *Lorentz H. A.*-nak köszönhetjük. P. o. az elektromos áram az elektronoknak az elektromos feszültség (az u. n. elektromotoros erő) hatása alatt létrejövő eltolódásából, vándorlásából áll. Az elektronok nagyon különböző mértékben lehetnek az atomokhoz kapcsolva: azok az anyagok, amelyekben az elektronok szorosan vannak kötve, azok rosszul vezetik az áramot, illetve szigetelők. Ellenkezőleg azok, amelyekben az elektronok könnyen elmozdulhatnak, azok jó vezetők; ilyenek általában a fémek. A fémekben (elsőrendű vezetőkben) csak az elektronok jönnek mozgásba, ellenben elektrolytekben a pozitív töltésű atommaradékok, a pozitív ionok is mozognak, természetesen az elektronokkal ellentétes irányban. Az elektronok ez esetben rendesen nem maradnak szabad állapotban, hanem az elektrolyt negatív alkotó részéhez csatlakozva, azzal negatív ionokká egyesülnek stb.

J. J. Thomson atomelmélete. A negatív elektronoknak minden atomban való előfordulása alapján *J. J. Thomson* (1904.) az atomok szerkezetéről a következő képet alkotta magának: minthogy a pozitív elektromosság természetéről és eloszlásáról abban az időben jóformán semmit nem tudtak, *Thomson* feltételezte, hogy ez a pozitív töltés egyenletesen oszlik el a gömbalakúnak képzelt atomok egész térfogatában. Minthogy az atom kifelé elektromosan közömbös, a pozitív töltésnek egyenlőnek kell lennie a negatív elektronok töltéseinek összegével.

Utóbbiakról *Thomson* feltételezte, hogy a különböző atomokban annál nagyobb számban foglaltatnak, minél nagyobb az illető elem atomsulya s kimutatta, hogy egyensúly csak az esetben lehetséges, ha ezek az elektronok szabályos gyűrű- (illetőleg gömbhéj) szerű elrendezésben vannak a pozitív atom tömegébe beágyazva. (6. ábra.) Ezt a gyűrűszerű elrende-

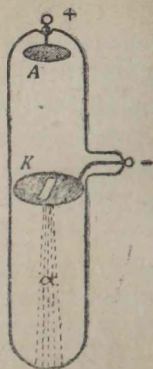


6. ábra.

ződést *Thomson* ugyanolyan kapcsolatba hozta az elemek periodusos rendszerével, mint amint *Bohr* és *Kossel* később tárgyalandó felfogása szerint ma feltételezünk.

Csőugarak. Az elektromoságnak ritkított gázokban való kisülésénél a negatív elektronokon kívül pozitív töltésű részecskék is észlelhetők: míg a negatív elektronok mint katodsugarak a katódtól a már tárgyalt óriási (minként 20—200 ezer kmnyi) sebességgel eltaszítatnak, a pozitív töltésű részecskék az ellenkező irányban, a katód felé haladnak és kimutathatók, ha a katódra kis nyílást (7. ábra) vagy hátrafelé nyuló csőszerű toldalékot alkalmazunk, amelyen a részecskék nagy sebességgel áthaladva, a katód mögötti térben kimutathatók (*Goldstein* 1886.)*) Ezeket a csőugarakat *Wien*

*) A csőugarak sötétben jól láthatók, nitrogénben sárgás, oxigénben rózsaszínű fluoreszcenciát idéznek elő.

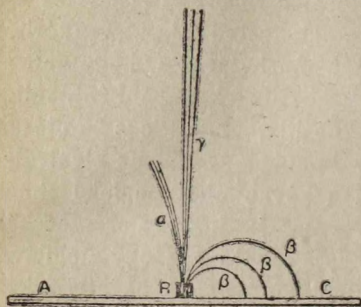


7. ábra.

(1898.) elektromos és mágneses tér hatásának vetve alá, az eltérítés alapján meghatározta, hogy sebességük kb. 3000 kmmpenként, töltésük positiv, specificus töltésük ($e : m$) pedig egyenlő az elektrolytes ionokéval, tehát megfelel annak a feltevésnek, hogy a részecskék tömege az illető gáz egy atomjával egyenlő. Eszerint a negativ elektronoknak megfelelő, az atomoknál kisebb tömegű positiv töltésű részecskék nem észlelhetők.

A radioactiv sugárzások. Az atomok szerkezetének megismerését óriási lépésekkel vitte előre *Becquerelnek* (1896.) azon felfedezése, hogy az *uran*-vegyületek állandóan bizonyos sugárzást bocsátanak ki magukból, amennyiben fekete papirosba burkolva is, a fényképező lemezt megfeketitik, a gázakat ionisálják stb. Ezen *radioactiv* hatásoknak vizsgálata tudvalevőleg a *radiumnak* (*Mme Curie*) és még több új elemnek felfedezésére vezetett. A sugárzásokra vonatkozólag kiderült, hogy azoknak három faját kell megkülönböztetnünk (8. ábra.)

1. az α sugarak materialis részecskék, melyek elektromos és mágneses erők hatása alatt ugyanoly irányu eltérítést szenvednek, mint a csősugarak, tehát positiv töltésűek. A részletesebb vizsgálat kimutatta, hogy a részecskék töltése két elemi töltéssel, a tömegük pedig a *heliumatomok* tömegével egyenlő,



8. ábra.

úgy hogy az α részecskék kettős pozitív töltésű (kétszeresen ionisált) heliumatomok. Sebességük a különböző radioactiv anyagoknál mpenként 14—20 ezer km. közt változik. Ha a sugarak útjába zinksulfiddal bevont ernyőt állítunk, akkor ez min-

den egyes α részecske beleütkezésére a sötétben felvillan (*scintillatio*), úgy hogy ennek alapján a részecskék egyenként kimutathatók, megszámlálhatók. Ily módon meghatározható, hogy közönséges nyomású levegőben a részecskék sebességük szerint 2'6—8'6 cm. távolságig jutnak el.*) Ugyancsak egyenként kimutathatók a részecskék ionisáló hatásuk alapján: a levegőn való áthaladásuk közben annak molekuláiból elektronokat hasítanak le és így minden részecske több százezer pozitív és negatív iont termel, úgy hogy megfelelő érzékenységű elektroskop az egyes részecskéknek a condensator lemezek között való áthaladását külön kitéréssel jelzi. Ha tehát a részecskéket megszámláljuk, másrészt pedig őket u. n. *Faraday*-féle csapóban felfogva, töltésüket ösz-

*) Legkisebb (2'67 cm.) a hatótávolsága az $U_1\alpha$ sugarainak, melyeknek kezdő sebessége 14000 km : mp, legnagyobb (8'62 cm.) a $Th\ C'$ -éinek (sebesség 20600 km : mp.)

szegyűjtjük és megmérjük, akkor egy-egy részecske töltése kiszámítható; ez a töltés épp kétszerese az elemi töltésnek(e), melynek értéke ily módon nagyon pontosan meghatározható, még pedig *Regener* szerint a scintillatio alapján $e = 4'79.10^{-10}$, *Rutherford* s *Geiger* szerint az ionisatio alapján $e = 4'65.10^{-10}$ el. stat. Mindkettő oly kitűnően egyezik a *Millikan*-féle $e = 4'77.10^{-10}$ értékkel, hogy ennek helyessége iránt semmi kétségünk sem lehet.

2. a β sugarak mágneses térben az α -kkal ellentétes irányu eltérést mutatnak tehát negatív töltésűek, $e : m$ -jük egyenlő a katodsugarakéval, tehát negatív elektronok, melyeknek sebessége óriási: a *RaC* β sugarainak sebessége eléri a fénysebesség 99%-át, azaz mpenként 298.000 km.-t. A radioactiv anyagok β sugárzása általában különböző sebességű részekből áll, melyek mágneses térben különböző foku eltérítést szenvednek s így u. n. mágneses színeképre bomolnak. Nagy sebességüknek megfelelően nagy áthatóképességgel bírnak; ezt oly módon mérjük, hogy meghatározzuk, miszerint a különböző anyagoknak mily vastagságu rétegén kell a sugaraknak áthaladniok, míg a sugárnyaláb erőssége (melyet telítési áram alapján mérünk) az eredetinek felére csökken. P. o. a *Ra C* β sugarainak felező rétege 175 cm. levegő vagy 0'5 mm. aluminium. Egy-egy β részecske egész utja mentén levegőben összesen kb. 10.000 ionpárt termel, természetesen annál többet, minél nagyobb a kezdő sebessége (kinetikai energiája). Azonban a részecskék ionisáló képessége

(az 1 cm.-nyi uton termelt ionok száma) nem akkor legnagyobb, mikor még a sebesség nagy, tehát a pálya kezdetén, hanem ellenkezőleg a pálya vége felé. Ugyanez áll az α sugarakra vonatkozólag is. A részletesebb vizsgálat azt mutatta, hogy valamely nagy sebességű β részecske nagy számú atomon keresztülrepülhet a nélkül, hogy azokon valami változást idézne elő s átlag csak minden 100-ik atomot ionisálja. Ez a körülmény, melyet először *Lénárd* észlelt (1903.) a katodsugarakon, igen nagy fontosságu, mert azt mutatja, hogy az atomok nem valami tömör golyóhoz hasonló képletek, hanem legnagyobb részük üres (l. alább).

Az α és β sugarak ionisáló képessége módot nyújt arra, hogy ezen részecskék pályáját szemmel láthatóvá tegyük vagy azokat lefényképezzük. Ha ugyanis a részecskéket oly térbe bocsátjuk, amely teltelt vizgőzt tartalmaz, akkor *Wilson C. T. R.* már említett kísérletei szerint a termelt ionok condensatiós magvak gyanánt szolgálnak, melyekre a vizgőz finom ködcseppecskék alakjában lerakodik. A 9. ábra *Wilson*nak egy ilyen ködfelvételét mutatja, melyen egy drót végére helyezett csekély mennyiségű radiumból a tér minden irányában kilövelt α részecskék pályája látható (felényire kicsinyítve). A 10. ábra egyetlen α részecske pályáját mutatja 6-szoros nagyításban; jól látható, hogy a nyilegyenesen haladó részecske pályája végén hirtelen egy közel 90° -nyi eltérítést szenved. Az ábra baloldalán egy β részecske pályája látható: ez számos csekély

foku eltérítés következtében fokozatosan görbült, az ionisatio jóval gyengébb, mint az α részecskénél, de a pálya vége felé szemmel láthatóan erősödik. Összehasonlítás kedvéért tekintsük még meg a 11. ábrát, mely egy 2 mm. keresztmetszetű Röntgensugárnyaláb pályáját tünteti fel 2'5-szeres nagyításban.

Ez világosan mutatja, hogy a Röntgensugarak hatására a levegő molekuláiból elektronok (u. n. secundär katodsugárrészecskék) hasadnak le, melyek kis sebességű β sugarak gyanánt haladnak 1—2 cm. távolságra s ily módon még számos levegőmolekulát ionisálnak.

3. Az α és β -kkal ellentétben a γ sugarak sem elektromos, sem mágneses erők által utjokból el nem téríthetők. Ezek nem corpuscularis részecskék, hanem a Röntgensugarakhoz hasonló aetherrezgések, melyeknek áthatoló képessége igen nagy, hullámhosszuságuk a legrövidebb az összes eddig ismert rezgések között: a legkeményebb (legáthatóbb) γ sugarak hullámhossza kb. 10^{-10} cm., felezőrétege kb. 1'4 cm. ólom vagy 6'5 cm. aluminium.

A radioactiv anyagok ezen állandó sugárzása állandó energiatermelést jelent, melyet a chemiai átalakulásoknál szokásos módon meghatározhatunk, ha a radioactiv anyagot oly vastag ólomburokkal vesszük körül, amely a kibocsátott sugarakat teljesen elnyeli, azaz energiájukat hővé alakítja át s aztán az egészet calorimeterbe sülyesztve megmérjük a fejlődő hő mennyiségét. *Meyer és Hess* meg-

határozásai szerint 1 gramm radium (és a vele egyensúlyban levő bomlástermékek) óránként 137 calóriányi*) hőt fejlesztenek, úgy hogy az 1 gramm Ra teljes elbomlása (l. alább) közben fejlődő hőmennyiség 3'7 milliárd *cal.* (= 3'7 millió *Cal.*) volna. Hogy ez az érték mily óriási nagy, azt azonnal beláthatjuk, ha meggondoljuk, miszerint 1 g. szén elégetése közben csupán 8000 *cal.* hő fejlődik.

A radioaktivitás elmélete. Az atomok elbomlása. Azt az óriási energiamennyiséget, melyet a radioactiv anyagok magukból állandóan kibocsátanak, a *Rutherford*tól és *Soddy*tól (1903.) származó és ma általánosan elfogadott elmélet szerint az *atomok bomlása* szolgáltatja. Eszerint a radioactiv anyagok atomjai nem stabilisak, hanem állandó átalakulásban vannak oly módon, hogy közülök minden mpben egy bizonyos, az illető anyagra jellemző tört rész elbomlik s e közben az atom helyzeti energiájának egy része a különböző sugárzások alakjában szabaddá válik. Ez az átalakulás úgy fogható fel, mint valamely önként lefolyó chemiai reactio, melynek oka előttünk teljesen ismeretlen s amelyet — a chemiai reactiókkal ellentétben — sem megindítani, sem a külső körülmények megváltoztatásával befolyásolni nem tudunk, amely ugyanazon sebességgel megy végbe a cseppfolyós levegő hőmérsékletén,

*) Ez a *gramm-* vagy *kis caloria (cal.)* az a hőmennyiség, a mely 1 g. víz hőfokát 1 °C-val emelni képes. Ennek ezerszerese a *Kg-* vagy *nagy caloria (Cal.)*

mint fehér izzásnál (1300° C-ig), vacuumban úgy, mint 2000 atm. nyomás alatt.

A bomlás sebességét vagy az u. n. radioaktivitási állandó (λ) segítségével szoktuk meghatározni, amely kifejezi, hogy az illető anyag összes atomjai közül mpenként mekkora tört rész bomlik el, vagy a félidő segítségével, amely kifejezi, hogy mennyi idő alatt bomlik el az illető anyag felényi mennyisége. Mint-hogy az elbomló rész mindig arányos a még meg-levővel, tehát sok anyagból aránylag sok bomlik el, kevesebből pedig kevés, azért ez a félidő független attól, hogy mekkora a radioactiv anyag mennyisége s csupán annak minőségétől függ. Utóbbi tekintetben azonban óriási különbségek vannak p. o. az uran félideje 500 millió év, a radiumé 1580 év, a radium-emanatióé 3'8 nap, a Ra C-é 19'5 perc, a Th C'-é pedig csupán 10^{-1} , azaz 10 billiomod mp!

Könnyen elképzelhető, hogy a radioactiv átalakulások felfedezése milyen csodálatot keltett, hiszen az elemek változhatatlanságában való hit sohasem volt erősebb, mint éppen a mult század végén, mikor a chemicusok nagy többsége csak gunyos mosoly kíséretében emlékezett vissza az alchimisták hiában való fáradozására, akik egyik elemből másikat, rézből aranyat akartak csinálni. S most ime kétségtelesen beigazolódott, hogy a radiumból helium lesz még pedig nem csak spektroskoposan kimutatható nyomokban, de jól mérhető mennyiségben: 1 gramm Ra-ból 1 év alatt 167 mm^3 -nyi (normaltérfogatu) helium keletkezik. Az ehhez hasonló kísérleti eredmények-

nek hosszú sorával szemben azonban minden kételynek el kellett némulnia: az elemek átalakulása — bár eddigi ismereteink szerint csak egészen különleges esetekben — igenis lehetséges.

Ezen átalakulások tárgyalására itt, ahol a jelenségeknek csupán az atomok szerkezetével közvetlen kapcsolatban álló részleteivel foglalkozunk, természetesen nem térhetünk ki. A hosszú és fáradságos vizsgálatok eredménye szerint az összes radioactiv anyagok a legnagyobb atomsúlyu elemekből: az *uranium*ból és *thorium*ból származnak, még pedig az *U*-nak 27, a *Th*-nak 11 származéka ismeretes, míg a kisebb atomsúlyu elemek közül csupán a *K* és *Rb* mutatnak igen csekély fokú radioaktivitást. Legjobban ismert valamennyi között a radiumnak bomlása. A radium, mely maga is az uranból származik, a bariumhoz hasonló fém, atomsúlya 226. A tiszta radium α és igen lágy β sugarak kibocsátása közben átalakul *emanatió*vá, mely a heliumhoz és argonhoz hasonló *nemes gáz*, (vegyületei nem ismeretesek) s melynek atomsúlya 222. Ez megfelel annak, hogy a radium minden atomja egy α részecske kibocsátása közben alakul át *emanatió*vá: minthogy az α részecskék heliumatomok, melyeknek atomsúlya 4, kell, hogy az *emanatio* atomsúlya ennyivel kevesebb legyen a radiuménál, amit a kísérlet igazol is. A β sugár részecskék tömege a *H* atom tömegénél 1850-szer kisebb lévén, ezeknek kibocsátása az atomsúly értékét nem befolyásolja számba vehető módon. Az *emanatio* további bomlása során különböző, *Ra A, B, C*

stb.-vel jelölt termékek jelentkeznek, az atomsuly tovább csökken, míg végül összesen 5 α részecskének ($5.4 = 20$) kibocsátása után a *Ra*-ból egy stabilis és inactiv elem, a *Ra G* keletkezik, melynek atomsulya 206. Ez a *Ra G* chemiai tekintetben teljesen hasonló az ólomhoz, attól semmiféle módszerrel el nem választható, amiért (az uranból való származásának megfelelően) *uranóloomnak* is nevezik.

Isotop elemek. A radioactiv átalakulások közben gyakran előfordul, hogy a keletkező új atom chemiai tulajdonságai tekintetében tökéletesen hasonló valamely más elem atomjaihoz, úgy hogy azoktól semmiféle chemiai reactioval meg nem különböztethető; az ilyen elemek — azonos chemiai sajátásaik folytán — a periodusos rendszer ugyanazon helyére tartoznak, miért is őket *isotop* (azonos helyű) elemeknek szokás nevezni. Ezen isotop elemek azonban különböző atomsulyuak p. o. az uranóloom 206, a közönséges ólom 207.2, a *Th D* vagy thóriumóloom pedig 208 atomsulyu. Ennek alapján közelfekvő volt a feltevés, hogy a közönséges ólom tulajdonképen az uranóloomnak és thóriumóloomnak oly arányu keveréke, hogy a keveréknek átlagos atomsulya 207.2. Ez a feltevés valóban helyesnek is bizonyult, ma már nagy számu ily keverék-elemet ismerünk; ugyanis *J. J. Thomsonnak*, majd *Astonnak* sikerült a csősugaraknak elektromos és mágneses eltérítése alapján az u. n. *tömegspektograf* segítségével egy rendkívül érzékeny kísérleti eljárást kidolgozniok, melynek alapján a különböző tömegű részecskék egymás-

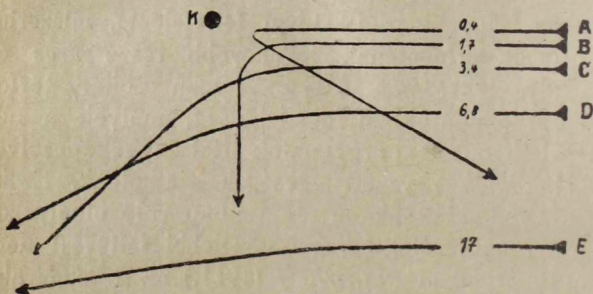
tól jól elválaszthatók, a sugarak útjába helyezett fényképező lemezen külön sávok alakjában jelentkeznek. Ily módon kitűnt, hogy p. o. a *neon*, melynek atomsulya 20,2, két különböző 20 ill. 22 atomsulyu összetevőből áll, a chlor (at. s. 35,45) 35 ill. 37 atomsulyuakból tevődik össze stb. Míg a tömegspektograf az elemeknek mérhetetlenül csekély mennyiségével dolgozik, addig a higany isotopok esetében *Hevesy* és *Brönstedt*nek sikerült az alkotórészeket nagy mennyiségű anyagon is egymástól legalább részben elválasztaniok: a kinetikai gázelmélet szerint a kisebb tömegű alkotórész molekulái ugyanazon hőmérsékleten valamivel nagyobb sebességgel*) bírnak, tehát gyorsabban párolognak, azaz mennek át a gőz halmazállapotba. Ismételt gyors elpárologtatás és a destillátumnak cseppfolyós levegővel való kifagyasztása által *H.* és *B.* a higanyt két olyan részre bontották, melyeknek fajsulya egymástól $\frac{1}{2}\%$ -vel különböző volt, ami azt jelenti, hogy a kisebb faj-

*) Mint azt a kinetikai hőelmélet tárgyalásánál láttuk, a különböző molekulák kinetikai energiái ugyanazon hőmérsékleten egymással egyenlők ($\frac{1}{2} m_1 v_1^2 = \frac{1}{2} m_2 v_2^2$), tehát a sebességek fordítva arányosak a tömegek négyzetgyökével ($v_1 : v_2 = \sqrt{m_2} : \sqrt{m_1}$). E szerint a nagyobb sebességű componensből ugyanazon idő alatt több lép át a gőzterbe; minthogy azonban egyensúly esetén (telített gőzöknél) a nagyobb sebességű molekulákból több is tér vissza a folyadékba, elválasztás csak úgy lehetséges, ha az egyszer már kilépett molekulákat visszatérni nem engedjük, azaz a destillátumot folytonosan eltávolítjuk, a mit *H.* és *B.* a kifagyasztás útján eszközölték.

sulyu keveréknek átlagos atomsulya 0'1-vel kisebb volt a másikénál.

A Rutherford-féle atomelmélet. Láttuk, hogy a katod- valamint az α és β sugaraknak különböző anyagokon való áthaladása közben szerzett tapasztalatok arra mutattak, miszerint az atomok térfogatának csak egy aránylag csekély része van anyaggal kitöltve és ezért a Thomson-féle atomelmélettel szemben Lénárd már 1903-ban feltételezte, miszerint az atomok térfogatának legnagyobb része üres és a positiv elektromosság is csak igen csekély térfogatu erőközpontokban foglal helyet, melyek a negativ elektronokkal erővonalak által egybekapcsolva, *dynamidáknak* nevezett egységeket alkotnak. Ezeknek a dynamidáknak az atomokban való elhelyeződésére vonatkozólag Lénárd közelebbi feltevést nem alkotott. Ellenben Rutherford (1911.) az α sugaraknak vékony fémlemezeken való áthaladására vonatkozó vizsgálatai alapján feltételezi, hogy az egész positiv töltés egyetlen kis térfogatu középponti magban foglal helyet, amely körül a negativ elektronok mint bolygók keringenek. Rutherford és Geiger kísérletei szerint ugyanis a részecskék legnagyobb része számbavehető irányváltozás nélkül halad át alumínium, arany stb. lemezeken, egyesek azonban feltűnő nagy, 90^0 -ot meghaladó eltérítést szenvednek s így a lemeznek ugyanazon oldalára térnek vissza, amelyről kiindultak. Minthogy az α részecskék kettős positiv töltéssel bírnak, az eltérítés leg-egyszerűbben azzal magyarázható, hogy azt a lemez-

ben foglalt atomok pozitív magjai és az α részecskék között fellépő elektromos taszító erők idézik elő s a *Coulomb* törvénye*) alapján kiszámítható, mennyire kell a pozitív töltésű magoknak egymáshoz közeledniök, hogy a taszító erő az eltérítéshez szükséges értékre emelkedjék. Ezt tünteti fel vázlatosan a 12. ábra, melyen K a pozitív atommag, A, B, C, \dots



12. ábra.

pedig egymással párhuzamosan haladó α részecskék, melyeknek az ábrán jelzett $0,4-17 \cdot 10^{-12}$ cm. távolságban kellene a mag mellett elhaladniok. Mint látható, az E részecske eltérítést alig szenved, az A ellenben csaknem eredeti sebességével ellentétes irányban pattan vissza. Minhogya részecskék sebessége mpenként 20.000 km., érthető, hogy az ezeknek visszalökéséhez szükséges taszító erőknek óriási nagyoknak és így a távolságoknak, ameddig a két

*) *Coulomb* törvénye szerint az a taszító erő (p), mely az egymástól r távolban levő e_1 és e_2 töltés között fellép, $p = e_1 \cdot e_2 : r^2$ azaz fordítva arányos a távolság négyzetével.

mag egymáshoz közeledik, igen kicsinyeknek kell lenniök. Természetesen a két mag nem közeledhetik egymáshoz nagyobb mértékben, mint a közvetlen érintkezésig, amikor a gömbalakuaknak képzelt magok középpontjai egymástól a két sugár összegének megfelelő távolságig hatolnak s így meghatározható legalább egy felső határa a magok sugarának. Hasonlóképpen meghatározható a magban foglalt elemi töltések száma is. Utóbbiakra vonatkozólag az tűnt ki, hogy a magtöltések száma körülbelül az atomsuly felével egyenlő, tehát p. o. aranynál, melynek atomsulya 197, a mag töltéseinek száma kb. 100. Újabb vizsgálatok (*Chadwick* 1920.)*) azt mutatták, hogy a magtöltések száma az elem rendszámával egyenlő, úgy amint ez az alább tárgyalandó Röntgenszinképekből és a *Bohr*-féle elméletből is következik.

A magok átmérőjére vonatkozólag a számítás azt mutatta, hogy az még a nagy atomsulyu elemeknél is csupán néhány billiomod (10^{-12}) cm. Minthogy az atomoknak átmérője a kinetikai gázelmélet, valamint a később tárgyalandó *Bohr* f. elmélet szerint kb. 10^{-8} cm,**) tehát a magok átmérője ennél kb. 10.000-szer kisebb, úgy, hogy a 12. ábrán, hol a mag átmérője kb. 2 mmnyinek van feltüntetve, az egész atomot 10.000-szer nagyobbbnak, azaz kb. 20 meter

*) *Chadwick* mérései oly bámulatos pontosságúak, hogy p. o. az ezüst atomok magtöltését 46'3-nak találta 47 helyett, a platináét 77'4-nek 78 helyett stb.

***) Az atomok átmérője alatt a szélső elektronpályák átmérője értendő.

átmérőjü gömb gyanánt kellene ábrázolni. Ez az aránylag óriási térfogat azonban teljesen üres, benne csupán a bolygók gyanánt keringő elektronok foglaltnak; utóbbiaknak átmérője, mint azt az elektromágneses tömeg tárgyalásánál láttuk, $3'6 \cdot 10^{-13}$ cm., azaz kb. harmadrésze az itt feltételezett 10^{-12} cmnyi magátmérőnek. Még kisebb értéket kapunk a magátmérő számára, ha a mag tömegét is tisztán elektromágneses eredetűnek tekintjük s ez alapon az $m_0 = 2e^2 : 3r$ összefüggésből határozzuk meg az r értékét. Ez az eljárás — legalább a hidrogen atommagjára vonatkozólag — minden esetre jogosult. Minthogy ennek töltése az elektronok töltésével egyenlő s a fentebbi képlet szerint r fordítva arányos m_0 -val, következik, hogy az 1850-szer nagyobb tömegű H magnak sugara 1850-szer kisebb az elektronok sugaránál, azaz a sugár 10^{-16} és az átmérő $2 \cdot 10^{-16}$ cm.-rel egyenlő. A H atomban tehát egy ilyen rendkívül kis kiterjedésű mag körül kering a sokkal nagyobb átmérőjü (de kisebb tömegü) elektron, egy aránylag óriási kiterjedésű pályán. *Graetz* hasonlata szerint ha a H atomot akkorára megnagyobbítva képzeljük, a mekkora a földgömb: a föld középpontjába helyezett dinnye nagyságu (20 cm. átmérőjü) positiv mag körül a negativ elektron, mely akkora volna, mint egy óriási kaszárnya (400 m. átm.), az egyenlítőnek megfelelő pályán keringene.*) Ez a *Rutherford*-féle

*) A földgömb átmérője 12700 km, a földnek a nap körüli pályájáé 300 millió km, azaz a gömbátmérőjének 24000-szerese.

atommodell mai felfogásunk szerint is megfelel a valóságnak, sőt mint látni fogjuk, az újabb, főleg a szinképek tanulmányozása közben nyert tapasztalatok alapján még részletesebb képet tudunk magunknak alkotni ezekről az apró bolygórendszerekről.

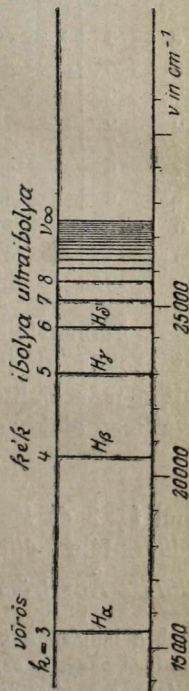
A szinképek törvényszerűségei. Láttuk (42. old.), hogy ha a napfénynek egy keskeny nyalábját üveghasábon bocsátjuk keresztül, a fehér fény színes összetevőkre bomlik, melyek együttvéve a szivárvány színeit mutató szalagot adnak, melyet szinképnek (spektrum) nevezünk. Ezen látható szinkép két oldalán, a vörösén innen és az ibolyán túl szintén találunk sugarakat, melyek iránt szemünk már nem érzékeny, a melyek azonban chemiai vagy hőhatásuk alapján jól kimutathatók. A részletesebb vizsgálat azt mutatja, hogy ezek a sugarak a látható fényhez teljesen hasonló aetherrezgések, melyek azoktól csupán hullámhosszuságuk tekintetében különböznek: míg a látható fény hullámhosszúsága $\lambda = 400-800 \mu\mu$, addig az eddig ismert vörösén inneni sugaraké $800 \mu\mu = 0'8 \mu$ -tól 340μ -ig ($0'34$ mmig), az ibolyán tuliaké $400-13'6 \mu\mu$ -ig terjed. Ugyancsak hasonló, de még rövidebb ($\lambda = 1'3-0'001 \mu\mu$) aetherrezgések a *Röntgen-* és a radioactiv γ sugarak.

A szinképek között megkülönböztetünk *folytonos* szinképeket, a minőket az izzó szilárd és cseppfolyós testek szolgáltatnak és *megszakítottakat*, melyek csupán egyes fényes vonalakból vagy vonal-
Viszont a keringő elektron átm. $3'6 \cdot 10^{-13}$ cm, a pályáé 10^{-8} cm, az arány mindkét esetben közelítőleg ugyanakkora.

csoportokból, csikokból állanak, a minők az izzógzők szinképei. A kettő közül a megszakított szinképek a fontosabbak, a mennyiben ezek vonalainak elrendeződéséből a kibocsátó atomok szerkezetére következtethetünk. A látható szinképek szerkezete igen bonyolult, a vonalak helyzete (hullámhosszusága) első sorban a kibocsátó anyagok elemi összetételétől függ, úgy, hogy az elemek szinképeik alapján felismerhetők (szinképelemzés).

Ezek az optikai szinképek, melyekhez a látható fényen kívül az infravörös és főleg az ultraibolya sugarak elemzése útján nyert szinképek is hozzátartoznak, vonalakban rendkívül gazdagok, egyes elemek szinképében több ezer vonal is ismeretes. Régióta szokásos volt a vonalaknak ezen óriási sokaságát hasonló tulajdonságok (erősség, élesség stb.) alapján összetartozó csoportokba, *seriesekbe* osztályozni és számos kísérlet történt az irányban, hogy az összetartozó vonalak rezgésszámai között valami olyan kapcsolatot találjunk, mint a hangtanban, a hol az alaphanggal egyidejűleg megszólaló felhangok (octava, duodecima) rezgésszámai az alaphangénak egyszerű egészszámu többszörösei. Ilyen forma rokonságnak a szinképvonalaknál semmi nyoma sincsen s az egész akustikai hasonlatosságra épített felfogás nehézkességét nagyon jól jellemzi a szinképek nagy ismerőjének, Rowlandnak az a mondása: ahhoz, hogy az észlelt szinképeket kibocsáthassa, az atomnak bonyolultabb szerkezetűnek kell lennie, mint a minő egy zongora. A viszonyok felderítésére az első

lépés akkor történt, midőn *Balmernek* (1885.) sikerült egy matematikai formulát találnia, a mely a hidrogen legerősebb vonalainak, az u. n. *Balmer series*nek hullámhosszuságát (λ) bámulatos pontossággal fejezi ki. A formula szerint $\lambda = \lambda_{\infty} k^2 : (k^2 - 4)$, a hol $k = 3, 4, 5$, azaz 3-tól kezdődőleg az egész számok sorát jelenti. Minden számnak más hullámhosszuság, azaz más vonal felel meg, a vonalak mind sűrűbben sorakoznak egymás mellé (l. a 13. ábrán, hol a $\lambda - k$ helyett a hullámszámok $\nu - k^*$) vannak feltüntetve), végül egybeolvadnak egy többé fel nem oldató csikká, a mely éles határral végződik az $k = \infty$ -nek megfelelő $\lambda_{\infty} = 364.7 \mu\text{m}$ -nél, a series határánál. Ezek közül a vonalak közül laboratoriumi kísérlettel 13, ködfoltok szinképében 33 emissiósvonal figyelhető meg; az elnyelési szinképek segítségével ez a szám 50-re emelkedik. Hogy a kísérletileg talált és a *Balmer*-formula alapján számított értékek mily



13. ábra.

*) A rezgéseknek 1 mp-re vonatkozó száma (n), hullámhossza (λ) és a fény terjedéssége (c) között a $c = n \lambda$ összefüggés áll fenn, azaz a rezgésszám annál nagyobb, minél rö-

jól egyeznek egyeznek egymással, azt igazolja, az alábbi táblázat, melyben a hullámhosszak \AA ngström egységekben ($1 \text{\AA} = 0.1 \mu\mu = 10^{-8} \text{ cm.}$) vannak feltüntetve:

	k	számítva	találva	különbség
H α	3	$\lambda = 6564.96$	6564 97	+ 0.01
β	4	4862.93	4862.93	0.00
γ	5	4341.90	4342.—	+ 0.10
δ	6	4103.10	4103.11	+ 0.01
ϵ	7	3971.40	3971.40	+ 0.00
ζ	8	3890.30	3890.30	0.00
η	9	3836.70	3836.80	+ 0.10
θ	10	3799.20	3799.20	0.00
i	11	3771.90	3771.90	0.00
κ	12	3751.40	3751.30	- 0.10

A *Balmer-féle* formulát ujabban kissé más alakban szokás kifejezni, t. i. a hullámhosszúágok helyett a már említett hullámszámok (ν) segítségével a következő alakban

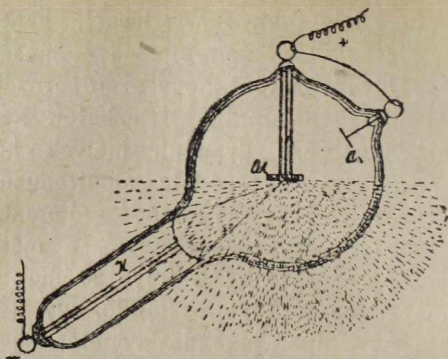
$$\nu = R \left(\frac{1}{i^2} - \frac{1}{k^2} \right)$$

a hol $i = 2$ és $k = 3, 4, 5 \dots$. Az R -vel jelölt u. n. *Rydberg-féle állandó* vagy *alápfrequentia* ($R = 109677.7 \text{\AA}ngström$) az újabb vizsgálatok szerint nem-

videbb a hullámhossz. Minthogy az 1 mp-re vonatkozó rezgésszám igen nagy, p. o. $\lambda = 500 \mu\mu$ -re vonatkozólag $\nu = 600$ billió, szokásos a rezgésszámot 1 cm. hosszúságra vonatkoztatni. Az így nyert hullámszám ν a mely 3.10^{10} -szer kisebb az n -nél, azt fejezi ki, hány hullám hosszúsága fér el 1 cm-en. $\lambda = 500 \mu\mu = 5.10^{-5} \text{ cm}$ esetén $\nu = 20000$.

csak a *Balmer*-féle hidrogen-seriesnél, hanem más elemek serieseinél is szereplő egyetemes állandó mennyiség. Ugyanis kitűnt, hogy ezen sorozatok hullámszámai általában mindig kifejezhetők két olyan tag (*Term*) különbsége gyanánt, melyek közül az egyikben ($R : i^2$) a *Rydberg*-féle alapfrequentia egy az egész sorozatra jellemző állandó számmal, p. o. a *Balmer*-félében $i = 2$ -nek négyzetével, a másik, változó tagban ($R : k^2$) pedig a folyó számok sorának ($k = 3, 4, 5 \dots$) négyzetével osztandó, úgy, hogy minden szám a sorozatnak más-más vonalát adja. Az állandó tagban szereplő i szám variálásával pedig ugyanazon elemnek egy más sorozatát kapjuk, p. o. $i = 1$ esetében a hidrogennek *Lyman*-féle ultraibolya seriesét, $i = 3$ esetében a *Paschen-Ritz*-féle infravörös sorozatot. Általában a tagok különböző combinációja által új vonalak és új sorozatok állíthatók elő (*Ritz*-féle combinációs elv.)

A Röntgensugarak. A katodsugarak tárgyalásánál láttuk, hogy az esetben, ha ezek a sugarak, azaz a nagy sebességgel haladó negatív elektronok utjukban valami akadályba ütköznek és így hirtelen megállni kényszerülnek (megfékeztenek), egy új fajta, nagy áthatolóképeségű sugárzás keletkezik, melyet felfedezőjéről *Röntgensugárzásnak* szokás nevezni (*Röntgen* 1895.) A sugarakat rendszeren a 14. ábrán látható *Röntgen-lámpák* segítségével állítjuk elő. Ezek kb. 20 cm. átmérőjű, erősen evacuált üveggömbök, melyekbe a magas feszültségű áram bevezetésére szolgáló pozitív és negatív elektrodon, az anodon



14. ábra.

(*An*) és katodon (*K*) kívül még egy harmadik (rendszen az anoddal összekötött) elektrod is van beforasztva, az *antikatód* (*Ak*), mely platinából vagy wolframból készült és úgy van a katoddal szemben elhelyezve, hogy a katodsugarak beléütközzenek.*) Mint ahogy valamely golyószóróból a céltáblába ütköző puskagolyók azt megkopogtatva, hangrezgéseket keltenek: épp úgy az antikatódba ütköző elektronok is rezgéseket keltenek az aetherben s ezek az antikatódból a tér minden irányában a fény sebes-

*) Ezen közönséges vagy *gáztartalmu* Röntgenlámpákban a katodsugarak a molekulák ütközése következtében lehasadó elektronokból állnak, bennük a levegő nyomása néhány ezred mm higanyoszlopnak megfelelő. Ezzel szemben az u. n. *gáznélküli* vagy *izzókatódos* (Coolidge- és Lilientfeld-féle) lámpákból a levegő néhány százvezred mm nyomásig ki van szivattyuzva, itt az elektronokat egy külön fűtőáramkör segítségével izzásba hozott wolframdrót szolgáltatja.

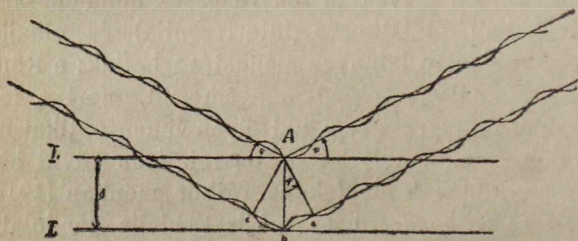


ségével szétterjedő, de a fénynél kb. 10.000-szer rövidebb hullámhosszuságú aetherrezgések alkotják a Röntgensugarakat. Maguk a sugarak láthatatlanok, de felismerhetők arról, hogy a fényképező lemezt megfeketítik, a különböző anyagokkal bevont fluorescáló ernyőket világítókká teszik, a gázokat ionisálják.

A sugarak legfontosabb tulajdonsága, hogy átlátszatlan anyagokon p. o. az emberi testen is áthatolni képesek. Ennek az átható képességnek a Röntgen sugaraknál ugyanaz a szerepe van, mint a fénynél a színek, mindkettő a rezgések hullámhosszágával (λ) áll összefüggésben. Épp úgy, mint ahogy az ibolyaszínű fénysugarak a vörösektől objektíve rövidebb hullámhosszuk által különböznek, ugyanígy a kemény (áthatoló) Röntgensugarak is rövidebb λ -juak, mint a lágyak. A fényrezgések hullámhosszágát a hullámtalálkozás (interferentia) és elhajlás jelensége alapján könnyen meghatározhatjuk; a Röntgensugaraknál ez sokáig nem sikerült, mert a legügyesebb műszerész sem tud olyan finom optikai rácsot készíteni, amely ezen sugarak igen rövid hullámhosszuságának megfelelné. Mikor azonban (1912.) Laue arra az egyszerű és mégis genialis gondolatra jött, hogy *maguknak az atomoknak a kristályokban való szabályos elrendeződését használja optikai rács gyanánt a Röntgensugarakkal szemben*: mindjárt az első kísérletet siker koronázta, amennyiben az ilyen kristálylemezekben áthatoló Röntgensugarak elhajlások nyalábokra bomolva a 15. ábrán látható szabá-

lyos elrendeződést mutatják, amelynek alapján a hullámhossz meghatározható. Ugyanezen elven alapszik, de a *Laue*-féle eljárásnál jóval egyszerűbb a két *Bragg* (apa és fiu) módszere. Ők abból indultak ki, hogy a kristálylapokra rézsutos irányban beeső Röntgensugárnyalábnak részben a felületen, részben a felülettel párhuzamos mélyebb rétegeken (az atomok által alkotott u. n. síkhálózatokon) mintegy vissza kell verődnie, illetve kell, hogy az egyes rétegekről visszaverődő sugarak, melyek egyenként gyengességük miatt ki nem mutathatók, észrevehetőkké váljanak, ha hatásuk összegeződik.

Ez az összegeződés bekövetkezik azokban az irányokban, amelyekben az egyes rétegekről visszaverődő sugarak egyenlő fázisban vannak, azaz az elsőnek hullámhegye a másodiknak és harmadiknak is hullámhegyével esik össze, ami, mint ez a 16.



16. ábra.

ábrán látható, akkor áll elő, ha a mélyebb rétegről visszaverődő II. sugár épp egy teljes hullámhosszággal nagyobb utat futott be, mint az I. Kimutat-

ható, hogy ez akkor következik be, ha a hullámhosszuság (λ), a rétegeknek egymástól való távolsága (d) és azon szög (φ) között, amelyet a beeső sugarak a kristály felületével alkotnak, a $\lambda = 2 d \sin \varphi$ összefüggés áll fenn.*) Ha tehát a kristály felületére különböző hullámhosszú sugarakat bocsátunk, mindegyik más φ szög alatt fog visszaverődni; mint-hogy a visszaverődés szöge ez esetben is egyenlő a beesési szöggel, a különböző λ -ju sugarak visszaverése céljából a beesési szöget kell megfelelően variálnunk, ami legegyszerűbben a kristálylap elforgatása útján eszközölhető. Visszaverődés közben a Röntgensugarak épp úgy szétválnak egymástól, mint ahogy ez a különböző színű fénysugarakkal történik az üveghasábokon való áthaladás alkalmával. A sugárkeverék ez esetben is *szinképére*, spektrumára bomlik szét, amely épp úgy lefényképezhető (l. 17. ábrát), mint az optikai szinképek s a φ szög lemérése útján a hullámhosszuságok meghatározhatók, feltéve, hogy a rétegeknek egymástól való távolsága (d) kristálytani adatokból ismeretes (l. alább).

Az ilyen és egyéb módokon végezett vizsgálatok azt mutatták, hogy az antikatodról kiinduló sugárzás

*) A II. rétegről visszaverődő sugár $ab + bc$ -vel hosszabb utat fut be, mint az I. Minthogy a 16. ábra szerint $ab = bc = d \sin \varphi$ tehát az egész $ab + bc$ utkülönbség $= 2 d \sin \varphi$ Ahhoz, hogy a sugarak egymást erősítsék, kell, hogy ez az utkülönbség egy teljes hullámhosszal, vagy annak egész számu (n) többszörösével legyen egyenlő, tehát a visszaverődés feltétele, hogy $n \lambda = 2 d \sin \varphi$ legyen.

két részből áll: az egyik, melyet, minthogy az elektronok megfékeztetése révén keletkezik, *fékezési* sugárzásnak neveznek, a fehér fényhez hasonló folytonos szinképet ad; a másik a *fluorescáló* vagy *karakteristikus* sugárzás, melyet azért neveztek karakteristikusnak, mert vonalas szinkép és a vonalak hullámhosszusa az antikatod anyagi minőségétől függ, arra jellemző, és pedig csakis az antikatodot alkotó elemektől függ, de független attól, vajjon ezek egymással vegyületekké egyesültek-e vagy elemi állapotban vannak, úgy hogy az anyagok összetétele Röntgen szinképük alapján épp úgy meghatározható, mint az optikai szinképelemzéssel. Minden elem háromféle jellemző sugárzást bocsát ki: a legkeményebb, melyet *K* sugárzásnak szokás nevezni, 4 egymáshoz közel eső vonalból áll, aztán következik a jóval lágyabb (aluminiumban kb. 300-szor erősebben absorbeálódó) *L* sugárzás 14 vonallal s végül a leglágyabb *M* sugárzás.*)

Ezek a jellemző sugárzások igen nagy fontossá-

*) Könnyen érthető, hogy a kísérleti technika fejlődésével mind több és több gyenge intenzitású vonalat is sikerült felismerni, illetve egymáshoz közel eső vonalakat (p. o. doublettestek) egymásból szétválasztani. Így a *K*, *L* és *M* sorozaton kívül még *N* és *O*-val jelölt sorozatok is ismeretesek. Az eddig mért legnagyobb hullámhosszu jellemző sugarak a natrium *K_α* $\lambda = 11'9\text{Å}$ és a réz *L* sugárzásában $\lambda = 13'3\text{Å}$ ($1\text{Ångström} = 0'1\mu\mu = 10^{-8}\text{ cm}$), a legrövidebb λ -ju sugárzás a uran *K_β*-ja $\lambda = 0'1\text{Å}$; a radium kemény γ sugarai között a közvetlenül mért legrövidebb $\lambda = 0'07\text{Å}$, körülbelül itt van a legkeményebb folytonos szinképeknek határa is (*Dessauer* $\lambda = 0'057\text{Å}$).

guak az atomelmélet szempontjából is. Ugyanis, mint ezt *Moseley* (1913.) kimutatta, a jellemző sugárzások rezgésszáma egyenesen arányos az illető elem rendszámának (Z)* négyzetével, így p. o. a K sugárzás α vonalaira vonatkozólag a szokásos módon, azaz hullámszámokban (ν) kifejezve $\nu = \frac{3}{4} R (Z-1)^2$.

Ezt az összefüggést a K , L és M sorozatra vonatkozólag a 18. ábra tünteti fel. Mint látható, a törvényszerűség annyira szembeszökő, hogy ennek alapján az elemek rendszáma (Z) a Röntgen szinképből nagy biztonsággal megállapítható. Így p. o. semmi kéttségünk sem lehet az iránt, hogy az uranium, amely, mint a legnagyobb atomsúlyu ($U = 238.5$) elem a sorban az utolsó, csakis a 92. helyre kerülhet. E szerint, minthogy 87 elem már ismeretes, csupán öt, eddig ismeretlen elem számára marad hely, a 43., 61., 75., 85. és 87. rendszámnak megfelelően. Az atomsúlyok alapján megállapított sorrenddel szemben három eltérés mutatkozik t. i. a cobalt (at. súlya 58.97) a nickel (58.68) elé kerül, úgy amint ezt *Barkla* a sugarak absorptiójára vonatkozó vizsgálatai alapján már régebben követelte. Hasonlóképpen helyet cserél az argon (39.9) a kaliummal (39.1) és a tellur (127.5) a joddal (126.9). Mindhárom helycsere teljes összhangzásban van az illető elemek kémiai magatartásával és ezért a periodusos rendszerben már eddig is ez a sorrend volt használatos. Ugyan-

*) Rendszám (Z) az a szám, a mely megmutatja, hányadik helyen áll az illető elem a periodusos rendszerben.

csak beleilleszkedik a sorba a radium γ sugárzásának szinképelemzéséből nyert vonalak legnagyobb része, ami megfelel annak a körülménynek, hogy a radium bomlástermékei más ismert elemekkel isotopok, azaz p. o. a *RaB* a periodusos rendszernek ugyanazon (82.) helyére tartozik, mint az ólom.

Planck sugárzás-elmélete. Az optikai, illetve Röntgen szinképek szerkezetében mutatkozó s a fentebbiekben röviden vázolt törvényszerűségek tulajdonképpen csak a rezgésszámoknak néhány állandó segítségével való kifejezésére szolgáló matematikai szabályok, amelyek semmiféle felvilágosítást nem nyújtanak sem a szereplő állandók fizikai jelentéséről, sem a fénykibocsátás mechanizmusáról. A fénykibocsátásnak gyakorlatilag legfontosabb esetére, az izzó testek által kibocsátott u. n. kalorikus sugárzásra vonatkozólag *Kirchhoff* kimutatta, hogy minden test annál jobban sugároz, minél erősebben nyeli el ő maga a reá eső sugarakat és így a legjobb sugárzó az u. n. tökéletesen fekete test, mely mindent elnyel. Ennek a fekete testnek összes sugárzása *Stefan* szerint egyenesen arányos az abszolút hőmérséklet 4-ik hatványával, az egész kibocsátott energia pedig *Wien* szerint oly módon oszlik szét a különböző hullámhosszuságu sugarakra, hogy a legerősebben kibocsátott komponens hullámhossza annál rövidebb, minél magasabb az abszolút hőmérséklet. Olyan általános törvényt azonban, amely kifejezné, hogy a többi komponens mily mértékben szerepel s hogy ez az eloszlás hogyan változik a hőmérséklettel, fel-

találni nem sikerült. Ez csak akkor vált lehetővé, mikor *Planck* (1900.) azt a rendkívül meglepő feltevést alkalmazta, hogy a sugárzást kibocsátó részecskék, az u. n. elemi oscillatorok a sugárzást nem folytonosan, azaz tetszésszerűen csekély mennyiségekben bocsáthatják ki és nyelhetik el, hanem csakis bizonyos meghatározott adagokban, u. n. *elemi quantumokban* (ϵ) s ezen elemi quantum annál nagyobb, minél magasabb az illető sugárzás rezgésszáma (ν) t. i. $\epsilon = h\nu$ ahol a h arányossági tényező egy igen fontos egyetemes állandó, a *Planck-féle hatásmennyiség*, amelynek értéke a sugárzásra vonatkozó mérések alapján $h = 6.55.10^{-27}$ erg. sec. Az ezen sajátos feltevés alapján levezetett sugárzási formula ugy a látható, mint a láthatatlan szinkép egész kiterjedésében és a legkülönbözőbb hőmérsékleten is oly kitűnően egyezik *Lummer* és *Pringsheim*nek, ujabban pedig *Rubens*nek rendkívül gondos kísérletek alapján nyert értékeivel, hogy az elmélet helyességében nem kételkedhetünk. A sugárzásra vonatkozó kísérleteken kívül egész más természetű mérések, nevezetesen a testek fajmelegének valamint az u. n. ionizációs potentialoknak meghatározására irányuló vizsgálatok is teljes mértékben igazolták a quantumhypothesis helyességét. Lássuk most, mennyiben fejlesztette ez az elmélet az atomok szerkezetére vonatkozó ismereteinket.

A Bohr-féle atomelmélet. A *Planck-féle quantum elméletnek* a *Rutherford-féle atommodellre* való alkalmazása által *Bohr* dán fizikusnak 1913-ban si-

került oly atomelméletet felállítani, amely szinte egy csapásra megoldotta a seriestörvények rejtélyeit s lehetővé teszi az azokban szereplő *Rydberg*-féle állandónak fizikai értelmezését, t. i. annak már jól ismert mennyiségek alapján való meghatározását. *Bohr* — éppugy mint *Rutherford* — feltételezi, hogy az atomok pozitív magból és e körül keringő negatív elektronokból állnak. A keringő elektronok száma egyenlő az elem rendszámával és egyúttal a magban foglalt pozitív elemi töltések számával is, azonban *Bohr* szerint az elektronok a pozitív mag körül nem tetszésszerűen, hanem csakis bizonyos, a quantumelmélet által megszabott pályákon keringhetnek.*) Ezen u. n. stationarius pályákon való keringés közben az elektron nem sugároz, hanem fénykibocsátás csakis akkor történik, amikor az elektron valamely közelebbiről nem ismert körülmény következtében egy, a magtól távolabb fekvő pályáról valamelyik közelebbire ugrik át. Ezen átugrás közben az elektromos erők, melyek a negatív elektront a pozitív mag felé közelíteni iparkodnak, munkát végeznek s ez a munka (amely annál nagyobb, minél távolabbi

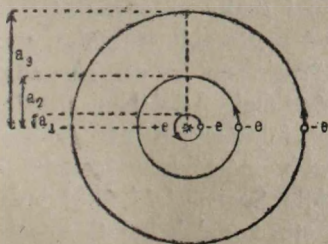
*) T. i. oly módon, hogy a keringő elektron impulzusmomentuma mvr (m az elektron tömege, v a sebessége, r a magtól való távolsága) a *Planck*-féle hatásmennyiségnek (helyesebben $h : 2\pi$ nek) egész számu többszöröse legyen. Ezenkívül mint minden bolygó rendszernél, úgy itt is a centrifugális erő egyenlő a centripetalissal, azaz a mag és a keringő elektron között fennálló elektrostatikai vonzó erővel (a mely mellett a tömegvonzás elhanyagolhatóan csekély.)

pályáról ugrik az elektron minél közelebbire) alakul át sugárzó energiává. Ellenkezőleg, ha az atom valamely reá eső sugárzást elnyel, akkor a sugárzás energiájának rovására valamelyik elektron egy távolabbi, nagyobb helyzeti energiának megfelelő pályára emeltetik, tehát úgy a kibocsátás, mint az elnyelés közben mindig ugyanazon mennyiségű energia alakul át. Ez az átalakuló energiamentiség a fentebbiek szerint meghatározható az elektromos erők által végzett munkából, amit a *Planck*-féle $\epsilon = h\nu$ elemi quantummal egyenlővé téve, *Bohr* a k -ik pályáról az i -ikre való átmenet közben kibocsátott sugárzás hullámszámára (ν) a következő, első tekintetre ijesztően bonyolult kifejezést nyeri:

$$\nu = \frac{2\pi^2 me^4}{h^3} Z^2 \left(\frac{1}{i^2} - \frac{1}{k^2} \right)$$

ahol e az elektron töltése, m annak tömege és Z a kibocsátó elem magtöltéseinek száma. A legegyszerűbb esetben, a hidrogenre vonatkozólag $Z=1$, azaz az egységnyi pozitív töltésű mag körül egyetlen elektron kering. Ez esetben $\nu = \frac{2\pi^2 me^4}{h^3} \left(\frac{1}{i^2} - \frac{1}{k^2} \right)$. Mint látjuk, e kifejezés teljesen egyezik a *Balmer*-féle formulának $\nu = R \left(\frac{1}{i^2} - \frac{1}{k^2} \right)$ alakjával, ha a *Rydberg*-féle állandó $R = 2 \pi^2 me^4 : h^3$. Valóban, $e : m$, e és h ismert értékeinek behelyettesítésével a *Rydberg*-féle állandó számára az $R = 109000 \text{ cm}^{-1}$ értéket nyerjük, ami kitűnően egyezik a hydrogen szinképvonalai alapján kísérletileg talált $R = 109677.7$ értékkel, úgy, hogy az elmélet a *Rydberg*-féle állan-

dónak egyszerű értelmezését adja. A fentebbi egyenlet a *Balmer* félén kívül más serieseket is foglal magában s egyuttal megadja az egyes vonalak keletkezésének mechanizmusát is. Mint láttuk, a *Balmer*-seriesnél $i = 2$ és $k = 3, 4, 5$, ami a *Bohr*-féle elmélet értelmében azt jelenti, hogy a series legkisebb rezgésszámu, azaz legnagyobb hullámhosszuságu vonala, a $H\alpha$ akkor keletkezik, midőn a keringő elektron a 3.-ról a 2. pályára ugrik át, $H\beta$ -nál a 4.-ről, $H\gamma$ -nál az 5.-ről történik a kiindulás; a végső pálya a *Balmer*-seriesnél mindig a 2.-ik, a *Lyman*-seriesnél az 1., a *Paschen*—*Ritz*-félénél a 3.-ik, úgy, hogy a *Balmer*-féle formulában szereplő összes mennyiségeknek egyszerű fizikai jelentőségük van. A *Bohr*-féle egyenletek alapján a különböző pályák sugara is kiszámítható: a legelső ($i = 1$) pálya sugara (19. ábra) $a_1 = 0.53 \cdot 10^{-8}$ cm, a másodiké 4-szer, a



19. ábra.

3.-iké 9-szer s a legutolsó, még észlelt színképvonalnak megfelelő 33.-ik pályáé több mint 1000-szer ekkora. Úgy kell képzelnünk, hogy a H atomok óriási sokaságban a leggyakoribb első pályán kívül az elek-

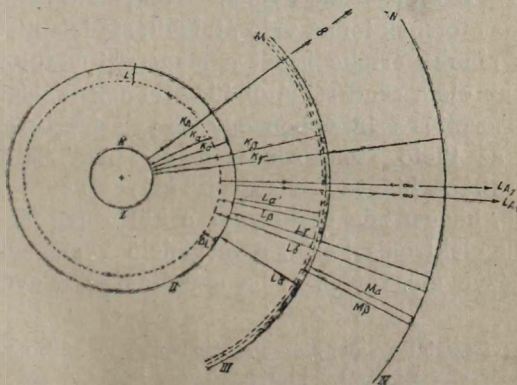
tron más pályákon is keringhet, annál magasabb rendűeken, minél magasabb a hőmérséklet és minél alacsonyabb a nyomás. Ezen pályákra az elektron

vagy sugárzás elnyelése vagy ütközések stb. révén kerül s általában igen rövid idő (valószínűleg már néhány százmilliomod mp) múlva visszatér a normalisra. Ha ilyen normalis pálya gyanánt az elsőt tekintjük, akkor a H atom átmérője, ami alatt a keringő elektron pályának átmérője értendő, $1'06 \cdot 10^{-8} \text{ cm.} = 0'1 \mu\mu$, ami elég jól egyezik az atom, illetőleg molekula átmérők számára a kinetikai elmélet alapján meghatározott $0'2\text{—}0'4 \mu\mu$ értékkel.

A *Bohr*-féle elméletnek egy további sikere a következő: csillagszinképekből ismeretes volt egy, felfedezőjéről *Pickering* félének nevezett series, melyet szintén a hidrogennek tulajdonítottak. *Bohr* kimutatta, hogy ezek a vonalak nem a H , hanem a helium szinképehez tartoznak; valóban *Fowler*nek és *Paschen*nek sikerült a kérdéses vonalakat teljesen tiszta heliumban is előállítaniok. Megtalálták ezenkívül a seriesnek másik felét is, amely eddig ismeretlen volt, mert vonalai csaknem egybeestek a *Balmer*-series-sel, azonban a pontosabb vizsgálat szerint azoktól mégis különböznek, éppen a *Bohr* által számított 2 *Angström*nyi értékkel. Általában a szinképelemzésnek több mint félszázadon át gyűjtött óriási anyaga a legteljesebb mértékben igazolta a *Bohr*-féle elméletet, a belőle *Sommerfeld* által levezetett s a kettős, hármas stb. vonalak keletkezésére vonatkozó *finom szerkezeti* elmélettel együtt.*)

*) A szinképelemzés régóta megkülönbözteti az aránylag könnyen, p. o. *Bunsen*-lánggal előállítható *láng-* vagy *ivspektrumokat* a sokkal magasabb hőmérsékletet igénylő *szikra szin-*

A *Bohr*-féle elmélet alkalmazhatósága azonban még sokkal tágabb körü, az optikaiakon kívül kiterjed a Röntgen szinképekre is: kiderült, hogy a *Moseley*-féle törvény, mely szerint a rezgésszám egyenesen arányos a rendszám négyzetével, benne foglaltatik a *Bohr*-féle $\nu = RZ^2 \left(\frac{1}{j^2} - \frac{1}{k^2} \right)$ egyenletben, azaz hogy *R*, a *Rydberg*-féle állandó ugyanazon értékkel bír, úgy az optikai, mint a Röntgen szinképekre vonatkozólag. Utóbbiaknál, mint láttuk, három (*K*, *L* és *M*) series szokás megkülönböztetni; ezeknek a *Bohr*-féle elmélet szerint való keletkezését szemlélteti a 20. ábra, melyen a pozitív magot



20. ábra.

képektől, p. o. az alkali fémek szikrával gerjesztve az ismert seriesek helyett a nemes gázakéhoz hasonló, vonalakban igen gazdag alapszinképet adnak. Ennek magyarázata *Sommerfeld*

legbelül a K elektrongyűrű (vagy pálya) veszi körül, ezután következnek a kettős L , a hármas M stb. gyűrű. A K series vonalai akkor keletkeznek, ha egy elektron valamely magasabb pályáról a legbelső (K) pályára tér vissza. Hogy ez megtörténhessék, előbb ott helyet kell csinálni, azaz a K gyűrű valamelyik elektronját onnan el kell távolítani, ami p. o. az illető sugárzás elnyelése révén történhetik. Minthogy a belső pályák rendszerint mind be vannak töltve, azért az elektron kiemelése egészen az atom felületéig szokott történni, vagy az elektron teljesen el is távozik az atom kötelékéből (mint azt a fényelektromos hatás tárgyalásánál láttuk). Ezt jelképezik a 20. ábrán a ∞ -vel jelzett nyilak. A teljes eltávolításhoz (ami az atomnak ionná való átalakítását jelenti) szükséges munka értéke ismét a mag pozitív töltésétől, azaz az elem rendszámától függ, ennek megfelelően az absorptió szinképben egy elnyelési csík jelenik meg, az illető atom rendszámának megfelelő éles határral. A hiányzó elektron helye nem marad üresen, hanem oda csakhamar a külső gyűrűk valamelyik elektronja kerül: a megfelelő vonal emissióját idézve elő. Így p. o. ha a pótlás az L gyűrűből

és Kossel szerint az, hogy az alapszinkép az ionisált, egy elektront már elvesztett atomoktól származik. Egy elektron elvesztése folytán azonban az atom szerkezete a periodusos rendszerben előtte álló eleméhez lesz hasonló (l. alább) s a szinkép is ennek megfelelően alakul (spektroszkopiai *eltolódási törvény.*) Épp így a Ca , Sr , Ba rendes tripléttjei helyett a szikraszinkép az alkali fémek doublettjeihez hasonló vonalakat mutat.

történik, a II.-ről az I. pályára való átugrás a K series legpuhább (legkisebb rezgésszámu) $K\alpha$ vagy $K\alpha'$ vonalának kibocsátását idézi elő, az M -ről azaz a III. gyűrűről való átugrás a keményebb (rövidebb λ ju) $K\beta$, az N -ről való a még keményebb $K\gamma$ kibocsátása közben történik stb. Ha a pótlás az L gyűrűről történt, akkor az innen eltávozottnak helyére ismét az M vagy N gyűrű valamely tagja kerül az $L\alpha$ illetőleg $L\beta$ vonal kibocsátása közben stb. Mint látható, ezen fokozatos pótlás közben a kibocsátott vonalak rezgésszámái közt bizonyos egyszerű összefüggéseknek ($K\beta = K\alpha + L\alpha$ stb.) kell fennállniok, amit a kísérlet igazol is. Minthogy a K series kibocsátásánál az elektron valamelyik külső (k -ik) pályáról a legelsőre ($i = 1$) tér vissza, a hidrogen Lyman serieise tulajdonképen azonos a K seriessel, ugyanígy a Balmer-series ($i = 2$) az L seriessel és így tovább, az analogia az optikai és a Röntgen szinképek között tökéletes, a Bohr-féle elmélet valamennyinek keletkezését ugyanazon módon magyarázza.*)

A szinképvonalak ütközéses gerjesztése. Ismeretes, hogy különböző gázoknak szinképei legegyszerűbben úgy állíthatók elő, ha az illető gázzal meg-

*) A Röntgen szinképek az elektronoknak a mag közelében levő belső gyűrűkre való visszatérése közben keletkeznek, tehát az u. n. *magtulajdonságok* közé tartoznak, a melyek az atomok rendszámával arányosan, fokozatosan, de mindig egy irányban változnak. Ellenben az optikai szinképek, a chemiai sajátságok stb. a külső elektron buroktól függnék s ennek megfelelően periodusosan változnak.

töltött vacuumcsöveken*) elektromos szikrákat üt-
tetünk át. A gerjesztés ezen módjánál mint azt a
lökéses ionisatio tárgyalásánál láttuk, a minimalis
mennyiségben jelenlevő ionok, első sorban a szabad
elektronok az elektromos térben nagy sebességre
tesznek szert s aztán más molekulákba ütközve
ezeket ionisálják, azaz belőlük ugyancsak elektro-
nokat választanak le, vagy legalább is ezeket az ő
rendes pályájukról más, magasabb pályára emelik;
a kimozdított elektron a mag vonzása folytán igen
rövid idő múlva helyére visszatér s e közben a meg-
felelő sugárzást bocsátja ki. Minthogy bármely v
rezgésszámu sugárzás kibocsátása a *Planck*-féle el-
mélet értelmében $\epsilon = h\nu$ egységekben történik,
kell, hogy az ütközés utján gerjesztő elektronok is
az elektromos térben legalább ekkora mozgási ener-
giával rendelkezzenek. Minthogy továbbá az elek-
tronok mozgási energiájukat abból a munkából
($e \cdot V$) nyerik,**) melyet az elektromos erők végeznek,
miközben az e töltésű elektron valamely V feszült-
ségű teret befut, kell, hogy ez a két mennyiség egy-
mással egyenlő $eV = h\nu$ legyen. Ez az *Einstein* által
1905.) levezetett összefüggés érvényes mindazon je-
lenségeknél, amelyeknél elektronok energiájából su-
gárzás keletkezik vagy ellenkezőleg: amelyeknél

*) *Vacuum* alatt csupán a légkörinél alacsonyabb (kb.
nehány mm *Hg*-nak megfelelő) nyomás értendő.

***) Ha e az elektron töltése és V a feszültségkülönbség, a
melyet az befutott, akkor a mozgási energia ($\frac{1}{2}mv^2$) egyenlő
az elektromos erők által végzett munkával (eV), a miből a

sugárzó energia alakul át az elektronok mozgási energiájává (fényelektromos hatás). Az első esetre vonatkozólag *Franck* és *Hertz* végeztek kísérleteket oly módon, hogy izzó drótokból kilépő elektronokat fokozatosan növekvő feszültségű elektromos tér hatásának vetettek alá s az ily módon ismert sebességű elektronokat higany gőzébe bocsátották. Amíg az elektronok sebessége $4'9$ voltnál kisebb volt, azok a higanygőz molekuláiról a tökéletesen rugalmas ütközésnek megfelelő sebességgel pattantak vissza s fénykibocsátás nem volt észlelhető. Amint azonban elérték a $4'9$ V-nyi kritikus értéket, ütközés közben sebességüket teljesen elvesztették, viszont az el-tűnő mozgási energia helyett sugárzó energia, a higanygőz $\lambda = 2536 \text{ \AA}$ -nyi vonalának kibocsátása volt észlelhető. A számítás szerint az ezen vonalnak megfelelő $\epsilon = h\nu$ éppen egyenlő a $4'9$ voltos elektronok energiájával. A feszültség fokozása után más, magasabb rezgésszámu vonalak is észlelhetők, így $10'3$ voltnál már a series határa, $\lambda = 1188 \text{ \AA}$ is. A series határvonalának gerjesztéséhez a *Bohr*-féle elmélet értelmében az szükséges, hogy az illető elektron az atomról teljesen leválasszassék, azaz hogy ionisatio következzen be. Valóban, *Tate* vizsgálatai szerint higany gőzében az ionisatio első nyoma $10'2$ V feszültség esetén észlelhető, azaz az ionisatiós feszültség egyezik a series határának gerjesztéséhez meg-

sebesség $v = \sqrt{2eV : m}$. Ezen összefüggés alapján szokásos az elektron sebességét egyszerűen voltokban fejezni ki.

kivántató 10³ voltnyi feszültséggel.*) Ugyanigy Tate és Foot szerint

natrium gőzében az ionisációs feszültség 5¹/₃ V, a szerieshatárának emissiója 5¹/₂ V-nál

kalium gőzében az ionisációs feszültség 4¹/₃ V, a szerieshatárának emissiója 4³/₃ V-nál

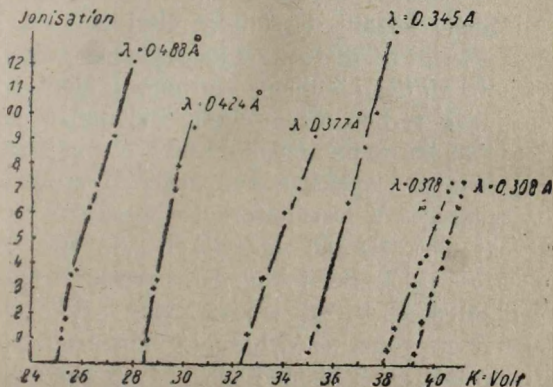
észlelhető, úgy hogy a Bohr-féle elmélet helyessége az ionisációs feszültségek mérése alapján is igazolható.

Még nagyobb pontossággal igazolják ugyanezt a Röntgen sugarakra vonatkozó mérések. Ezeknek kibocsátása ugyanazon mechanizmus szerint történik, az antikatódba ütköző elektronok energiája ($e \cdot V$) szolgáltatja a kibocsátott $\epsilon = h\nu$ quantumot, azaz a magasabb rezgésszámú (keményebb) sugárzás gerjesztéséhez nagyobb feszültség szükséges.

Szépen igazolják ezt Duane és Huntnek (1915.) kísérletei, akik Röntgen lámpákat fokozatosan növekvő feszültséggel tápláltak s e közben (az ionisációs kamrát a megfelelő helyre állítva) meghatározták egy bizonyos, p. o. $\lambda = 0\cdot488 \text{ \AA}$ -nyi hullámhosszuságú sugárzás intenzitását. Mint az a 21. ábrán látható, 25 KV (= 25000 volt)-nál kisebb feszültség alkalmazása mellett ezen sugárzás intenzitása

*) Nagy gőzsűrűség, tehát sűrű ütközések mellett lehetséges, hogy az első szinképvonalig gerjesztett atom még a fénykibocsátás előtt egy második, esetleg 3-ik ütközést is szenved és ilyenformán két vagy három elektron energiája összegeződven, az ionisatio már csekélyebb feszültség (Hg-nál 5 volt) mellett is bekövetkezhetik.

nullával egyenlő, a mint azonban a feszültség ezen kritikus értékét eléri, a sugárzás egyszerre megindul s intesitása rohamosan emelkedik. A kritikus V feszültség meghatározása alapján



21. ábra.

az $eV = h\nu$ összefüggésből a Planck-féle állandó értéke kiszámítható. Duane és Hunt kísérleteiből $h = 6.50 \cdot 10^{-27}$ Wagner hasonló kísérleteiből $h = 6.53 \cdot 10^{-27}$ érték adódik, ami kitűnően egyezik a fekete test sugárzására vonatkozó mérések alapján talált $h = 6.55 \cdot 10^{-27}$ erg. sec. értékkel.

A fényelektromos hatás és a fénykibocsátás mechanizmusa. A fényelektromos hatásra vonatkozólag az Einstein-féle $eV = h\nu$ összefüggést Millikan (1916.) igazolta nagy pontossággal. Mint láttuk, ez a hatás abból áll, hogy a fény különböző fémek felü-

letéről elektronokat szabadít ki mindaddig, míg a fémen visszamaradó pozitív töltésnek vonzó hatása az elektronok további kilépését meg nem gátolja. Ez a gátló hatás akkor lép fel, mikor a fémfelület és az elektronok felfogása céljából vele szembeállított drótháló közötti feszültség eléri az $eV = h\nu$ egyenlet szerint az illető ν hullámszámnak megfelelő V értéket. *Millikan* kalium, natrium, lithium fémekeket léghijjas térben egymásután különböző színű, tehát különböző hullámszámmal bíró (de mindig homogen) fénnel sugározva be, meghatározta a gátláshoz szükséges V feszültségeket*) s ezekből a fentebbi egyenlet alapján h értékét. Az így nyert $h = 6.56.10^{-27}$ érték ismét kitünően egyezik a fentebb már említettekkel. Ezek a kísérletek, a *Röntgen* és γ sugarakra vonatkozó hasonló tapasztalatokkal együtt azt látszanak bizonyítani, hogy a fény kibocsátásánál az elemi oscillatorból kiáramló $h\nu$ quantum a továbbterjedés közben is valamiképpen együttmarad, mert csak így képzelhető, hogy az egész quantum átmegy arra a fématomra, a melyből aztán az elektront kiszabadítja. Ez a felfogás egyenesen a *Newton*-féle emissió elmélethez való visszatérést jelentené, szemben a *Huyghens*-félével, amely szerint a kisugárzott energia a fényforrásból (legalább isotrop közegekben) a tér minden irányában egyen-

*) Az észlelt feszültségből még levonandó az u. n. érintkezési feszültség, a mely a vizsgált, valamint a felfogó hálót alkotó fém érintkezésénél keletkezik s a melynek értékét *Millikan* mindig külön meghatározta.

letesen terjed tova, úgy, hogy mind nagyobb és nagyobb gömbi hullámfelületekre oszlik szét.

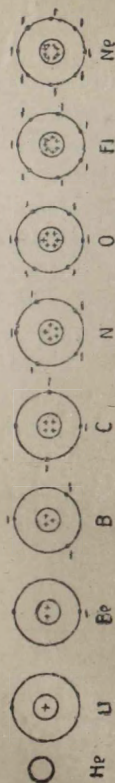
A kísérletek szerint a kiszabadított elektronok energiája független a fény intenzitásától, tehát attól, hogy a fémfelület a fényforrástól néhány cmnyi, vagy több méternyi távolban van-e, a mi a *Huyghens-féle* felfogás szerint egyenesen érthetetlen. A számítás azt mutatja, hogy p. o. egy *Hefner*-gyertyával néhány meter távolságból órák hosszát kellene valamely fémfelületet besugározni, míg annak valamely atomjára*) a kilépő elektron energiájának megfelelő sugárzás esnék, holott a fényelektromos hatás mérhetetlenül rövid idő alatt bekövetkezik. Tehát a *Huyghens-féle* felfogás nem magyarázza meg a kiszabadított elektronok nagy energiáját. Viszont az *Einstein-féle* felfogás tehetetlenül áll a fényinterferenciájának és elhajlásának jelenségeivel szemben. A két felfogás egyelőre olyan formán áll egymással szemben, mint állott még 30 évvel ezelőtt is a *Maxwell-féle* dielektromos eltolódásoknak elmélete az elektromosságnak az elektrolysisen alapuló atomistikus felfogásával. Reméljük, hogy a további kutatás a jelen esetben is meg fogja hozni a rejtély megoldását, a mint meghozta azt az elektronelmélet alakjában az elektromosságtanra vonatkozólag.

*) Az atom, mint rezonáló oscillator, a saját keresztmetszeténél nagyobb területről és pedig *Rayleigh* szerint $\lambda^2 \cdot \pi$ felületről is vehet fel energiát, ha λ a sugárzás hullámhossza. Azonban a *Röntgen* és főleg a γ sugarak esetében még ez a felület sem szolgáltathatja a kiszabaduló elektronokon észlelt, aránylag nagy mennyiségű energiát, ehhez évmilliók volnának szükségesegek.

De térjünk vissza a *Bohr*-féle elmélethez, melyre vonatkozólag ez az egyelőre még sok fejtörést okozó fényelektromos hatás csupán egyike a nagy számú bizonyítékoknak, melyek annak helyességét igazolják. Ezen bizonyítékok közt a legjelentősebbek közé tartozik, hogy a *Bohr*-féle felfogás érthetővé teszi az elemek periodusos rendszerében megnyilatkozó törvényszerűségeket.

A Bohr-féle atom és a periodusos rendszer. Láttuk, hogy már *J. J. Thomson* feltételezte, miszerint az elektronok az atom belsejében oly módon vannak koncentrikus gyűrűkben elhelyezve, hogy ez az elrendeződés a kémiai és fizikai sajátságoknak szakaszos ismétlődését megmagyarázza. Ezt az elrendeződést újabban *Kosselnek* (1916.) sikerült a periodusos rendszer törvényszerűségei alapján meg lehetős részletességgel megállapítania. *Kossel* szerint valamely elem annál közömbösebb, annál kevésbé hajlandó más elemekkel vegyülni, minél állandóbb (stabilisabb) atomjainak legkülső elektron gyűrűje. Ilyen közömbös elemek a nemes gázak: *He, Ne, Ar, Kr*. A helium az elemek sorában a második, azaz magja két pozitív elemi töltéssel bír s ezt két elektron veszi körül, tehát ezen kéttagu gyűrűt ilyen stabilis alakulatnak kell tekintenünk. A következő elem, a *Li* (épp úgy, mint a periodusos rendszer első függőleges oszlopában foglalt többi alkali fém is) erősen pozitív jellemű, egy vegyértékű fém. Ez annyit jelent, hogy a harmadik elektron már egy új külső körön foglal helyet, a pozitív magtól a két

belső elektron által elválasztva (22. á.), érthető te-



22. ábra.

hát, hogy ez a külső elektron az atomról könnyen leválasztható; a leválasztás után visszamaradó, egy pozitív töltéssel bíró atomtörzs mint egy vegyértékű pozitív ion szerepel. A következő elemeknél a belső gyűrű változatlanul kéttagu marad s az új elektronok mind a külső gyűrűbe kerülnek: a *Be*-nél két, a bórnál 3, a szénél 4 ilyen külső elektron lévén, ezen elemek 2, 3, 4 pozitív vegyértékkel bírnak.*) Ugorjunk most át ezen periodus végére: a következő közbömbös elem, a neon a sorban a 10-ik, tehát a két belsőtől kívül 8 külső elektront tartalmaz s ez a nyolc tagu gyűrű ismét igen stabilis. A neon előtt álló elem, a fluor mint egy vegyértékű, erősen negatív elem ismeretes, a mit *Kossel* úgy magyaráz, hogy a fluornak 7 tagu külső gyűrűje nagy hajlandósággal bír arra, hogy magát egy új elektron felvétele által a stabilis nyolc tagra egészítse. Ezen új elektron felvétele által azonban — minthogy a mag pozitív töltése változatlan marad — az atom

átalakul egy vegyértékű negatív ionná. A fluor előtt álló oxigén külső gyűrűje hat tagu lévén, ez két új elektront

*) Ugyanez érvényes a periodusos rendszer ugyanazon függőleges oszlopában foglalt többi elemre is.

képes felvenni, azaz az oxygen két-, az előtte álló nitrogen 3 vegyértékű negatív elem. A szénhez visszatérve, ennek külső gyűrűje 4 új tagot vehet fel, azaz a szén, melyet előbb mint 4 pozitív vegyértékű elemet ismertünk meg, 4 negatív vegyértékkel is szerepelhet. Valóban ismeretes, hogy a szén atom úgy 4 hydrogen, mint 4 chlor atommal is alkothat vegyületet (CH_4 és CCl_4 .)*) Az elemek chemiai jellemét és vegyértékét e szerint atomjaik legkülső elektrongyűrűje határozza meg. A chemiai egyesülés p. o. a *Li* és a *F* között úgy történik, hogy a lithium atom külső elektronja átlép a fluorinak 7 tagu gyűrűjébe, hogy azt a stabilis 8 tagra kiegészítse. A visszamaradó, egészben véve pozitív töltésű lithium iont az így keletkezett, egészben véve negatív töltésű fluor ionnal azután az elektrosztatikai vonzás kapcsolja egybe és így a chemiai affinitást elektromos erők idézik elő. Hasonló módon sikerült Kosselnek nagyobb atomcsoportoknak, valamint az u. n. mellékegyértékeknek keletkezését is — legalább nagyjából érthetővé tenni.

Az alábbi táblázat a periodusos rendszer első 25 elemét s az egyes elektrongyűrűk tagjainak számát tünteti fel Kossel szerint.

A nagyobb rendszámú elemeknél, főleg a periodusos rendszer sajátágos alcsoportjainál (*Fe*, *Co*, *Ni* vagy *Ru*, *Rh*, *Pd*, a ritka földek stb.) a gyűrűk

*) Hasonlóképen a *N* öt, az *O* hat, a *F* illetve az alatta álló *Cl* kivételesen 7 pozitív vegyértékű elem gyanánt is szerepelhet ($HClO_4$).

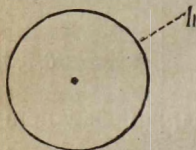
	1. H (1)		
2. He (2, 0)	3. Li (2, 1)	4. Be (2, 2)	5. B (2, 3)
10. Ne (2, 8, 0)	11. Na (2, 8, 1)	12. Mg (2, 8, 2)	13. Al (2, 8, 3)
18. A (2,8,8,0)	19. K (2, 8, 8, 1)	20. Ca (2, 8, 8, 2)	21. Sc (2, 8, 8, 3)

6. C (2, 4)	7. N (2, 5)	8. O (2, 6)	9. F (2, 7)
14. Si (2, 8, 4)	15. P (2, 8, 5)	16. S (2, 8, 6)	17. Cl (2, 8, 7)
22. Ti (2, 8, 8, 4)	23. V (2, 8, 8, 5)	24. Cr (2, 8, 8, 6)	25. Mn (2, 8, 8, 7)

tagozódása chemiai megfontolások alapján meg nem állapítható. *Bohr*nak azonban újabban sikerült a szinképek törvényszerűségei alapján ezen tagozódást az összes elemekre vonatkozólag felderíteni. *Bohr* azt vizsgálja, hogy mi történnék, ha az atommagok valamiképpen összes elektronjaikat elvesztenék, de ezek azután újból egyenként visszatérnének. Ily módon számítás útján meghatározza, hogy a visszatérő elektronok egymásután milyen pályákon köttetnek meg,*) azaz, hogy hogyan keletkezhetik

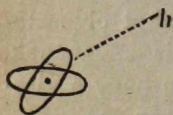
*) E tekintetben az u. n. *kiválasztó elv* ad igen becses utmutatásokat.

fokozatosan az illető atom a magból és az elektronokból. A lehetséges pályák közt (mint azt *Sommerfeld* is feltételezi) a köralakúakon kívül ellipticus pályák is szerepelnek; általában minden pálya két *u. n. quantumszámmal* jellemezhető; ha ezek egyenlők ($1_1, 2_2$ stb.) a pálya köralakú, ha különbözők, akkor ellipticus. Ez esetben a főquantumszám az ellipsis nagy tengelyének hosszúságát, a mellékquantumszám pedig az excentricitást szabja meg. A gyűrűk beosztását és azoknak a quantumszámokkal való összefüggését a következő lapon látható táblázat tünteti fel, a pályák elhelyezéséről és viszonylagos nagyságáról pedig a következő ábrák nyújtanak felvilágosítást. A 23. ábrán a *H* atom látható, melynél a



23. ábra.

mag körül egyetlen elektron kering az 1_1 jelzésű körpályán, a 19. ábrán látható magasabb pályákra az elektron csak ütközés vagy absorpció útján történő gerjesztés által kerülhet s onnan már néhány százmilliomod mp múlva visszatér a legstabilisabb 1_1 -re. A heliumnál (24. á.) két körpálya (1_1) látható, melyek nem fekszenek egy síkban, hanem egymással 60° -os szöveget zárnak be (a következő pályáknál ez a meg lehetőségen bizonytalan térbeli elhelyeződés már nincs feltüntetve.)*) A pá-



24. ábra.

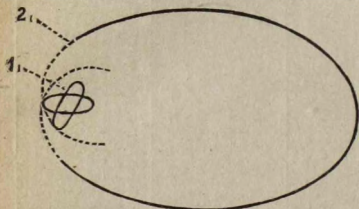
*) Ezen keresztezett pályáján kívül van a *He* atomnak egy másik módosulata, melynél a pályák egy síkban fekszenek.

Az elemek elektronpályái Bohr szerint.

Az elem rend- száma	vegyi jele	A pályák quantumszámai																							
		11	21	22	31	32	33	41	42	43	44	51	52	53	54	55	61	62	63	64	65	66	71	72	
1	H	1																							
2	He	2																							
3	Li	2	1																						
4	Be	2	2																						
5	B	2	2	1																					
—	—	—	—	—																					
10	Ne	2	4	4																					
11	Na	2	4	4	1																				
—	—	—	—	—	—	—																			
18	A	2	4	4	4	4																			
19	K	2	4	4	4	4	—	1																	
20	Ca	2	4	4	4	4	—	2																	
21	Sc	2	4	4	4	4	1	2																	
22	Ti	2	4	4	4	4	2	2																	
—	—	—	—	—	—	—	—	—																	
29	Cu	2	4	4	6	6	6	1																	
—	—	—	—	—	—	—	—	—																	
36	Kr	2	4	4	6	6	6	4	4																
37	Rb	2	4	4	6	6	6	4	4	1															
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—															
54	X	2	4	4	6	6	6	6	6	6	—	4	4												
55	Cs	2	4	4	6	6	6	6	6	6	—	4	4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
58	Ce	2	4	4	6	6	6	6	6	6	1	4	4	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
59	Pr	2	4	4	6	6	6	6	6	6	2	4	4	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
71	Cp	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	4	4	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
72	Hf	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	4	4	2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
86	Em	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	6	6	6	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
87	—	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	6	6	6	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
88	Ra	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	6	6	6	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
118	*)	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	8	8	8	8	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

*) A VIII. periodus után következő nemes gáz rendszáma 118 volna. Bár az urannál (92) nagyobb rendszámú elemet nem ismerünk, mégis megállapítható, hogy ha ilyen elem léteznék, elektronpályái az itt feltüntetett beosztással bírnának.

lyák sugara a kétszeres magtöltés vonzó hatása folytán sokkal kisebb, mint a H -nál. A további atomoknál ez a két legbelső pálya mindenütt feltalálható, bár a növekvő magtöltésnek megfelelően mind jobban összezugsugorodott állapotban. A lithiumnál (25. á.) a harmadik elektron új kül-ső pályára, a 2_1 jelzésű ellipszisre kerül; ennek az ellipszisnek helyzete folytonosan változik, az elektron



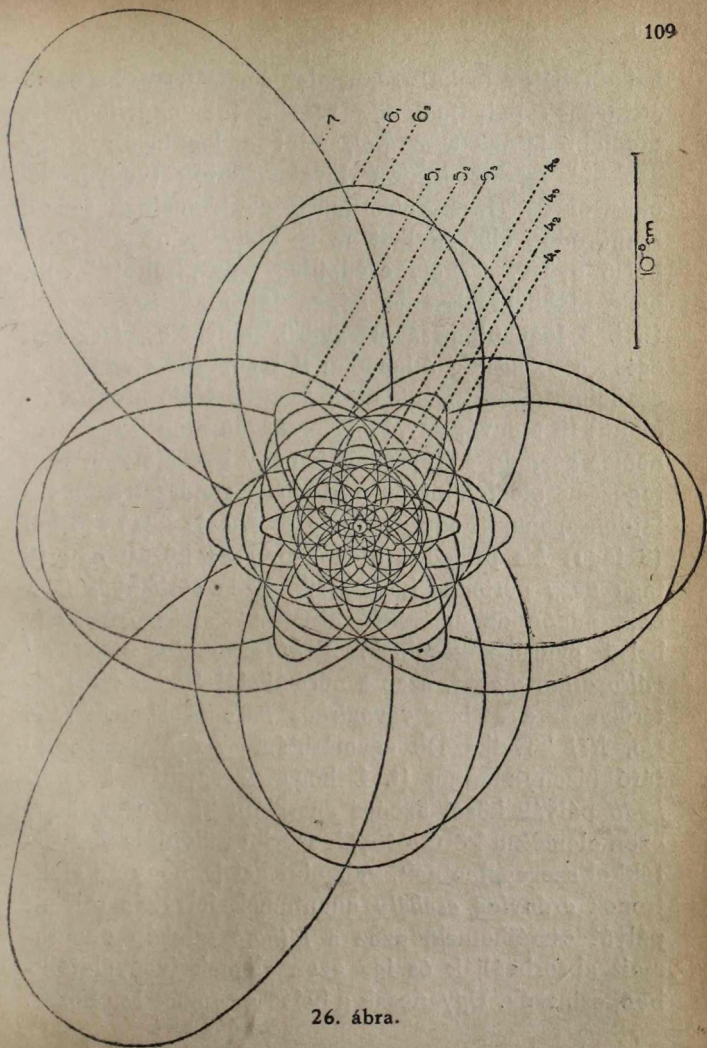
25. ábra.

nem ugyanarra a pont-ra tér vissza, hanem hurkokat ír le a mag körül, Érthető, hogy ez a magtól időnkint messzire eltávozó elektron aránylag könnyen leválasztható az atomról, azaz mint *vegyérték-elektron* szerepel. A rendszám növekedésével az elektronok száma is folytonosan gyarapodik, a pályák egymást átölelő bonyolult, de mindig részarányos, alakulatokká fejlődnek. A radium atom szövevényes képe (26. á.) valóban igazolni látszik *Rowland* szavait, hogy az atom bonyolultabb szerkezetű, mint egy zongora.

A belső ellipticus pályák közül a nagyobb excentricitasuak annyira kinyulhatnak, hogy meg-

Felytatás a 106-ik oldalról.

A két módosulat, melyek közül az első, stabilisat *parheliumnak*, a második metastabilisat *orthoheliumnak* szokás nevezni, egészen eltérő szinképeket szolgáltat.



26. ábra.

haladhatják a legkülső körpálya sugarát, azaz a belső elektronok pályájuk egy részén (az *apheliumban*) távolabb jutnak a magtól, mint a legkülsők s így ezekkel együtt szintén leválaszthatók (vegyérték-elektronok). Ha a külső gyűrű elektronjainak száma szaporodik, előfordulhat az is, hogy az öt megelőző belső gyűrű, a mely eredetileg már „telített” volt, most újabb tagokat is képes felvenni. Így a 3-ik (t. i. 3 főquantumszámu) gyűrű, mely *Kossel* szerint egész a mangánig állandóan 8 tagu, *Bohr* szerint a scandiumtól (a 21. elemtől) kezdve fokozatosan átalakul 18 taguvá, úgy, hogy az argon után következő nemes gáznak, a kryptonnak négy gyűrűje 2, 8, 18, 8 tagozásu, megfelelően a periodusos rendszer azon tulajdonságának, hogy a *He-Ne* és *Ne-Ar* közé eső két (8 tagu) *kis* periodus után az *Ar-Kr* között egy 18 tagu *nagy* periodus következik. Ezen átalakulás közben, midőn az ujonnan „elfogott” elektronok egy belső gyűrűbe kerülnek, a *külső gyűrű nagyjából változatlan marad*, azaz a normálistól (l. 15. old.) eltérően — a sorban *egymáshoz hasonló* elemek (*Fe, Co, Ni*) következnek egymásután. Az átalakulással járó bizonytalanság (t. i. hogy az egymással *vetélkedő* pályák közel azonos energiájuk) okozza, hogy ezen elemek a körülmények szerint különféle vegyértékkel szerepelhetnek, valamint azt is, hogy az elektronok *aránylag csekély* quantumok felvétele mellett pályát cserélhetnek, azaz a *látható* szinkép quantumait absorbeálják és így ezen elemek (vegyületeikben) színesek. Ugyancsak a belső asymmetria okozza,

hogy az elektronpályák mágneses erővonalai nem záródnak teljesen az atom belsejében, hanem ki is lépnek abból, miért is a jelzett elemek mágnesesek.

Hasonló okokból 18 taguvá alakul a negyedik gyűrű is, a krypton és xenon közé tartozó második nagy periodus keletkezésének megfelelően. Ez a negyedik gyűrű azonban az „atomfejlődés” közben még jobban kibővül t. i. a lanthan után következő 58. elemtől, a ceriumtól kezdve a lutetiumig (71) fokozatosan átalakul $4.8 = 32$ taguvá, minek következtében a periodusos rendszerbe beékelődik a ritka földfémek 14 tagu csoportja, melyeknél a külső gyűrű a lanthanhoz hasonlóan 3 tagu marad, azaz a lanthan-lutetium csoport 3 v. é. fémeket tartalmaz. A lutetium (vagy másképpen cassiopeium) -nál (71) azonban az átalakulás befejeződött, a következő elektron ismét a külső gyűrűbe kerül, tehát ezen elemnek négy vegyértékűnek kell lennie, az nem tartozhatik a ritka földfémek csoportjába, hanem csakis a zirkon csoportba. Az említett megfontolások nem csupán elméleti szempontból érdekesek, hanem nagy gyakorlati jelentőséggel is bírnak, a mennyiben egy új elem felfedezéséhez vezettek. Ugyanis *Hevesy* és *Coster* a *Bohr*-féle elméletnek azon követelménye alapján, hogy a 72. elemnek a zirkon csoportba kell tartoznia, a zirkontartalmu ásványokat újabb vizsgálatnak vetették alá s azokban a Röntgen szinkép alapján meg is találták a keresett elemet, a mely épp az említett szinkép szerint valóban a 72. helyre tartozik. Ez az új elem, melyet felfedezői *Hafnia*-

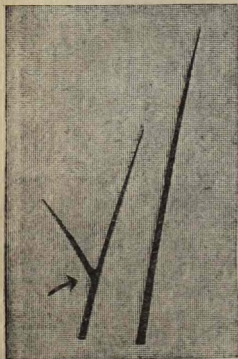
Kopenhága után *hafniumnak* nevezték el, azóta úgy az optikai szinkép, mint a kémiai vizsgálatok alapján is kimutatható volt, atomsulya az előzetes meghatározások szerint 178'4 és 180'2 közé esik.

A felfedezés annál érdekesebb, mert *Urbain* (1911.) spektroskopos vizsgálatok alapján egy, a ritka földfémek csoportjába tartozó új elemet, a celtiumot, vélt felfedezni s azt ugyancsak a periodusos rendszer 72. helyére osztotta be. Erről a celtiumról kiderült, hogy az a 71-es lutetiummal (másképp cassiopeiummal) azonos, tehát nem új elem.

Az elektronpályák térbeli elhelyeződése. A fentebbiek szerint az elektronoknak csoportokba való beosztása egyrészt az elemek kémiai sajátosságai és a periodusos rendszer, másrészt az optikai és Röntgen szinképek alapján meglehetősen biztonsággal megállapítható. Ezzel szemben nagyon kevés az, a mit e csoportok térbeli elhelyeződéséről tudunk. Az a feltevés, hogy az elektronok egy síkban fekvő gyűrűkben vannak elhelyezve, nagyon kezdetleges és nem felel meg a kristályok szerkezetéről való ismereteinknek (l. alább). Láttuk, hogy Bohr számításai szerint már a helium atom két elektronjának pályája sem fekszik (a normalis állapotban) egy síkban, hanem egymással 120° -nyi szöveget zárnak be. A bonyolultabb összetételű atomoknál is számos kísérlet történt a pályáknak tetraeder- vagy kockasymmetria (*Landé*) alapján való elrendezésére, azonban az eddigi megoldások közül egyik sem bizonyult megfelelőnek.

Az atommagok szerkezete. Az elemek mesterséges szétbontása. Láttuk, hogy a *Rutherford-* és *Geiger-féle* kísérletek szerint az atomok pozitív magja még a legnagyobb atomsúlyu elemeknél is csupán néhány billiomod (10^{-12}) cm. átmérőjű. A radioactiv anyagok α sugárzása azt mutatja, hogy ez a mag — legalább részben — ilyen α részecskékből, azaz kettős töltésű heliumatomokból van felépítve. Minthogy a helium atomsúlya 4, ezt a feltevést támoogatja az a körülmény is, hogy az elemek atomsúlyai közötti különbség igen gyakran pontosan négygyel egyenlő, ami arra mutat, hogy a két elem magállománya egy ilyen helium maggal különbözik egymástól. Minthogy azonban az atomsúlyok között a négyes szám többszörösein kívül más, páratlan számok és pedig az egy is szerepelnek: fel kell tételoznünk, hogy az atommagok alkotórészei, építőkövei közt a hydrogen magja is helyet foglal. Ezt a feltevést ujabban sikerült közvetlen kísérletekkel is igazolni. *Rutherford* laboratoriumában *Marsden* (1914.) a radium α részecskéinek hatótávolságát vizsgálva azt találta, hogy bár maguk a részecskék 1 légköri nyomású hydrogenben csak 24 cm. távolságig hatolnak, ennek ellenére a zinksulfid ernyő felvilanásai még 80 cm. távolban is észlelhetők. Ez leg-egyszerűbben úgy magyarázható, hogy az α részecskék a *H* molekulákkal összeütközve, azokból *H* magokat löknek ki. Valóban, a számítás szerint a négy-szer kisebb tömegű magoknak az ütközés után közel négyszeres távolságra kell repülniök.*) Az elektro-

mos és mágneses eltérítés meghatározása alapján *Marsden* ugyancsak arra az eredményre jutott, hogy a messzire ható részecskék H magok. Magát az ütközés folyamatát is sikerült a *Wilson-féle* ködképek módszerével lefényképezni. A 27. ábra *Bosenek* egy felvételét mutatja, melyen a két



27. ábra.

α részecske közül a baloldalinak pályája két részre ágazik: a jobboldali ág az eredeti α részecske, a baloldali a megelőző H mag pályájának felel meg. A pályáknak csak a lemez síkjára való vetülete látható, úgy hogy a hosszúsági viszonyokra következtetést nem vonhatunk. A jelenséget tovább vizsgálva, *Marsden* és *Lantesberry* nemcsak más H tartalmu anyagokkal, de fémnikkel is pozitív eredményeket kaptak. Utóbbi esetben a hatást a fémbe elnyelt H_2 gáznak tulajdonították és így ennek kizárása céljából különböző más gázokkal megtöltött térben is végeztek kísérleteket. Az eredmény az volt, hogy levegőben a hatás sokkal erősebb volt, mint oxygenben, még akkor is, ha az utóbbi vízgőzzel (H_2O) volt telítve,

^{a)} Az ütközés törvényei szerint a H magok 8:5-ször nagyobb sebességet nyernek, mint a mekkora az α részecskéé volt. Minthogy a hatótávolság a sebesség köbével arányos, a 8:5-szörös sebességnek $(8:5)^3 = 4:1$ -szeres hatótávolság felel meg.

tehát a levegőben foglalt nitrogén szereplésére kellett gondolni. Valóban, tiszta nitrogénben a scintillatio még 25%-kal erősebb volt, bizonyítékául annak, hogy az α részecskék bombázásának hatása alatt a nitrogén atomokból hidrogénmagok hasadnak le, tehát a nitrogénmagok építőkövei között hidrogénmagok is szerepelnek. Ez az eredmény azért is nagy fontosságú, mert először sikerült a radioaktiv bomlásokhoz hasonló atomszétesést mesterséges úton előidézni.

Hasonlóképpen kimutatható a H magok keletkezése az α sugarak bombázó hatása alatt bór, fluor, natrium, alumínium és phosphor atomokból. Az ezen elemekből leválasztott H magok átható képessége jóval nagyobb, mint a tiszta H_2 -ből keletkezőké. P. o. a $Ra C$ -nek α sugarai, melyek maguk légköri levegőben 7 cm. hatótávolságúak, hidrogénből, mint láttuk, négyszer ekkora azaz 28 cm. (levegőbeli) hatótávolságú H magokat választanak le, ellenben a nitrogénből, natriumból, fluorból és bórból lehasadó részecskék hatótávolsága 40—45 cm., vörös phosphornál 65, sőt alumíniumnál 90 cm.)* Minthogy maga az α részecskékkel való összeütközés a számítás szerint csak négyszeres (28 cm.-nyi) hatótávolságnak megfelelő energiát szolgáltathat, fel kell tételeznünk, hogy az utóbb említett atomok szétbomlása valami robbanásszerű módon történik, melyet

*) Ez a nagy hatótávolság világosan mutatja, hogy a H magok nem származhatnak attól, hogy a kísérleti térbe fertőzőképpen hidrogéngáz nyomai kerültek.

a bombázás csupán kivált, azonban az energia legnagyobb része magából az elbomló magból származik. Ezt mutatja az a körülmény is, hogy a kilökött magok a legkülönbözőbb, részben a bombázó α részecskékkel ellentétes irányokban repülnek szét.

A fentiekkel ellentétben, a H magok leválasztása nem sikerült egy oly elemnél sem, melyeknek atomsulya a négynek egész számu többszöröse, tehát p. o. sem a szénnél ($C = 12$), sem az oxigénnél ($O = 16$). Ugy látszik, hogy ezen elemek magjai csakis heliummagokból állnak s ezeket eddig elbontani nem sikerült. Lehetséges ugyan, hogy a heliummagok is összetettek: *Lenz* felfogása szerint négy hidrogen magból és két elektronból állanak (innen származik az α részecske kettős pozitív töltése) s a négy hidrogen mag ugyanugy keringene aequatoriálisan a két elektron által alkotott tengely körül, mint a *Bohr*-féle hidrogen molekulában (31. ábra) az elektronok a pozitív magokból álló tengely körül. Az a feltevés, hogy a helium magok is hidrogen magból állanak, visszavezet *Prout* (1815.) felfogásához, hogy az összes elemek ugyanazon *ős-elemnek*, a hidrogennek atomjaiból vannak összetéve. Ezen feltevés alapján azt kellene várnunk, hogy az atomsulyok mind kerek egész számok és ezért ez a felfogás teljesen hitelét veszítette, mikor pontos meghatározások alapján kétségtelenné vált, hogy az atomsulyok nagy része az egyszerű egész számoktól lényegesen különböző. Az isotop elemek felfedezése azonban, mint láttuk, ezt az eltérést egyszerűen

azzal magyarázza, hogy az ilyen elemek p. o. a $Cl = 35.45$, különböző egész számú componensek ($Cl = 35$ és $Cl = 37$) állandó arányú keverékéből állnak. Más, csekélyebb eltérések a relativitás elve alapján, a tömeg és energia egyenértékűségével magyarázhatók; így első sorban az a körülmény, hogy a hidrogennek ($O = 16$ -ra vonatkozó) atomsulya 1.0077 , *Sommerfeld* szerint a relativitás elmélete alapján azzal magyarázható, hogy akkor, amikor 4 hidrogen atom egy heliummaggá egyesül, a tömegnek a tört számokban megnyilvánuló része ($4.0077 = 0.031$) energiává alakul, úgy hogy a keletkező helium atomsulya (4.002) a kerek egész számtól már alig különbözik. Ezt a feltevést *Sommerfeld* a heliumatom nagy stabilitására vonatkozó következő számítással igazolja: a heliumatom keletkezésénél eltűnő tömeg ($4.031 - 4.002 = 0.029$) a relativitás elve szerint $0.029 c^2$ energia felszabadulásával jár (c a fényterjedéssébsége), tehát fordítva: a heliumatom elbontásához legalább $0.029 c^2$ energia szükséges. Az α részecskék sebessége mpenként 20.000 km., azaz $1 : 15$ része a fénysebességnek és így energiájuk $0.009 c^2$ *) azaz alig harmadrésze az elbontáshoz szükséges $0.029 c^2$ értéknek, érthető tehát, hogy az ütközések alkalmával maguk az α részecskék változatlanul maradnak.

Ellenben a nitrogen atomsulya 14.008 ; ha felte tesszük, hogy a *Marsden*-féle kísérleteknél a N atom

*) T. i. a tömeg $m = 4$, a sebesség $v = c : 15$, tehát a kinetikai energia $mv^2 : 2 = 4c^2 : 2.15^2 = 0.009c^2$.

egy atom szénre ($C = 12.002$) és két atom H -re ($2.1.0077$) bomlik*) a bomlástermékek tömege 14.017 azaz csupán 0.009 -vel több az eredeti N atoménál, úgy hogy ezen tömegszaporulat előidézéséhez az α részecskék 0.009 c^2 -nyi energiája épen elegendő, az elbontás lehetséges.

Ezen bomlási folyamatok intenzitásáról igazán helyes fogalmat csak akkor nyerünk, ha az azoknál szereplő energiamennyiségeket a közönséges kémiai reakcióknál felszabaduló (vagy eltűnő) u. n. reakcióhők értékével hasonlítjuk össze. A legismertebb és technikai szempontból is legfontosabb energiát-termelő reakciónál, a szén elégésénél 1 gramm tiszta szénből 8 kg. cal. nyerhető. Ezzel szemben 1 gramm helium keletkezésénél 155 millió kg. cal.***) azaz a szén égésmelegének huszmilliószorosa válik szabaddá, úgy hogy ha sikerülne ezeket a folyamatokat

*) Maguk a bomlástermékek oly végtelenül csekély mennyiségűek, hogy kémiai módszerekkel meg nem határozhatók. Ugyanis, mint a radioaktivitás tárgyalásánál láttuk, 1 gramm Ra 1 év alatt csupán 167 mm³ normaltérfogatu heliumot bocsát ki α részecskék alakjában, úgy, hogy ha az összes α részecskét nitrogénbe bocsátanánk s ezek mindegyike elbontana egy N atomot, akkor is 1 év alatt csupán 0.1 mg. szén keletkeznék. A valóságban azonban 100.000 α részecske közül csupán egy szabadít ki H magot, úgy, hogy a bomlástermékek kémiai kimutatására egyelőre gondolni sem lehet, az csupán a scintillationak végtelenül érzékeny, egyes atomokat is észrevehetővé tevő módszere segítségével lehetséges.

**) $0.029c^2 = 0.029.9.10^{20}$ erg. = $6.2.10^8$ Cal, 1 g atomra, azaz 4 g He-ra vonatkozólag.

tetszésünk szerint megindítani: jelenlegi fogalmaink szerint elképzelhetetlenül nagy energiámennyiségeket nyerhetnénk s játszva oldhatnánk meg olyan technikai feladatokat, amelyekhez ma hozzá sem kezdhetünk. Ettől azonban egyelőre még nagyon távol állunk. Az atomok elbontása csupán oly rendkívül koncentrált energiaforrások segítségével eszközölhető, aminők ez idő szerint csakis az α sugárzás alakjában, tehát minimális mennyiségben állnak rendelkezésünkre. A közönséges körülmények között megvalósítható leghatalmasabb beavatkozásokkal szemben úgy a helium, mint a többi elem atomjai is feltétlenül stabilisak és így az elemek változatlanságának tana — legalább gyakorlati szempontból — továbbra is érvényben marad.

Magyszerkezet és periodusos rendszer. A fentebbi tapasztalatok azt bizonyítják, hogy az atomok magja helium és hidrogen magokból van összetéve. Minthogy utóbbiak mind pozitív elektromos töltéssel bírnak, felmerül az a kérdés: mi tartja össze ezeket a *Coulomb* törvénye alapján egymást óriási erővel taszító részecskéket? Ezt az összetartást kétségkívül megkönnyíti az, hogy az atommagok — legalább a nagyobb atomsúlyu elemeknél — maguk is tartalmaznak negatív elektronokat (u. n. *magelektronokat*), amelyek mintegy ragasztóanyag gyanánt szerepelnek.*) A radioactív β sugarakról ugyanis egyrészt

*) *Rutherford* azt is feltételezi, hogy a magátmérőknek megfelelő igen csekély távolságok esetén a *Coulomb*-féle törvény

azoknak óriási sebessége, másrészt a mindjárt tárgyalandó eltolódási törvény alapján fel kell tételeznünk, hogy azok az atommagból löketnek ki.

Ugyancsak a magelektronok létezése mellett szól az a körülmény, hogy az elemeknek rendszáma (megtöltése Z) általában kisebb az atomsúly felénél. Ha ugyanis az atommagok tisztán hidrogenmagokból ($H = 1$, töltés = 1) volnának felépítve, az atomsúlynak egyenlőnek kellene lennie a rendszámmal. Tisztán heliummagok esetén az atomsúly a rendszám kétszerese volna, úgy mint egyetlen He magnál (atomsúly = 4, töltés = 2). Hidrogen és helium magok esetén az atomsúlynak a rendszám és annak kétszerese közé kellene esnie, illetve a rendszámnak nagyobbnak kellene lenni az atomsúly felénél, holott a valóságban kisebb annál. P. o. az argon atomsúlya 40, tehát még az esetben is, ha tisztán csak tiz He magból épülne fel, megtöltésének 20-val kellene egyenlőnek lenni, míg a valóságban csak 18. Ez legegyszerűbben úgy magyarázható, hogy az argon magja két negatív elektront is tartalmaz, amelyek a megtöltésből két egységet közömbösítenek. Ezen összefüggés szerint a magelektronok számát (z) úgy kapjuk, hogy az atomsúly (A) feléből a rendszámot (Z) levonjuk ($z = \frac{A}{2} - Z$), tehát a magelektronok száma nagyjából az atomsúlyal arányos, a legna-

érvényét veszti, a pozitív töltések egymást vonzzák, a helyett, hogy taszítanak.

gyobb (238) atomsulya urannál $z = 119 - 92 = 27$.*)

A fentebbiek alapján érdekes következtetéseket vonhatunk az elemek természetének a radioactiv sugárzások folytán bekövetkező megváltozására. Láttuk azt, hogy minden α részecske kibocsátása után az atomsuly értéke négyvel csökken ($\alpha = He = 4$), ellenben β sugárzás az atomsulyt nem változtatja észrevehetőleg, minthogy az elektronok tömege csupán 1850-ed rész a H atom tömegének. Nézzük most, hogyan befolyásolja ezen részecskék kibocsátása a rendszámot. Minthogy az α részecskék kettős positiv töltésűek, minden α részecske kibocsátása után a magtöltés s ezzel együtt az elem rendszáma is kettővel csökken.**)

Más szóval ez annyit jelent, hogy a keletkező új elem a periodusos rendszerben két hellyel előzi meg az eredetit vagy röviden: *minden α részecske kibocsátása után az elem a periodusos rendszerben két hellyel balra to-*

*) Ha az atommag H magokat is tartalmaz, a magelektronok száma a megfelelő mértékben nagyobb, ha pedig a He magokat $4H$ magból és két magelektronból állóknak, azaz az egész atommagot H atommagokból képzeljük felépítve, a magelektronok száma egyenlő volna az atomsuly (nem $A : 2!$) és a rendszám különbségével.

**) Az α részecske kibocsátása után a külső elektronburok két főlős elektront tartalmaz, azaz tulajdonképpen az új elem kétvegyértékű negatív ionjának felel meg. Ezen főlős elektront az atom hamarosan szintén elveszíti. Épp így: egy magelektron (β részecske) elvesztése után az új elem egy v. é. positiv ionja áll elő, ez a hiányzó külső elektront a környezetből ugyancsak hamarosan felveszi.

lódik el (Fajans- és Soddy-féle eltolódási törvény 1913.). Hasonlóképpen: minden β részecske kibocsátásával a magból egy negatív töltés távozik, azaz a pozitív töltések száma (a rendszám) eggyel növekszik, β emisszió közben az elem a periodusos rendszerben egy hellyel jobbra tolódik.*)

Ezt az eltolódási törvényt mutatja a következő táblázat:

	Atom- súly	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.
VI. periodus	206				Ra G				
	210			Ra C''	Ra D	Ra E	Ra F		
	214				Ra B	Ra C	Ra C'		
	218						Ra A		
	222							Ra Em	
VII. periodus	226		Ra						
	230				Io				
	234				UX ₁	UX ₂	U II		
	238						U I		

A táblázat a periodusos rendszer két utolsó (VI. és VII.) periodusában az *UI*-nek *Ra G*-vé (radioólom) való átalakulását tünteti fel: a 238 atom-súlyu *UI* egy α részecske kibocsátása közben átalakul a 226 atom-súlyu, két függőleges oszloppal balra eltolódott *UX₁*-vé, ez egy β kibocsátása közben át-

*) Ez az eltolódás bizonyítja, hogy a β részecske a magból kerül ki s nem a külső elektronburokból, a mi csak egyszerű ionizációt jelentene.

alakul az ugyancsak 234 atomsúlyu, egy oszloppal jobbfelé eltolt UX_2 -vé, ez egy újabb β kibocsátása közben UII -vé. Egy α részecske kibocsátása azaz két pozitív töltés elvesztése s az ezt követő két β kibocsátása azaz két negatív töltés elvesztése után a mag töltése visszanyeri az eredeti 92 értéket, úgy hogy az UII és UI magtöltése és rendszáma ugyanaz, ezek tehát *isotop* elemek, melyek egymástól semmiféle chemiai módszerrel el nem választhatók, bár atomsúlyuk négyvel különböző. Ellenben a velük azonos VI. függőleges oszlopban álló $Ra A$ már nem isotop az UII -vel, mert abból négy α részecske elvesztése után, de β sugárzás nélkül keletkezett, tehát magtöltése és így rendszáma $2 \cdot 4 = 8$ -val kevesebb ($Z = 84$). Viszont a $Ra C'$ a $Ra A$ -ból és ugyanígy a $Ra F$ (polonium) a $Ra C'$ -ből egy α és két β elvesztése útján keletkeztek, tehát a $Ra A$, $Ra C$ és $Ra F$ megint isotopok ($Z = 84$). Természetesen éppen úgy lehetséges, hogy a radioactiv átalakulások során két különböző anyaelemtől származó termékek érik el ugyanazon magtöltést s lesznek ily módon isotopokká. Így a thoriumból származó $Th A$ (at. súly 216) és $Th C'$ (at. s. 212) ugyancsak isotopok a $Ra F$ -vel.

Az elem fogalmának meghatározása. Az isotopia felismerése szükségessé tette a chemiai elemek fogalmának újból való meghatározását. Eredetileg az összetettekkel szemben elemi testeknek neveztük azokat az anyagokat, melyeket egyszerűbbekre felbontani semmiképen sem sikerül. Ez a meghatáro-

zás a nitrogeennek stb. mesterséges szétbontása után már nem alkalmazható. Az elem jellemzéséhez hozzátartozik továbbá, hogy az más elemektől kémiai reakciókkal megkülönböztethető és elválasztható legyen. Hová sorozandók tehát az izotop elemek? *Fajans* szerint az izotopok különböző elemek, de ugyanazon kémiai típushoz tartoznak. Viszont *Paneth* ugyanazon elem különböző fajainak tekinti őket. A kétféle meghatározás eleinte talán csak a szavakkal való játéknak vagy szörszálhasogatásnak tűnik fel, azonban a tudományos vizsgálatoknak elengedhetetlen feltétele a fogalmak szabatos meghatározása. A kémiai reakciók szempontjából — és gyakorlatilag ez a legnagyobb fontosságú — megmaradhatunk a *Boyle*től származó meghatározás mellett, hogy t. i. elemek azok, melyek semmiféle kémiai módszerrel meg nem változtathatók. Az elemnek legjellemzőbb tulajdonsága azonban nem az atomsúlyban, hanem a rendszámában jut kifejezésre.*) Láttuk ugyanis, hogy p. o. a 35-ös és 37-es atomsúlyu chlor teljesen azonos kémiai sajátosságuk azért, mert magtöltésük egyenlő s ezzel együtt a kémiai magatartást megszabó külső elektronburkuk azonos szerkezetű. Mindezek alapján azt mondhat-

*) Természetesen azért az atomsúly is megtartja jelentőségét, a mennyiben ez szabja meg, hogy az elemek milyen súlyarányokban egyesülnek egymással vegyületekké (az állandó súlyarányok törvénye szerint). A keverékelemeknél atomsúly alatt a keverési arány által megszabott u. n. praktikus atomsúly ($Cl = 35.45$) értendő.

juk, hogy *chemiai elem azon anyag, melynek atomjai azonos magtöltéssel bírnak* és így az isotópok ugyanazon elemnek tekintendők (*Hevesy*). Ha ezenkívül az összes atomoknak atomsulya is ugyanaz: ez *tiszta elem* (*H, He* stb.); ha különböző atomsulyuakból áll: *keverék elem* (*Cl, Ne* stb.).

Makrokosmos és mikrokosmos. Minthogy felfogásunk szerint a világegyetemet alkotó összes anyagok *atomokból* állnak, könnyen belátható, hogy az atomok szerkezete a mi világunknak minden jelenségét többé-kevésbé befolyásolni fogja s ily módon ez a befolyás a természettudományok minden ágában érezhető lesz. Előző tárgyalásainknál láttuk, hogy a mai atomelmélet kifejlődése valóban a fizika és chemia legkülönbözőbb fejezeteibe tartozó jelenségekkel áll szoros kapcsolatban. Most tekintsünk át még néhány olyan jelenséget, amely az atomok világát, a mikrokosmost, a nagy mindenséggel, a csillagok világával hozza összeköttetésbe.

A modern csillagászatnak egyik legnagyobb és legnehezebb problémája: az égi testek keletkezésének és elmulásának kérdése. A ma általánosan elfogadott felfogás szerint az álló csillagok az anyagnak rendkívül finom, ködszerű állapotából keletkeznek. Ez az ösköd az általános tömegvonzás következtében mindjobban összesűrűsödik s a vonzó erők munkája révén a helyzeti energiából keletkezett hőfejlődés*) közben felmelegszik, izzóvá válik. Az

*) Ehhez járul a chemiai és főleg a radioactiv változások reakcióhője.

izzóvá vált égitest eleinte vörös, majd sárgás, végül fehér fényel világít, ekkor éri el hőmérsékletének maximumát. Ezután a sugárzás következtében beálló hőveszteség kezdi felülmulni az összehuzódással járó hőfejlődést, az égitest újból sárgás, majd vöröses lesz s végül kialszik. Erre a fejlődési folyamatra vonatkozólag ujabban *Eddington* igen részletes számításokkal megalapozott elméletet állított fel, melyben a fő ujtás az, hogy ő a gravitációs erők zsugorító hatásával szemben a gáznyomáson kívül az u. n. sugárzási nyomást*) is tekintetbe veszi; ez alapon kimutatja, hogy oly csillagok, melyeknek tömege a mi Napunkénál hétszerte kisebb, nem melegedhetnek fel annyira, hogy világítókká azaz láthatókká váljanak. Viszont a Napnál 50-szer nagyobb tömeg esetén a sugárzási nyomás oly nagy volna, hogy ennél nagyobb égitestek szintén nem keletkezhetnek. Az elmélet tehát magyarázatát nyújtja annak az eddig érthetetlen körülménynek, hogy azon álló csillagoknak tömege, amelyeknél ezt a tömeget eddig meghatározni sikerült, közelítőleg ugyanakkora t. i. 10^{34} — 10^{35} g. azaz a *Nap* tömegének legfeljebb 50-szerese. *Eddington* szerint a csillagok egy atomos gázakból állanak s ezen gázak átlagos molekula súlyát ő kissé önkényesen 2'8-re teszi. És itt

*) *Maxwell* elektromágneses fényelméletéből következik, hogy a fény és a hozzá hasonló egyéb sugárzások nyomást gyakorolnak azokra a testekre, a melyekre reáesnek. Ezt a nyomást *Lebedew* kísérletileg is kimutatta. Az égi testek izzó magjából előtörő sugárzás a periferikus részeket a magtól eltávolítani iparkodik és így a gravitatio hatásának ellenszegül.

kerülünk kapcsolatba a *Bohr*-féle atomelmélettel. Nagyon valószínű ugyanis, hogy az égitestek főtömege vasból (at. s. 56) és ehhez hasonló közepes atomsúlyu elemekből áll, tehát az *Eddington*-féle gázak molekulásúlyának is 56 körüli értékkel kell bírnia. Hogyan lehetne az átlagos molekulásúly ennél huszszor kisebb? Láttuk, hogy a *Bohr*-féle atomról ionisatio révén elektronok válhatnak le s maga *Bohr* is feltételezi a periodusos rendszerre vonatkozó számításainál, hogy az atommag sokszoros ionisatio következtében összes elektronjait elvesztheti. Ha feltételezzük, hogy a levált elektronok a gáznyomás szempontjából mint önálló molekulák szerepelnek, akkor a molekulák száma az ionisatio folytán megsokszorozódhatik; minthogy az elektronok tömege, ami ez esetben a molekulásúlynak felel meg, a *H* atoménál 1850-szer kisebb és így teljesen elhanyagolható, az átlagos atomsúly annyiszor kisebb lesz, ahány részre disszociálnak a vas atomok. A disszociatio foka meghatározható a *Nernst*-féle hőtheorema alapján, ha ismerjük az u. n. disszociációs hő értékét (az abs. 0°-nál), ez viszont kiszámítható abból a munkából, amelyet az elektronoknak leválasztásakor az elektromos erők ellenében végeznünk kell. *Eggert* számításai arra az eredményre vezettek, hogy a csillagok belsőjében az *Eddington* elmélete szerint uralkodó 10 millió atm. nyomás és néhány millió foknyi hőmérsékleten*) a vas atomok 26 elektronja közül 16 dis-

*) A felületi hőmérséklet a sugárzásos veszteségek folytán

sociál, azaz a visszamaradó résszel együtt minden egyes atomból átlag 17 keletkezik s így az átlagos molekulaszám $56 : 17 = 3.3$. Ennek az értéknek a fentebbi 2.8-vel való jó egyezése újabb hathatós bizonyítékát szolgáltatja az *Eddington*-féle kosmogoniai elmélet helyességének.

Egy másik astrofizikai probléma, amely a *Bohr*-féle elmélet alapján megfejtendő, a következő. Ismeretes, hogy az égítetek fényének szinképelemzése azt mutatja, hogy azoknak anyaga is a földi elemekből van összetéve. Azonban a mi 87 elemünk közül eddig csak 36 volt az égítetekben feltalálható s ezek is oly módon elosztva, hogy egy-egy égítet aránylag csekély számú elemből állónak látszott: megkülönböztettek hidrogenből, heliumból, fémekből álló csillagokat stb. Ezzel szemben *Saha* utal arra, hogy az elemek spektroskopos felismerése aránylag szűk határok közé van szorítva, mert a légköri elnyelés csupán a 300—580 $\mu\mu$ közé eső hullámhosszak vizsgálatát engedi meg s kimutatja, hogy a *Bohr*-féle elmélet szerint minden elem csak bizonyos hőmérsékleti és nyomási határok között bocsáthat ki ilyenmő fényt. Láttuk ugyanis, hogy a neutrális atomok normalis lángszinképe egy elektron elvesztése (egyszeres ionisatio) révén átalakul az u. n. szikra szinképpé.*) *Saha* az *Egerté*hez hasonló számítással kimutatta, hogy p. o. a *Ca* atomjainak teljes (99%-nyi) dissociatioja 1 atm. ennél sokkal alacsonyabb, a Napnál kb. 6000° s a legfényesebb csillagoknál is legfeljebb 20—30000°C.

nyomásnál 13.000^0 hőmérsékleten, $\frac{1}{10000}$ atm.-nál azonban már 6000^0 -on bekövetkezik, ezen határokon túl tehát a Ca lángszíképe nem állhat elő. Valóban, míg $2-3000^0$ -nál a laboratóriumi kísérletek szerint a lángszínek vonalai 5-ször erősebbek a szikraszínképénél, addig 4000^0 -nál a kettő már körülbelül egyenlő erősségű, a Nap fotoszférijában (7500^0) a szikravonalak 50-szer intenzívebbek, a *Sirius* fényében (10.000^0) pedig a lángvonalak teljesen eltűntek. A rubidium és caesium már a Nap fényéből is teljesen hiányoznak, mert mint könnyen ionizáló elemek, az ottani hőmérsékleten teljesen ionizáltak, az ionok szíképe pedig az ultraibolyába esvén, meg nem figyelhető. A nehezebben ionizáló natrium (*D* vonal) a Nap chromoszférájában jól észlelhető, de csak a mélyebb rétegekben, míg a felső rétegekben uralkodó csekély nyomás mellett ez is teljesen ionizál. Hasonlók a viszonyok az abszorptió színekpeknél (a *Fraunhofer*-féle vonalaknál) is. P. o. láttuk, hogy a hidrogen *Balmer* sorozata akkor keletkezik, mikor az elektron valamelyik magasabb *Bohr*-féle pályáról a 2.-ikra tér vissza, tehát abszorpciónál a 2.-ik pályáról kell az elektronnak eltávolíttatnia. Normalis viszonyok között az elektronok mind a

*) Ezeket a szikraszínekpeket *Lockyer* az illető elem egy kezdetlegesebb fejlődési fokának tulajdonította s elnevezte protocalcium, protohelium stb.-nek. Ha az atomok fejlődését *Bohr* szerint az elektronok fokozatos elfogása alakjában képzeljük, akkor az egyszeresen ionizált atomok valóban az utolsóelőtti fejlődési fokozatnak felelnek meg.

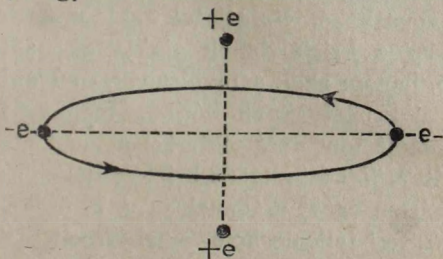
legstabilisabb első pályán keringenek és így a közönséges H gáz a *Balmer* vonalakat nem absorbeálja. Magas (4500° fölötti) hőmérsékleteken azonban a heves ütközések révén az atomok egy részében az elektronok magasabb pályákra is kerülnek s így a *Balmer* vonalak absorptiója (valamint emissiója is*) lehetővé válik. E szerint H csillagok azok, melyeknek felületi hőmérséklete 4500° -nál magasabb (és 20.000 -nél alacsonyabb). A még nagyobb ionisatiós feszültségű *He* vonalai még magasabb, 12.000° körüli hőmérsékleteken kezdenek megjelenni. Általában: a szinképekből hiányzik az, ami még nem ionisál (nem gerjeszthető) és az, ami már teljesen ionisált, úgy hogy a csillagszinképek helyes értelmezése csakis a *Bohr*-féle elmélet alapján lehetséges.

IV. Az anyagnak atomokból való felépítése.

Az atomoknak molekulákká való egyesülése. Az eddigiekben megismerkedtünk az anyagnak elemi építőköveivel, az atomokkal. A következőkben azzal a kérdéssel kell foglalkoznunk: miként vannak a különböző anyagok atomokból felépítve s minő összefüggésben vannak az anyagnak különböző, első sorban mechanikai sajátságai az őt alkotó atomok sajátságaival s azoknak egymáshoz való kapcsolódásával? Mindjárt bevallhatjuk, hogy e kérdések megfejtése tekintetében a kezdet kezdetén vagyunk. Láttuk, hogy az elektronpályák térbeli elhelyezésé-

*) Az első alappályának megfelelő *Lyman series* erősen az ultraibolyába esik.

ről vagy egyszerűbben: az atomok alakjáról jóformán semmit sem tudunk, e nélkül pedig az atomok egymáshoz illeszkedésének kérdése alig közelíthető meg. A legegyszerűbb esetre, a H atomoknak H_2 molekulákká kapcsolódására vonatkozólag Bohr feltételezte, hogy az a 28. ábrán látható módon törté-



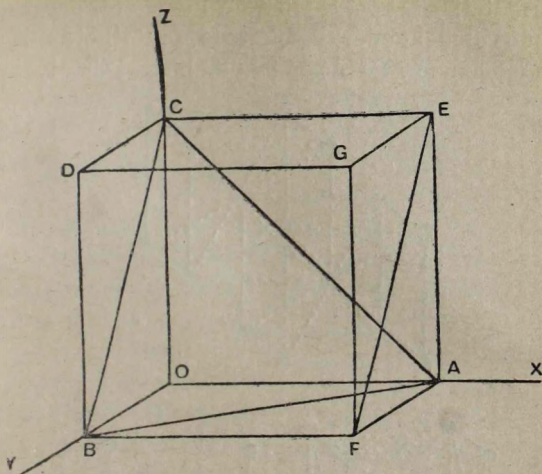
28. ábra.

nik: a két pozitív mag alkotja a tengelyt, amely körül a két elektron az aequatorialis síkban, szimmetriás elhelyeződésben kering. Ehhez hasonló volna a többi elemi molekula szerkezete is. Azonban bármily tetszetős is ez a kép, a H_2 molekulának ez alapon számított disszociációs hője (60 Cal.) jóval kisebb a kísérletileg talált (80—100 Cal.-nyi) értéknél, úgy hogy még ezen legegyszerűbb molekula szerkezetét sem tekinthetjük teljesen tisztázottnak.

A kristályok szerkezete. Sokkal eredményesebbek voltak a kristályok szerkezetének megállapítására irányuló vizsgálatok. A kristályoknak már külső alakja elárulja, hogy felépítésük határozott törvényszerűségek alapján történik. A külső alaknak megfelelően egyéb fizikai sajátságai: hő és elek-

tromos vezetőképességük, fénytörésük stb. szintén határozott térbeli irányítást mutatnak. Már régen felmerült az a gondolat, hogy ezt a szabályos térbeli orientációt az anyag legkisebb részecskéinek megfelelő elrendeződése idézi elő. A kristályok legkönnyebben tanulmányozható sajátságára, a külső alakra vonatkozó vizsgálatok azt mutatták, hogy ennél nem a kristálylapok alakja és nagysága az irányadó, hanem azok a távolságok, melyekben ezek a lapok a kristályoknak három, megfelelő módon megválasztott tengelyét metszik; a most általánosan elfogadott *Miller-féle* (1863.) jelölésnél minden kristálylap három egész számmal az u. n. *index* számokkal (h_1, h_2, h_3) jellemezhető, amelyeknek reciprocity értékei $\left(\frac{1}{h_1}, \frac{1}{h_2}, \frac{1}{h_3}\right)$ úgy aránylanak egymáshoz, mint az illető lap által a 3 tengelyből lemetszett távolságok. P. o. a 29. ábrán látható kocka $A E G F$ lapjára vonatkozó (100) symbolum azt jelenti, hogy az illető lap az egyik (X) tengelyt $1 : 1 =$ egységnyi, a másik kettőt $1 : 0 = \infty$ távolban metszi, azaz, hogy a lap a két utóbbi tengellyel párhuzamos; az oktaeder (111) lapja (ABC) mindhárom tengelyből ugyanakkora darabot vág le, a rhombos dodekaeder (011) lapja ($BCEF$) az X tengellyel párhuzamos, a másik kettőt egyforma távolban metszi stb.

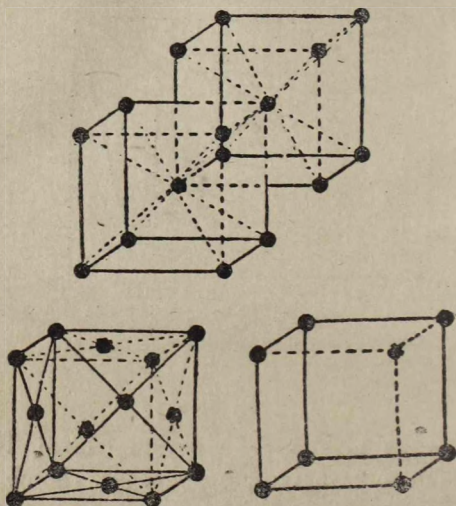
A szabályos alakok keletkezését *Bravais* (1848.) azzal magyarázta, hogy a kristály legapróbb részecskéi szabályos módon vannak elrendezve egy u. n. *térrács* pontjaiban. Aszerint, amint az elrendeződés



29. ábra.

nagyobb vagy kisebb fokú szimmetriával történik, keletkeznek a szabályos, négyszöges, rhombos, hatszöges, egy- és háromhajlású rendszerek, melyeken belül még 32 alcsoportot, illetőleg, az összes $u. n.$ szimmetria-elemek tekintetbe vételével Schönflies szerint összesen 230 kombinációt lehet megkülönböztetni. A szabályos rendszerben $p. o.$ a részecskék a 30. ábrán a alatt látható kocka sarokpontjainak megfelelően vannak elhelyezve s ezen elemi kockából (vagy általában: elemi cellából) az egész kristályt úgy építhetjük fel, hogy a kockát a 3 tengely mentén mindig egy-egy élhosszusággal eltoljuk. Ezen egyszerű köbös térrács pontjain, mint azt a 29.

ábra mutatja, a kocka lapokon kívül oktaeder- vagy rhombos dodekaeder lapokat is fektethetünk, úgy, hogy ugyanazon térrácsból különböző kristályalakok



30. ábra.

keletkezhetnek. Természetes, hogy az említetteken kívül más, tetszés szerinti irányban is fektethetünk iapokat a térrácsba. Minél egyszerűbb indexszámokkal jellemezhetünk valamely lapot, annál sűrűbben fekszenek azon egymás mellett a rácsot alkotó részecskék, viszont, minthogy a részecskék száma független attól, hogy mi a lapokat (másképpen: a sík hálokat) miképpen fektetjük: minél ritkábban van valamely lap részecskékkel borítva, annál sűrűbben fe-

küsznek ezek a lapok egymás mellett (a lapoknak egymástól való távolsága fordítva arányos a háló sűrűségével). Az egyszerű köbös térrácson kívül ugyancsak a szabályos rendszerbe tartoznak: a lapszerint centrált köbös térrács (30. b. ábra), melynél minden kockalap középpontjában — és a középén centrált köbös térrács (30. c. á.), melynél minden kocka középpontjában is találunk egy-egy részecskét. Ezek tulajdonképpen egyszerű köbös rácsoknak egymásba helyezéséből keletkeznek, illetőleg: ezek előállításánál az egyszerű kockát nemcsak az O pontból (29. á.), hanem más kezdőpontokból kiindulólág is el kell tologatnunk a 3. tengely irányában: a lapszerint centráltnál azon 3 lap középpontjából, a melyek az O pontban találkoznak, a középén centráltnál az első kocka középpontjából kiindulólág stb. Az említett kezdőpontok összesége adja az illető kristályalak alapját, vagy *basisát*, ez a *basis* ismétlődik szakaszosan az eltolások folyamán, úgy, hogy a térrácsot a *basis*nak a tengelyek irányában való eltologatása által is előállíthatjuk s így a kristályszerkezet ismeretéhez a *basis*nak és a 3 tengelynek megállapítása szükséges.

Fentebbi példánkban ugyanazon kristályalak (p. o. kocka) a különböző térrácsok bármelyikéből előállítható és így kristálytani mérések alapján nem dönthető el, hogy valamely adott esetben melyik térráccsal állunk szemben. Még kevésbbé szerezhethünk felvilágosítást afelől, vajjon a térrács pontjai szerint elrendezett részecskék atomok-e, molekulák-e, vagy

esetleg nagyobb atomcsoportok? Mindezen kérdésekre a röntgenspektroszkopiai vizsgálat adja meg a választ. *Laue* felfedezése alapján főleg a két *Bragg* volt az, a kiknek bámulatos éleselmjűséggel végzett vizsgálatai a kristályok szerkezetének titkát számos esetben szerencsésen megfejtették.

Láttuk, hogy a Röntgensugarak a kristálylapokról csak oly irányokban verődnek vissza mérhető erősségekben, a melyek megfelelnek az $n\lambda = 2d \sin \varphi$ feltételnek, a hol n a visszaverődés rendszáma, a mely megmutatja, hogy a szomszédos sugarak közt hány hullámhossznak (λ) megfelelő utkülönbség van, d az atomrétegeknek (a térrácsot alkotó síkhálóknak) egymástól való távolsága és φ az a szög, melyet a beeső, illetőleg a visszavert sugár a kristály felületével bezár. A továbbiak szempontjából nagy fontosságú a visszavert sugarak erősségének (intenzitásának) meghatározása; ezért *Bragg* a sugarakat ionisatiós kamrában fogta fel, melyet mindig a megfelelő irányba forgatott s a sugarak által a különböző φ szögeknek megfelelő irányokban létesített ionisatio fokát határozta meg. Az ionisatio foka, a mely a telítési áram alapján könnyen mérhető, mértékét szolgáltatja a sugárzás intenzitásának. Az első, másod és harmadrendű ($n = 1, 2, 3$) stb. szinképek erősségére vonatkozólag azt találta, hogy azok normalisan úgy aránylanak egymáshoz, mint $100 : 20 : 7 : 3 : 1$, ezeknek a külön-külön való meghatározása nem okoz nagyobb nehézséget; azonban a φ szög lemérése után a $\lambda = 2d \sin \varphi$ egyenlet még mindig két ismeretlent tar-

talmaz: a hullámhosszuságot és a rétegeknek egymástól való távolságát, a melyeknek meghatározására még egy egyenlet szükséges. *Bragg* mindenekelőtt lehetőleg homogen (csak egyféle λ -t tartalmazó) sugarakat állított elő, oly módon, hogy az antikatod jellemző sugárzását megfelelő *szűrőkön* bocsátotta keresztül, melyek a nem kívánt alkotórészeket visszatartották. A kristályok közül először a legegyszerűbbeket, t. i. a szabályos rendszerbe tartozó kristályokat vette vizsgálat alá: kősót (*NaCl*), *sylvint* (*KCl*) stb., melyeknél a térrácsról csupán azt kellett megállapítani, vajjon az az egyszerű, a lapszerint-, vagy a térben centrált typushoz tartozik-e. Ennek eldöntésére nem szükséges a d távolságok abszolút értékeit ismerni, mert a három typushoz a kocka (100), a rhombos dodekaeder (110) és az oktaeder (111) lapok egymástól való távolságainak (d_{100} , d_{110} és d_{111} -nek) viszonylagos értékei különbözők, még pedig, mint az a térrácsokból egyszerű geometriai megfontolások alapján levezethető, az egyszerű köbös tér-

$$\text{rácsnál } \frac{1}{d_{100}} : \frac{1}{d_{110}} : \frac{1}{d_{111}} = 1 : \sqrt{2} : \sqrt{3} = 1 : 1.41 : 1.73$$

míg a középen centráltnál ez az arány $1 : 0.7 : 1.73$

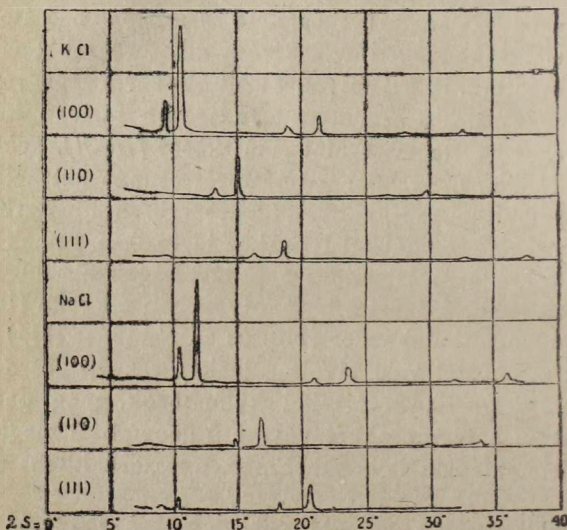
és a lapszerint centráltnál $1 : 1.41 : 0.87$

Mint az a $\lambda = 2d \sin \varphi$ egyenletből látható, ugyanazon λ esetén a $d \sin \varphi$ szorzat értéke állandó, azaz a különböző (kocka, oktaeder stb.) lapokról való visszaverődés szögeinek sinusai ugy aránylanak egymáshoz, mint a megfelelő d távolságok reciproc értékei:

$$\sin \varphi_{100} : \sin \varphi_{110} : \sin \varphi_{111} = \frac{1}{d_{100}} : \frac{1}{d_{110}} : \frac{1}{d_{111}}$$

és így a φ szögek lemérése alapján megállapítható, hogy az illető térrács melyik typushoz tartozik.

Tekintsük meg p. o. 31. ábrát, mely Braggnek a



31. ábra.

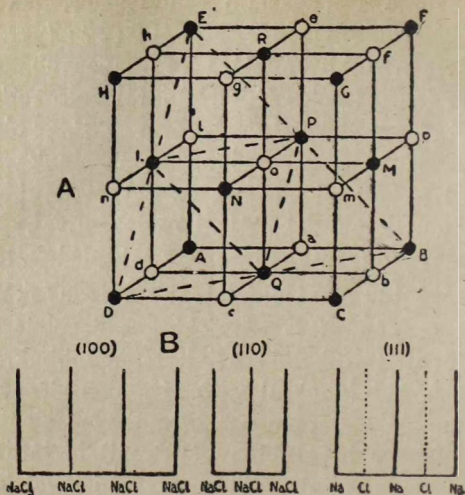
KCl és *NaCl*-ra vonatkozó eredményeit tünteti fel. Az alkalmazott palladium antikatód jellemző sugárzása mint kettős kiemelkedés (doublett) mutatkozik és pedig az elsőt kivül 2. és 3. rendben is fokozatosan növekvő (kétszeres illetve 3-szoros) φ szöggel*) eltérítve. A *KCl*-nál a csúcok magassága, azaz az inten-

sítások értéke a magasabb rendű szinképekben fokozatosan csökken a normalis $100 : 30 : 7$ arányban. A doublett erősebb vonalára (a magasabb csucsra) vonatkozólag a kocka (100) lapjáról való reflexiónál $\varphi_{100} = 5'20''$, a dodekaedernél $\varphi_{110} = 7'30''$, az oktaedernél $\varphi_{111} = 9''$. Ezen szögek sinusainak aránya $1 : 1'40'' : 1'74''$ oly jól egyezik az egyszerű köbös térrácsnak megfelelő $1 : 1'41'' : 1'73''$ aránnyal, hogy a *KCl* térrácsa kétségtelenül ehhez a typushoz tartozik.

A kősó 100 és 110 lapjainál a viszonyok teljesen hasonlóak, csupán a 2φ szögek (a d kisebb értékének megfelelően) körülbelül 10%-kal nagyobbak, mint a *KCl*-nál. A 111 lapokról való visszaverődésnél azonban az analógia alapján $\varphi = 20''$ -nál várt első szinkép előtt félakkora távolságban ($10''$ -nál) is látható egy szinkép, melynek intenzitása azonban jóval kisebb a $20''$ -osnál. Ennek a váratlan szinképnek megjelenése *Bragg* szerint azonnal érthetővé válik, ha föltesszük, hogy a térrács pontjaiban nem egész molekulák, hanem egyes atomok sorakoznak egymás mellé a 32. ábrán látható szabályos elrendeződésben, úgy, hogy a pontok egyik fele (a kitöltött körök) a *Na*, a másik fele (az üres körök) a *Cl* atomoknak felel meg.***) Mint látható, úgy a kocka (100), mint a dodekaeder

*) A 31. ábrán ezen szögek kétszerese (2φ) van feltüntetve.

**) A 32. á. szerint, ha a *Na* és *Cl* atomok egyformák volnának, a térrács egyszerű köbös rács volna $d = Aa$ rétegtávolsággal. A *Na* és *Cl* atomok külön-külön lapszerint centrált köbös rácsokat alkotnak, $d = AB$ kétszeres elemi cella-élhosszúsággal.

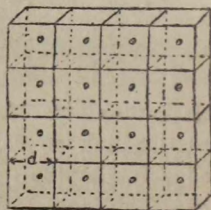


32. ábra.

(110) lapok (EFCD, a 32. ábrán) vegyesen tartalmaznak *Na* és *Cl* atomokat (természetesen egyenlő számban, ha a rajzot nagyobb kiterjedésre meghosszabbítjuk), ellenben az oktaeder (111) lapok közül a *d a l*, az *n h e p b c o* és *g f m* csakis *Cl* atomokat, a közéjük eső *EPRQDL* és *HRFMCN* lapok csakis *Na* atomokat tartalmaznak. Ezt az elrendeződést szemlélteti vázlatosan a 32. B. ábra. Ilyen különböző atomokra vonatkozólag Bragg megállapította, hogy a visszaverő képesség (közelítőleg) az atomsúllyal arányos; a *KCl*-nál, a hol az összetevők atomsúlya közel egyenlő ($K = 39.1$, $Cl = 35.5$), ennek a körülménynek

nincs szerepe, a tiszta *K*-os és tiszta *Cl*-os síkok épp úgy vernek vissza, mint a vegyések. Ellenben a *NaCl*-nál a *Cl*-os síkok sokkal erősebben vernek vissza, mint a kisebb atomsúlyu ($Na = 23$) nátriumos síkok. Tekintsük előbb csak a *Cl*-os síkokat; ezeknek egymástól való távolsága kétszer nagyobb, mint a normalis d_{111} távolság, ezek tehát magukban véve csak félakkora φ szög alatt vernek vissza (d és $\sin \varphi$ fordítva arányosak egymással), ez adja a 31. ábrán 10° -nál látható szinképet. Hogy ennek intenzitása oly kicsiny, azt a *Na* síkok visszaverése okozza. Ezek a *Na* síkok ugyanis félakkora távolságban vannak a *Cl*-osaktól, mint két *Cl*-os egymástól. Tehát ott, a hol az ezekről visszavert szomszédos sugarak között egy teljes λ -nyi utkülönbség van: a *Na* és *Cl* visszaverődése közötti utkülönbség épp $\lambda : 2$ -vel egyenlő, ezek tehát ellentétes fázisban vannak s így a *Na* a *Cl* intenzitásának jó részét lerontja (a *KCl*-nál csaknem teljesen, azonban a 111 szinkép görbájén itt is látható egy alig észrevehető kiemelkedés 10° előtt, minthogy az atomsúlyok itt sem teljesen egyformák). A 20° -nál mutatkozó második szinképben az utkülönbségek kétszer akkorák, mint az elsőnél, tehát az egynemű síkokról visszavert sugarak között 2λ , a *Na* és *Cl* között egy teljes λ az utkülönbség, úgy hogy ezek mind egyenlő fázisban vannak és így egymást erősítik. Általában az összes páratlan rendű szinképek gyengítik, a párosak erősítik egymást, tehát ezen megfontolás szerint az 1. és 3. rendű szinképeknek aránylag sokkal gyengébbeknek kell len-

niök, mint a 2. és 4.-nek. Épp ez az arány az, amit a 31. ábra szerint a *Na Cl* (111) lapjainál találunk s ez az eredmény azt mutatja, hogy az elrendeződés valóban a *Bragg* föltevésével egyező,*) azaz a *térrács pontjaiban nem molekulák, hanem atomok foglalnak helyet* (l. alább). Ennek megállapítása után hozzáfoghatunk a *d* távolságok meghatározásához. Vegyünk egyetlen (*A* atomsúlyu) elemből álló egyszerű köbös térrácsot, melynek minden pontjában ugyanazon atomok állnak, egymástól *d* távolságban. Ha ezt a kristályt elemi kockákra tagoljuk oly módon, hogy az atomok közé síkokat állítunk a 33. ábrán látható módon, akkor ezen síkoknak egymástól való távolsága ugyancsak *d*-vel, tehát egy elemi kocka térfogata d^3 -val lesz egyenlő. Minden kocka közepén egy *A* atomsúlyu, azaz a *H* atomnál (melynek tömege $1.64 \cdot 10^{-24}$ g) *A*-szor nagyobb tömegű ($A \cdot 1.64 \cdot 10^{-24}$ g tömegű) atom foglal helyet. Az egy-egy kockában foglalt tömeg értékét azonban másképpen is meghatározhatjuk: ha a kristály átlagos sűrűsége ρ akkor a d^3 térfogatban ρd^3 tömeg foglaltatik.*) A két értéket egymással egyenlővé téve, kapjuk, hogy $d^3 = A \cdot 1.64 \cdot 10^{-24} : \rho$ azaz



33. ábra.

*) A 111 lapokról visszavert 1—4. rendű szinképek intenzitásainak viszonya a fentebbi föltevések alapján számítva: 15 : 100 : 1 : 10, míg a kísérletileg talált arány ezzel jól egyezőleg: 20 : 100 : 0 : 6.

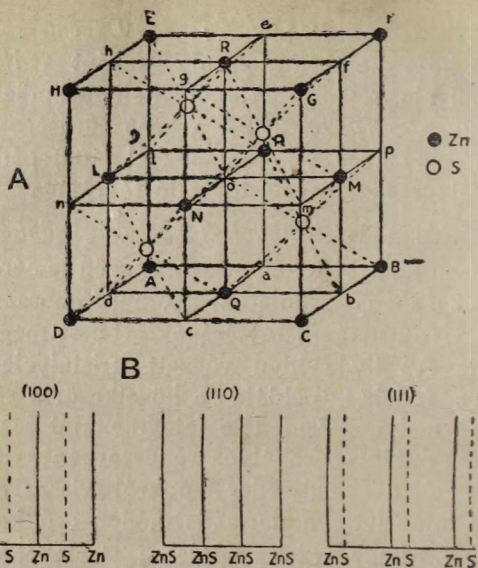
$$d = 1.18 \cdot \sqrt{A : \rho} \cdot 10^{-8} \text{ cm.}$$

A kősó esetében atomsúly gyanánt a Na és Cl atomsúlyainak középértékét kell vennünk, azaz $A = (23 + 35.5) : 2 = 29.25$, a kősó sűrűsége $\rho = 2.17 \text{ g : cm}^3$, úgy hogy a kockalapokkal (100) párhuzamos atomrétegeknek egymástól való távolsága

$$d = 2.81 \cdot 10^{-8} \text{ cm.} = 2.81 \text{ \AA} \text{ngström.}$$

Ezen adat birtokában és a φ szög lemérése után a $\lambda = 2d \sin \varphi$ egyenletből a λ hullámhossz értékét, ebből viszont más d távolságok értékét meghatározhatjuk. Az ily módon végzett kristályelemzésnek néhány érdekes példája a következő: a *zinkfényle* ($Zn S$), melynek *Laue*-féle fotogrammját a 15. ábrán láttuk, szintén a szabályos rendszerben kristályosodik. Ennél a rhomboeder lapokról visszavert szinképek intenzitása a normalis módon csökken, tehát föltehető, hogy ezek vegyesen tartalmaznak Zn (atomsúlya 65.4) és S (32) atomokat (l. a 34. ábrán). A kockalapok gyenge páratlan és erős páros szinképeket adnak, tehát felváltva tartalmaznak Zn és S atomokat. Az oktaeder lapokon azonban egy új szabálytalanság mutatkozik: a 2. szinkép feltűnően gyenge, gyengébb a 3.-nál. Ennek magyarázata *Bragg* szerint abban rejlik, hogy a S -t tartalmazó lapok nem felezik a Zn lapok közötti távolságot, hanem e tá-

*) Valamely anyag sűrűsége egyenlő a tömeg és térfogat viszonyával vagy másképpen az egységnyi (1 cm^3) térfogatban foglalt tömeggel, tehát a d^3 térfogatban foglalt tömeg a sűrűségnek d^3 -szorosa.

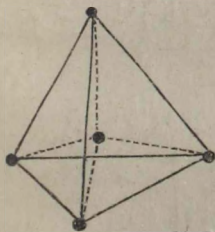


34. ábra.

volság negyedében vannak elhelyezve úgy, hogy a S hálóról visszavert hullám a Zn hálókéhoz képest $\frac{1}{4}$ illetőleg $\frac{3}{4}$ hullámhossnyi utkülönbséggel bír és így, mint arról a hullámalakok felrajzolása által meggyőződhetünk, az 1. és 3.-ad rendű szinképekben egymást kissé erősítik, ellenben a 2. rendű szinkép-nél az utkülönbség $2\frac{1}{4} = \frac{1}{2}$ hullámhossnyi, úgy hogy a componensek éppen ellentétes fázisban vannak, egymást gyengítik. Ez az elrendződés a 34. ábra szerint úgy képzelhető, hogy mindkét atomfaj

magában lapszerint centrált térrácsot alkot, de a S atomok rácsa el van tolva a nagy kocka átlója irányában, az átló hosszának $\frac{1}{4}$ -ével, úgy hogy a S atomok a rajzon látható kis kockák közepére kerülnek.

A zinkfénylehez teljesen hasonló szinképeket ad a gyémánt, azzal a különbséggel, hogy itt az atomok teljesen egyformák lévén, az ellentétes fázissal találkozó hullámok egymást nemcsak gyengítik, hanem teljesen kioltják: a kocka lapoknál a páratlan szinképek, az oktaeder lapoknál a 2.-ik teljesen hiányzik. Mint a hogy a 34. ábrán minden kénatom négy Zn atommal van körülveve, melyek (p. o. a baloldali elülső kis kocka sarkaiban D, Q, N, L) magukban egy tetraeder sarkait alkotják,*) épp így a gyémántnál az egyik térrács C atomjait a másik térrács C atomjai tetraederszerűleg veszik körül. A 35. ábrán



35. ábra.

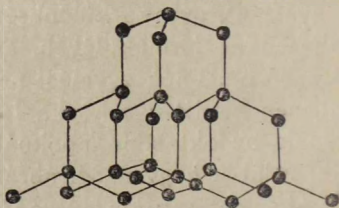
egy ily tetraeder, a 36.-on pedig az atomok nagyobb csoportjának egymáshoz való kapcsolódása van feltüntetve. Az egész minta egy oktaeder lapon nyugszik s jól látható, hogy a vízszintes (111) síkok közül kettő mindig közelebb esik egymáshoz (a közbeiktatott térrács síkjai az eredetieknek egymástól való távolságait $\frac{1}{4}$ magasságban metszik). Aki a szerves vegytanban kissé járatos, azonnal felismeri a szén 4

*) Hasonlóképpen minden Zn atomot négy S atom vesz körül ugyanilyen módon.

vegyértékének megfelelő tetraederes elhelyezését az atomoknak.

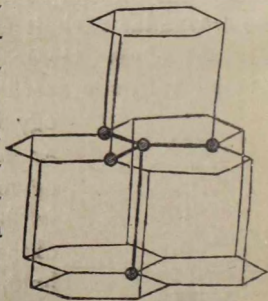
A szén másik módosulatának, a grafitnak tér-rácsát Debye és Scherrer szerint a gyémántból úgy állíthatjuk elő, hogy a 36. ábrán közbeiktatott oktaeder lapjait belenyomjuk a tőlük $\frac{1}{4}$ távolban levő alapsíkokba, miáltal ott egy hatszöges hálót kapunk (37. ábra.

Ugyanilyen hatszöges hálót mutat a 36. ábra



36. ábra.

mintája felülről nézve.*) Ezenkívül a megmaradó síkoknak egymástól való távolságát (a kristálytani főtengely irányában) 5 : 3 arányban növelnünk kell.**] Ennek következtében a szén atomoknak egymástól való távolsága 3·41 Ångströmnyre növekszik, míg az ugyanazon síkban fekvő atomok távolsága



37. ábra.

a hatszög oldala) csupán 1·45 Å. Érthető, hogy ezen távolság növekedéséből az atomok közötti

*) Ez a hatszögletes hálózat a szerves chemia benzolgyűrűjére emlékeztet. Valóban a naphthalin kristályoknak Röntgensugarakkal való vizsgálata azt mutatja, hogy azokban a C atomok ily hatszöges gyűrűkben vannak elhelyezve.

**] Ennek következtében ugyanazon anyagmennyiség $\frac{5}{3}$ -szor

kapocs a főtengety irányában erősen gyengül: a grafit az oktaeder lapok irányában igen könnyen hasad, a lapok egymás fölött könnyen elcsusztathatók, a kristály finom lemezekkére válik szét (ez történik a ceruzával való írásnál, hol a leváló lemezek a papirhoz tapadnak). Egyuttal a grafit a főtengety irányában már csekély erő alkalmazása mellett is 15%-nyival összenyomható, míg a gyémánt jóformán teljesen összenyomhatatlan.

Az alaktalan (amorf) szén, melyet cukorból, petroleumból stb. állítottak elő, a vizsgálatok eredménye szerint szintén kristályos szerkezetű, még pedig igen apró és finom eloszlású grafit kristályokból áll. Ugyancsak kristályos szerkezetűeknek bizonyultak a kolloidális oldatban levő fémek (arany, ezüst stb.). P. o. *Zsigmondy*-féle arany solok vizsgálata azt mutatta, hogy a már ultramikroskoppal sem látható finomságú kolloidális részecskék, az u. n. *amikronok* még mindig ugyanazon szabályos szerkezetet mutatják, mint a nagyobb kristályok, jóllehet csupán néhány száz atomból állanak.

A kristályokat összetartó erők. Láttuk, hogy *Bragg* kísérletei alapján arra az eredményre jutott, miszerint a térrács egyes pontjaiban atomok állnak. Ezt a felfogást kissé módosították *Debye* és *Scherrer*

nagyobb térfogatra oszlik szét, tehát a sűrűségnek a megfelelő mértékben csökkennie kell. Valóban, a grafit sűrűsége csak 0'62, illetőleg *Moissan* szerint 0'599 része a gyémánténak, míg a röntgenometriai adatokból 0'598 következnek, úgy, hogy az egyezés tökéletes.

vizsgálatai, melyek abból a megfontolásból indultak ki, hogy az olyan rendkívül szapora rezgéseknél, aminők a Röntgen sugarakat alkotják, az atommagok nem jönnek együttrezgésbe, hanem csupán a sokkal kisebb tömegű elektronok azok, melyek maguk is rezgésnek indulva, a reájuk eső hullámokat szétszórják, illetve — szabályos elrendeződés esetén — visszaverik. Eszerint az atomok visszaverőképessége a bennök foglalt elektronok számával arányos; ha tehát p. o. a *Na Cl*-nak a 32. ábrán látható rácsában az atomok helyett ionok foglalnának helyet, ennek a hatása a reflexiónál érezhető volna, mert az ionisatio folyamata (p. o. vizes oldatban) abból áll, hogy a *Na* atom egy elektronja átlép a *Cl* atom kötelékébe, tehát a *Na* ion eggyel kevesebb, a *Cl* ion eggyel több elektront tartalmaz, mint az atomok. Az elektronok számával megváltozik a reflexióképesség s ez megnyilvánul a Röntgen színeképek intenzitási viszonyainak megváltozásában. Különösen érezhetőnek kell lenni az elektron-átlépés befolyásának a kis rendszámú elemeknél, melyek csak csekély számú elektront tartalmaznak. Ezért *Debye* és *Scherrer Li F* kristályokon végeztek kísérleteket, amelyek azt mutatták, hogy valóban: a térrács pontjaiban nem atomok, hanem a megfelelő ionok foglalnak helyet, amelyek között eszerint ugyanolyan elektrostatikai vonzó erők működnek, mint a minők a *Kossel-féle* felfogás (102. old.) szerint a chemiai affinitast előidézik.*) Csakhogy a kristályokban az ionok nincsenek a molekuláknak meg-

felelő páros elrendeződésben, hanem (l. a 32. á.) minden Na iont hat Cl ion vesz körül teljesen szimmetriásan (és viszont), tehát a kristály egyetlen óriási molekulának tekinthető, melyet ugyanazon elektrostatikai vonzó erők tartanak össze, amelyek a chemiai affinitást is előidézik.

Itt azonnal egy új kérdés merül fel: hogy van az, hogy az ionok az elektrostatikai vonzó erők ellenére sem közelednek jobban egymáshoz, míg az egész rács összeroppan, hanem bizonyos távolságokban egymástól megállnak, sőt, mint azt a csekély foku összenyomhatóság bizonyítja, a további közelítésnek nagy erővel ellenszegülnek.

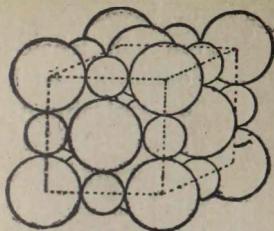
Ez az ellenállás érthetővé válik, ha meggondoljuk, hogy az atomokban foglalt elektronok a mag körül óriási sebességgel keringenek, úgy hogy negatív töltésük — legalább első közelítésre — úgy tekinthető, mintha egyenletesen oszlnék el valamely a magot körülvevő gömbfelületen. Nagyobb távolságokra ez a negatív töltés úgy hat, mintha a gömb középpontjában volna elhelyezve, azaz hatása a pozitív mag ellentétes hatásával összegeződik, úgy

*) Az ilyen ellentétes töltésű részecskék, ionok közötti kapcsolatot *heteropolarosnak* szokás nevezni, szemben a neutralis atomok (H_2 , N_2) közötti *homoepolaros* kapcsolattal. Az utóbbi esetben a kapcsolódás valószínűleg oly módon történik, hogy az atomok nem teljesen szimmetriásak, különösen az elektronburok negatív töltésének *elektromos súlypontja* nem esik pontosan össze a pozitív magtöltéssel, hanem a kettő együttesen u. n. *dipolust* alkot; az ilyen dipolusok ellentétes végeikkel egymáshoz kapcsolódhatnak.

hogy csak a kettőnek különbsége érvényesül: a normális atom kifelé közömbös, az ion pedig pozitív vagy negatív töltésű aszerint, amint az elektronok együttes töltése kisebb vagy nagyobb a mag töltésénél. Másképpen áll a dolog, ha a távolságok kisebbek, azaz ha a gömböknek sugara nem elhanyagolhatóan csekély a középpontoknak egymástól való távolságához viszonyítva. Ilyenkor taszító erők*) lépnek fel, melyek a távolság csökkenésével sokkal nagyobb mértékben növekszenek, mint a vonzó erők, úgy hogy az ionok egymástól egy bizonyos távolságban megállapodnak, a további közelítésnek a taszító erők, a távolodásnak a vonzó erők nagy mértékben ellenszegülnek, tehát a kristályt *szilárddá* teszik, úgy, mintha az tömött golyókból volna összerakva. P. o. a *Na Cl* kristályok szerkezete a 32. ábrán vázolt *pontrács* helyett a valóságban inkább valahogy a 38. ábrának megfelelően képzelendő.**) A kristályok összenyomhatóságára vonatkozó kísérleti adatok alapján *Bornnak* sikerült meghatároznia, hogy a von-

*) Ezen taszító erők természete közelebbről nem ismeretes, azonban nagyon valószínű, hogy azok a hasonló jellemű töltések, első sorban a két elektronburok között fellépő elektrosztatikai taszító erőkkel azonosak.

**) Természetesen nem szabad visszatérnünk a régi felfogáshoz, mely az atomokat valóban tömör golyóknak képzelte, hiszen tudjuk, hogy az atomok bolygórendszerekhez hasonlóak, melyekben a tér legnagyobb része üres. A 38. ábrán rajzolt gömbfelületek tehát inkább csak azoknak a fentebb említett felületeknek felelnek meg, amelyekre a sebes keringésben levő külső elektronok töltését egyenletesen elosztottnak képzelhetjük.



38. ábra.

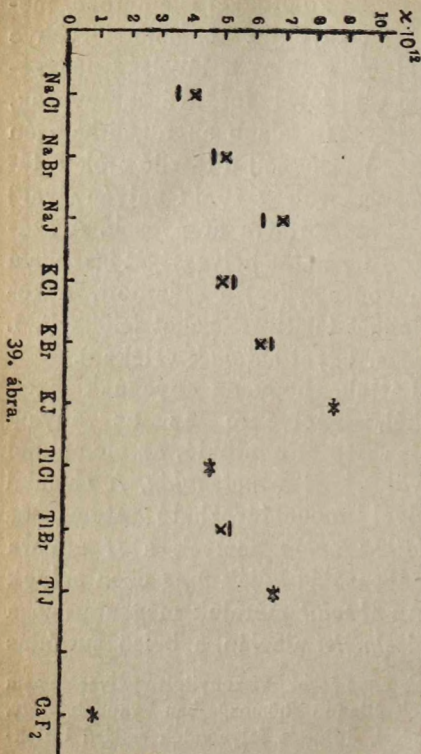
39. ábra, melyen a vonások (—) a számított, a kereszttek (×) a kísérletileg talált értékeket jelölik (t. i. κ -nak, az összenyomás, együtthatónak értékeit).

Összefoglalás. Láttuk, hogy az anyagnak azon legkisebb részecskéi, amelyekre az az anyagi minőség megváltozása nélkül bontható, az elemeknél az *atomok* és a vegyületeknél a *molekulák*. A kémiai analysis módszereivel meghatározható atom- és molekulasúlyok *relatív-számok*, melyek a *H* atomra (mint egységre) vonatkozólag adják meg ezen súlyok (tömegek) értékét. Az *abszolút* méretek meghatározása először a *kinetikai gázelmélet* alapján, a belső surlódás

Ezenkívül az atomoknak egymáshoz viszonyított helyzete sem teljesen változatlan, azok állandó hőmozgásban vannak, úgy, hogy bizonyos kicserélődési, diffúziós folyamatok szilárd testekben is lehetségesek.

*) A helyzeti energia a vonzásnál a távolságnak első, a tasztításnál annak 9-ik hatványával fordítva arányos, tehát általában két tag különbsége gyanánt fejezhető ki. Ez alapon *Born*-nak és *Fajans*-nak sikerült a fent említett vegyületek keletkezésének energiáját, illetőleg a köztük lefolyó cserebomlások reakcióhőjét számítás útján meghatározniok.

zó erőkkkel ellentétben, melyek a *Coulomb* törvénye szerint a távolság négyzetével fordítva arányosak, (legalább az alkali-halogén sóknál) a tasztító erők a távolság 10.-ik hatványával*) fordítva arányosak. A számítás helyességét igazolja a



meghatározása révén vált lehetővé. Pontosabb értékeket szolgáltatott a *Brown*-féle mozgás megfigyelése s főleg az elemi töltés meghatározása. Eszerint a molekulák száma bármely anyag 1 *mol*nyi mennyiségben (annyi grammjában, amennyi a molekulasúly) $N = 6 \cdot 10^{23}$ azaz 0,6 quadrillo, átmérőjük néhány tized millimikron ($0,1 - 0,4 \mu\mu$).

A katodsugarakra vonatkozó vizsgálatokból kiderült, hogy maguk az atomok is összetettek: vala-

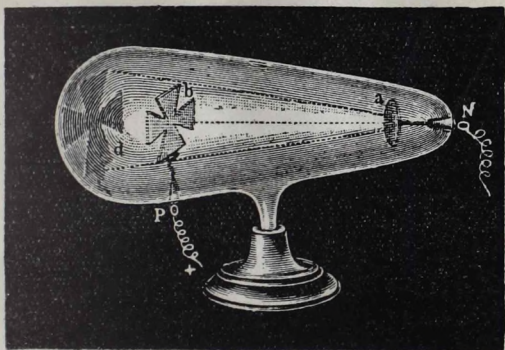
ennyien tartalmaznak a *H* atomjánál 1850-szer kisebb tömegű, negatív töltésű részecskéket, melyeket *elektronoknak* nevezünk. Ezeknek az elektronoknak töltése, az u. n. elemi töltés ($e = 4,77 \cdot 10^{-10}$ el. st.)

az elektromosság atomja gyanánt tekinthető. A radioactiv sugárzások tanulmányozása az atomoknak két másik építőkövét szolgáltatta egyrészt az α részecskék alakjában, melyek kettős pozitív töltésű *heliummagok*, másrészt az egyszeres pozitív töltésű *hidrogenmagok* alakjában. A *Rutherford*-féle atomelmélet szerint az atomok *bolygórendszereknek* tekinthetők, melyeknek középpontjában az atom fő tömegét alkotó pozitív mag áll, egy billiomod cm.-nél kisebb átmérővel és annyi pozitív elemi töltéssel, amennyi az illető elem rendszáma a periodusos rendszerben. A mag körül bolygók gyanánt keringenek a negatív elektronok, a pozitív magtöltésekkel egyenlő számban. Ezt az elméletet *Bohr* igen jelentékenyen tovább fejlesztette azon feltevés alapján, hogy az elektronok a mag körül csakis bizonyos, a *Planck*-féle quantumelmélet által megszabott pályákon keringhetnek; az atom sugárzást akkor bocsát ki magából, mikor valamelyik elektron egy magasabb helyzeti energiájú pályáról egy alacsonyabbra ugrik át. Ezek feltevések alapján *Bohr*nak sikerült a színképvonalak törvényszerűségeit, valamint az atomok finomabb szerkezetének (az elektronpályák beosztásának) számos, eddig ismeretlen rejtélyét megfejtenie.

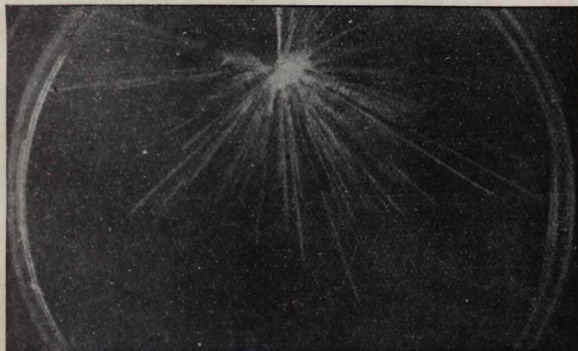
Az atomokat úgy a molekulákban (a chemiai egyesülésnél), mint a kristályokban elektromos erők kapcsolják össze, ezek adják meg az anyagnak úgy a huzó, mint a nyomó erőkkel szemben megnyilvánuló ellenállását, szilárdságát.

I. A chemiai elemek betürendben.

Jel	Az elem neve	Atomsúly	Rend szám	Jel	Az elem neve	Atomsúly	Rend szám
Ac	Actinium . . .	226,?	89	Mo	Molybdän . . .	96,0	42
Ag	Ezüst	107,88	47	N	Nitrogen	14,008	7
Al	Aluminium . . .	27,1	13	Na	Natrium	23,00	11
Ar	Argon	39,9	18	Nb	Niobium	93,5	41
As	Arsen	74,96	33	Nd	Neodymium . . .	144,3	60
Au	Arany	197,2	79	Ne	Neon	20,2	10
B	Bor	10,8	5	Ni	Nickel	58,68	28
Ba	Barium	137,4	56	O	Oxigen	16,000	8
Be	Beryllium . . .	9,1	4	Os	Osmium	190,9	76
Bi	Bismut	209,0	83	P	Phosphor	31,04	15
Br	Brom	79,92	35	Pa	Protactinium . .	230,?	91
C	Szén	12,00	6	Pb	Olom	207,2	82
Ca	Calcium	40,07	20	Pd	Palladium	106,7	46
Cd	Cadmium	112,4	48	Po	Polonium	210,	84
Ce	Cerium	140,25	58	Pr	Praseodym	140,9	59
Cl	Chlor	35,46	17	Pt	Platina	195,2	78
Co	Cobalt	58,97	27	Ra	Radium	226,0	88
Cr	Chrom	52,0	24	Rb	Rubidium	85,5	37
Cs	Caesium	132,8	55	Rh	Rhodium	102,9	45
Cu	Réz	63,57	29	Ru	Ruthenium	101,7	44
Dy	Dysprosium . . .	162,5	68	S	Kén	32,07	16
Em	Emanatio	222	87	Sb	Antimon	120,2	51
Er	Erbium	167,7	68	Sc	Scandium	45,10	21
Eu	Europium	152,0	63	Se	Selen	79,2	34
F	Fluor	19,00	9	Si	Silicium	28,3	14
Fe	Vas	55,85	26	Sm	Samarium	150,4	62
Ga	Gallium	69,9	31	Sn	Ón	118,7	50
Gd	Gadolinium . . .	157,3	64	Sr	Strontium	87,6	38
Ge	Germanium . . .	72,5	32	Ta	Tantal	181,5	73
H	Hydrogen	1,008	1	Tb	Terbium	159,2	65
He	Helium	4,0	2	Te	Tellur	127,5	52
Hf	Hafnium	179,?	72	Th	Thorium	232,1	90
Hg	Higany	200,6	80	Ti	Titan	48,1	22
Ho	Holmium	163,5	67	Tl	Thallium	204,4	81
In	Indium	114,8	49	Tu	Thulium	169,4	69
Ir	Iridium	193,1	77	U	Uran	238,2	92
J	Jod	176,92	53	V	Vanadium	51,0	23
K	Kalium	39,10	19	W	Wolfram	184,9	74
Kr	Krypton	82,92	36	X	Xenon	130,2	54
La	Lanthan	139,0	57	Y	Yttrium	88,7	39
Li	Lithium	6,94	3	Yb	Ytterbium	173,5	70
Lu	Lutetium	175,0	71	Zn	Cink	65,37	30
Mg	Magnesium . . .	24,32	12	Zr	Zirkonium	90,6	40
Mn	Mangan	54,93	25				

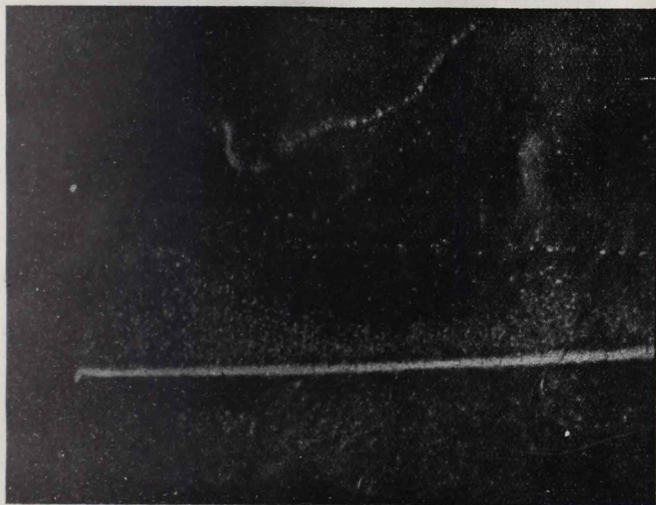


3. ábra.

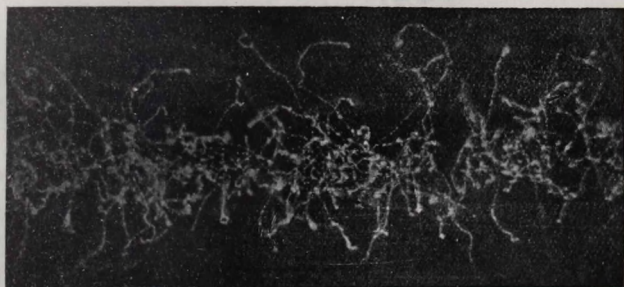


9. ábra.



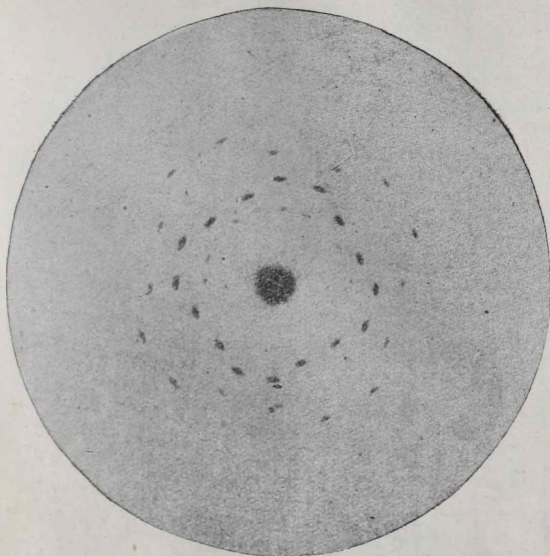


10. ábra.

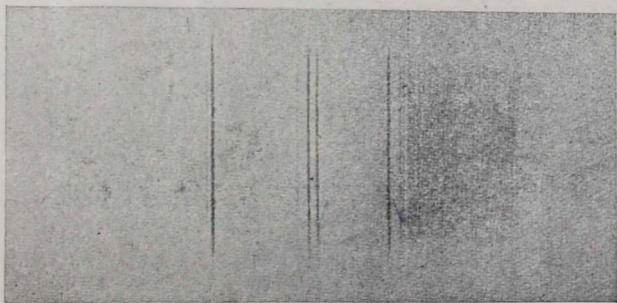


11. ábra.





15. ábra.



17. ábra.



II. Az elemek periodusos rendszere.

	O.	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.
1.		1. H 1 008							
2.	2. He 4·00	3. Li 6·94	4. Be 9·1	5. B 10·7	6. C 12·00	7. N 14·008	8. O 16·000	9. F 19·00	
3.	10. Ne 20·2	11. Na 23·00	12. Mg. 24·32	13. Al 27·1	14. Si 28·3	15. P 31·04	16. S 32·07	17. Cl 35·46	
4.	18. A 39·9	19. K 39·10 29. Cu 63·57	20. Ca 40·07 30. Zn 65·37	21. Sc. 45·10 31. Ga 69·9	22. Ti 48·1 32. Ge 72·5	23. Vd 51·0 33. As 74·96	24. Cr 52·0 34. Se 79·2	25. Mn 54·93 35. Br 79·92	26. Fe 27. Co 28. Ni 55·85 58·97 58·68
5.	36. Kr 82·92	37. Rb 85·5 47. Ag 107·88	38. Sr. 87·6 48. Cd 112·4	39. Y 88·7 49. In. 114·8	40. Zr 90·6 50. Sn 118·7	41. Nb. 93·5 51. Sb 120·2	42. Mo 96·0 52. Te 127·5	43. — 53. I 126·92	44. Ru 45. Rh 46. Pd 101·7 102·9 106·7
6.	54. X 130·2	55. Cs 132·8 79. Au 197·2	56. Ba 137·4 80. Hg 200·6	57-71 ritka földfémek*) 81. Tl 204·4	72. Hf 179? 82. Pb 207·2	73. Ta 181·5 83. Bi 209·0	74. W 184·0 84. Po 210	75. — 85. —	76. Os 77. Ir 78. Pt 190·9 193·1 195·2
7.	86. Em 222	87. —	88. Ra 226·0	89. Ac 226?	90. Th 232·1	91. Pa 230?	92. U 238·2		

*) Ritka föld fémek.

6	57. La 139·0	58. Ce 140·25	59. Pr. 60. Nd 61 — 62. Sm 140·9 144·3	63. Eu 150·4	64. Gd 152·0	65. Tb 167·3	66. Dy 159·2	67. Ho 68. Er 162·5 163·5	69. Tu 167·7	70. Yb 169·4	71. Lu 173·5	175·0
---	-----------------	------------------	---	-----------------	-----------------	-----------------	-----------------	------------------------------	-----------------	-----------------	-----------------	-------

TUDOMÁNYOS GYŰJTEMÉNY.

A könyvsorozat, melyet ezen a hagyományos régi címen megindítunk, méltóképen folytatni igyekszik Kazinczy és Széchenyi korának legeredményesebb tudományos vállalkozását, mely ezt a címet viseli. Tudományos bevezetéseket és összefoglalásokat ad közre a szellemi és a természettudományok egész területéről; a legjobb tudományos szakérők tollából oly munkákat bocsát ki, melyek a legmagasabb tudományos igények szemmel tartása mellett is közérthetőek, egyszerű, világos, szabatos és áttekinthetően tagolt előadásban tájékoztatnak minden művelt olvasót a tudomány egyes területein elért eredményekről. A könyvsorozat tekintettel van az egyetemi és főiskolai oktatás szükségleteire s különösen figyelmet fordít az egyetemes tudományosság magyar vonatkozású tanulmányaira. A gyűjtemény egyes kötetei gyors egymásutánban jelennek meg.

„Nyilvánvaló, hogy a magyar közönségnek nemcsak irodalmi, hanem tudományos nevelése is állandó követelmény, melynek kielégítésére még csalódások, természetes akadályok és rosszindulatú gáncsoskodások ellenére is lankadatlanul törekednünk kell. És ha a mi folyóiratunk a közönség irodalmi nevelése körül vél szerény szolgálatokat tehetni, örömmel üdvözljük a *közönség tudományos nevelésére hivatott új vállalatot*, a Tudományos Gyűjteményt, mint természetes és szükségszerű kiegészítőjét a mi törekvéseinknek. *Mennyire szükséges ily természetű vállalat, mutatja azt a német Göschen-gyűjtemény kitűnő kötetkéinek nálunk is nagy elterjedtsége. Elégítse ki az új magyar vállalat teljes mértékben és saját szükségleteinkhez igazodva közönségünk azon tudományos igényeit, melyek eddig német importra szorultak.*”
(*Napkelet*, 1922. 656. l.)

Eddig megjelent kötetek:

I.

PRINZ GYULA

egyetemi ny. r. tanár

EURÓPA VÁROSAI

Alapár 2.50 kor.

„A városok alaprajzának földrajzi kutatása természetszerűen szorosabbá fogja fűzni a nagyon meglazult kapcsot a föld-

rajz és a történettudományok között, mert a történettudomány az alaprajzok alaktanában gazdag kútforrás fog találni. Ma, az ilyen kutatás kezdetén, a kutatás és közlés tökéletlensége miatt nehezen látható még az az eredmény, mely a figurális összehasonlításból, a formaelemek stílusából, a formaelemeknek megismétlődő egybekapcsolódásából, elterjedésük határaiból kiolvasható lesz. A kis könyvecske mérnök-olvasói közül bizonyára meg fogják találni többen is az utat a városalaprajz természetrajzához, melynek ismeretéből kell az alaprajzszerkesztésnek kiindulnia. A földrajz ifju nemzedéke pedig lássa meg e könyvecske útján is, hogy a városok régi enciklopedikus leírása élettelen nevezetességek felsorolásaival eltakarja az élő alaprajz tanúságtételével megerősített fejlődéstörténetet, melyet a városok, építőik művelődésével és polgárosodásával, a tájban való természeti behelyezkedéssel és alkalmazkodással átéltek. A városok a táj részei, azzal szorosan egybenőttek, de egymással is genetikusan kapcsolatban vannak." (Az *Előszóból*).

II. és IV.

CHOLNOKY JENŐ

egyetemi ny. r. tanár

ÁLTALÁNOS FÖLDRAJZ

Két kötet.

Az első kötet alapára 5 kor.

A második kötet alapára 8 kor.

„Egyre jobban virágzó földrajzi irodalmunknak évtizedek óta tátongó ürét tölti be Cholnoky élvezetesen megírott, tömör kis könyve. Ez az első kötet a levegő és az oceánok fizikai földrajzát öleli föl, a további a Föld szilárd kérgének és belsejének ismertetését adja, végül a növény-, állat- és emberföldrajz vázlata következnek. A magyar főiskolák diáksága, de a nagyközönség szempontjából is kívánatos, kövessék egymást az általános földrajz további kötetei gyors iramban. A két első, térképekkel és grafikonokkal bőkezűen illusztrált kötet arra vall, hogy a teljes sorozat ugyanoly klasszikus mesterműve lesz az általános földrajznak, mint amilyen Frech breslauer professzornak Teubner útján *Natur und Geisteswelt* sorozatában megjelent s a maga nemében páratlan általános geológiája." (*Magyarság*).

III.

DÉKÁNY ISTVÁN

egyetemi m. tanár

BEVEZETÉS

A TÁRSADALOM LÉLEKTANÁBA

Alapár 3.50 kor.

„A társadalmi lélektan oly területhez hasonlít, amelyet már sokan bejártak ugyan, de térkép felvételéről nem gondoskodtak, hogy az utána következők akadálytalanul s ismert útvonalakon járhassanak. A múlt század speciálista kutatásiránya ezernyi részlettanulmányt termelt, de a sok részlet nem kereste az egységet. Az összetartozó részek százfélé kereshetők fel, s hozhatók össze egy egészet alkotó épületbe. Útra-induláshoz szánjuk könyvünket, ahol az olvasó egy átnézeti térképet vehet maga elé, hogy tájékozódjék mindenekelőtt az egész, annak berendezése, a részek egymásutánja és arányai felől.” (Az *Előszó*ból.)

„Nyugtalanító s továbbdolgozásra ösztönző könyv ez s ebben van főérdeme. A szerző tényleg megadta azt, amit az előszóban ígért: átnézeti térképet.”

(*Koszó János (Napkelet, 1923. 780 l.)*)

V.

GAÁL ISTVÁN

egyetemi m. tanár

A FÖLD TÖRTÉNETE

Alapár 5 kor.

„A Föld történelmének megbízható adatait, amelyeket egyenként, részleteikben több tudomány vizsgál, egységes képpé a történelmi geológia rójja össze. Leginkább az általános földtan és a geografia hordja össze a kyklopszköveket és alappilléreket, mert ez a két tudomány vizsgálja a jelenkor geológiai folyamatait a legszigorúbban. S bizonytal helyes az a megállapításunk, hogy a több száz millió éves geológiai múlt homályába akkor világítunk be legélesebben, ha a mai tényezők, mai történések alapján értelmezzük a múltat. Annak fölismerése, hogy Földünk felszínén és belsejében lényegükben ma is ugyanazok az erők munkálnak bolygónk arculatának folytonos megváltoztatásán, mint aminők a geológiai múltban munkáltak, szerfölött nagy jelentőségű. Elmondhatjuk, hogy a történelmi földtan csak akkor

felel meg hivatásának, ha a felsorolt tudomány-szakok előkészítő és összehasonlító tanulmányainak eredményeit fölhasználva, keresi az egységet, s a földtörténelem egyes elszigetelt adatait ösföldrajzi áttekintéssé, levegős, mozgalmas, napsugaras plein air-képpé varázsolja." (Az *Előszóból*).

VI.

ECKHART FERENC

BEVEZETÉS

A MAGYAR TÖRTÉNELEMBE

Alapár 4.50 kor.

A kis kötet a modern magyar történetírás eredményeit és a szerző saját gazdaságtörténeti kutatásait szélesíti ki a magyar történelem egységes áttekintésévé. Világos és tömör előadásban a honfoglalás történetétől Trianonig vezeti az olvasót a következő fejezetekben: a törzsszervezet kora, a patrimonialis királyság, a rendiség kifejlődése, a rendi Magyarország, a nemzet egységéért és az állam önállóságáért folytatott küzdelmek, a királyi hatalom túlsúlyának kora, a reformkor, a forradalom és következményei, a dualizmus kora. A könyv függeléke részletes szakirodalmi tájékozódást ad a magyar történelem forrásairól és irodalmáról.

VII.

KUNCZ ÖDÖN

egyetemi ny. r. tanár

BEVEZETÉS A JOGTUDOMÁNYBA.

JOGI ENCIKLOPÉDIA.

Alapár 5 kor.

A magyar jogirodalomnak régóta észlelt hiánya, hogy nincsen olyan alkotása, amely a jog kérdéseivel lépten-nyomon találkozó művelt lajkust (kereskedőt, iparost, földbirtokost, mérnököt, orvost, tanárt stb.) világos és megbízható fejtegetésekkel elkalauzolná a jog nagy birodalmában és tiszta képet adna neki azokról a jogintézményekről, amelyeknek befolyása és hatása alól senki magát ki nem vonhatja. Szerző *hézagpótló munkát* végzett, amidőn mindössze 170 oldalt kitevő, tetszetősen kiállí-

tott kis könyvében megbízható tájékoztatást ad mindenkinek a jogfilozófia fontosabb problémáiról és a magánjog (a hiteljogot, a háborus jogot és nemzetközi magánjogot is beleértve) minden egyes kérdésről. A mű, céljának megfelelően nem filozófiai, avagy jogdogmatikai fejtegetéseket tartalmaz, hanem az egyes jogintézményeket (pl. a családot, a magántulajdont, a részvénytársaságot, az értékpapírt, a vételügyletet, a valorizációt stb. stb.) a gazdasági, társadalmi és jogpolitikai szempontok fel-tárással világítja meg és ezzel amíg egyrészt rámutat az egyes jogszabályok indokoltságára, másrésztől megadja az általános alapot a jogintézmények kritikájára is. Nincsen egyetlen fontosabb kérdése és intézménye a magánjognak és általában a gazdasági jognak, amelyről szerző eszméltető és tanulságos fejtegetéseket ne adna. Különösen gazdasági köreinknek fog nagy kenyelmére válni a műnek az a része, amely először kísérli meg a „háborus jog” név alatt összefoglalt új gazdasági jogot megteremtő törvény- és rendelet-dzsungelben a szisztematizálás segítségével az eligazodás megkönnyítését és elválasztani igyekszik e jogalkotások tömegéből az ideiglenest a maradandótól.

+

Legközelebb megjelenik :

Soós Lajos : Az állatok rendszere.

Imre József : Az orvos etikája,

Németh Gyula : Magyar őstörténet.

Jakubovich Emil : Ó-magyar olvasókönyv.

Dávid L. : Bólyai-geometria.

Veress Pál : A valószínűségszámítás.

Bella L. : Magyar archeologia.

A Tudományos Gyűjtemény szerkesztőségének és kiadóhivatalának címe : *DANUBIA KÖNYVKIADÓ RÉSZVÉNY-TÁRSASÁG* (Pécs, Munkácsy Mihály-u. 9.)



Magyar Tudományos Akadémia
Könyvtára 2404/195 2 sz.

