KÖRNYEZETFIZIKA



Környezettudományi alapok tankönyvsorozat

A környezettan alapjai

A környezetvédelem alapjai

Bevezetés a talajtanba környezettanosoknak

Bevezetés a környezeti áramlások fizikájába

Környezetfizika

Környezeti ásványtan

Környezeti mintavételezés

Környezetkémia

Környezetminősítés

Környezettudományi terepgyakorlat

Mérések tervezése és kiértékelése

Environmental Physics Methods Laboratory Practices

Eötvös Loránd Tudományegyetem
Természettudományi Kar

KÖRNYEZETFIZIKA

Szerkesztette:
Kiss Ádám
egyetemi tanár, Atomfizika Tanszék

Írta:
Kiss Ádám
egyetemi tanár, Atomfizika Tanszék

Tasnádi Péter
egyetemi tanár, Meteorológiai Tanszék

Lektorálta: Szunyogh Gábor
habilitált főiskolai tanár, Óbudai Egyetem

TYPOTEX

2012

COPYRIGHT: © 2012-2017, Dr. Kiss Ádám, Dr. Tasnádi Péter, Eötvös Loránd Tudományegyetem, Természettudományi Kar

Lektorálta: Dr. Szunyogh Gábor

Creative Commons NonCommercial-NoDerivs 3.0 (CC BY-NC-ND 3.0)
A szerző nevének feltüntetése mellett nem kereskedelmi céllal szabadon másolható, terjeszthető, megjelentethető és előadható, de nem módosítható.

ISBN 978-963-279-540-9
KÉSZÜLT: a Typotex Kiadó gondozásában
FELELŐS VEZETŐ: Votisky Zsuzsa

TÁMOGATÁS:
Készült a TÁMOP-4.1.2-08/2/A/KMR-2009-0047 számú,
„Környezettudományi alapok tankönyvsorozat” című projekt keretében.



KULCSSZAVAK:

fizika és környezettudomány, sugárzások, az elektromágneses sugárzás spektruma, radioaktivitás, radioaktív sugárzások, a radioaktivitás mérése, az elektromágneses és radioaktív sugárzások biológiai hatása, zaj, zajártalom, a zajártalom elleni védekezés, a légkör és a tengerek áramlásai, a Föld energiamérlege, zivatarok, zivatarláncok, energiafajták, energiatartalékok, energiatakarékosság, megújuló energiák

ÖSSZEFOGLALÁS:

Az utóbbi évtizedekben nyilvánvalóvá vált, hogy az emberiség problémáinak jelentős része állandóan alakuló környezetünkhöz köthető. A nehézségek megoldására a társadalom a tudomány eszközeit vette igénybe. Világossá vált, hogy a környezet állapotával kapcsolatos teendők sokszor multidiszciplinárisak, transzdiszciplinárisak és interdiszciplinárisak. Ebben a könyvben a mára már önállóvá vált környezettudománynak a fizikát felhasználó ágait illetve azok egy részét tárgyaljuk. Foglalkozunk a környezetünket befolyásoló sugárzásokkal, és a sugárzások biológiai hatásával, a zaj és a zajártalom kérdéseivel a környezeti áramlásokkal, valamint az energetika és a környezet kérdésévivel. Ez utóbbi keretében részletesen foglalkozunk a megújuló energiaforrásokkal. Mindezeket a tudományágakat olyan mélységig és olyan matematikai apparátus felhasználásával tárgyaljuk, ami a környezeti alkalmazásokhoz szükséges és lehetővé teszi a környezeti tartalmak biztos megértését.

TARTALOMJEGYZÉK

1. Bevezetés 9

1.1. A környezettudomány és a fizika kapcsolata 9

1.1.1. A környezettudomány és a fizika kapcsolódási pontjai 10

1.2. A környezetfizika kiemelt témakörei 16

2. Sugárzások környezetünkben 20

2.1. Az elektromágneses spektrum 20

2.2. A radioaktív környezet 23

2.2.1. Az atommag 23

2.2.2. Az atommagok alapvető tulajdonságai 26

2.2.3. A környezeti radioaktivitás 31

2.3. A radioaktív sugárzások tulajdonságai 35

2.3.1. A radioaktív sugárzások jellemzői 35

2.3.2. A radioaktív sugárzások fajtái 37

2.4. Radioaktív sugárzások kölcsönhatása az anyaggal 47

2.4.1. A töltött részecskék kölcsönhatása az anyaggal 48

2.4.2. Gamma-sugárzás kölcsönhatása az anyaggal 58

2.4.3. Neutronok kölcsönhatása az anyaggal 67

2.5. Sugárzásdetektorok áttekintése 69

2.5.1. A részecskedetektorok néhány általános tulajdonsága 70

2.5.2. A részecskedetektorok típusai 74

2.5.3. Töltött részecskék mérése szcintillációs detektorokkal 86

2.5.4. Gamma-sugárzás megfigyelése szcintillációs detektorokkal 86

2.5.5. A félvezető detektorok 91

2.5.6. A részecske pályáját láthatóvá tevő detektorok 96

3. A sugárzások biológiai hatásai 98

3.1. Az ionizáló sugárzások és a biológiai rendszerek 98

3.1.1. A radioaktív sugárzások fizikai dózisai, dózisfogalmak, dózisegységek 99

3.1.2. A radioaktív sugárzások biológiai hatásaira vonatkozó alapfogalmak ... 100

3.1.3. A sugárhatások szakaszai és a sugárbiológiai folyamatok kiváltó okai 103

3.1.4. A sugárbiológiai folyamatokat befolyásoló körülmények 105

3.1.5. Az ionizáló sugárzások hatása az élővilágra 106

3.2. Az ionizáló sugárzások hatása emberre 108

3.2.1. Környezetünk ionizáló sugárzásainak dózisjárulékai 108

© Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

3.2.2. A sugárzások hatása az emberre ... 109
3.2.3. A sugárvédelem ... 112
3.3. A nem ionizáló sugárzások egészségügyi hatásai ... 113
3.3.1. A nem ionizáló elektromágneses sugárzások dozimetriája ... 115
3.3.2. A nem ionizáló elektromágneses sugárzások egészségügyi hatásai ... 116

4. Hangok és zaj a környezetünkben ... 123

4.1. A hang fizikájának alapjai ... 124
4.1.1. A hanghullámokról ... 126
4.1.2. A hangok frekvenciaspektruma ... 128
4.2. Az ember és a hang ... 129
4.2.1. Az emberi fül ... 129
4.2.2. Az emberi hallás ... 131
4.2.3. A zaj hatása az emberekre ... 133
4.3. A zajok jellemzése ... 134
4.3.1. A zajok intenzitásszint jellemzője ... 134
4.3.2. A zajok időbeni lefolyásának jellemzői ... 136
4.3.3. A zajvédelemben alkalmazott zajjellemzők ... 138
4.3.4. Zajszintek, zajszintszabályozás ... 139
4.4. Zajforrások, a zaj terjedése ... 140
4.5. A zaj elleni védekezés ... 142
4.5.1. Jogszabályok a zajkibocsátásról ... 143
4.5.2. A technikai zajvédelem ... 144
4.5.3. A zajvédelem jövője ... 147

5. Környezeti áramlások ... 149

5.1. Bevezetés ... 149
5.2. A légkörben ható erők ... 149
5.2.1. A nyomási gradiens erő ... 150
5.2.2. A gravitációs erő ... 151
5.2.3. A súrlódási erő ... 151
5.2.4. A forgó rendszerben fellépő tehetetlenségi erők ... 152
5.2.5. A nehézségi erő és a gravitációs erő ... 153
5.2.6. A Föld lapultságának következményei ... 154
5.3. A Föld távolról nézve ... 155
5.3.1. A Föld energiamérlege ... 155
5.3.2. A Föld tengelye dőlt ... 158
5.4. Az általános légkörzés ... 159
5.4.1. Az általános légkörzés cellás szerkezete ... 159
5.4.2. A Rossby-modell ... 162
5.5. A tengerek áramlásai ... 163
5.5.1. A szélfútta tengeráramlások ... 164
5.5.2. A szél és a tengerfelszín kölcsönhatása ... 165

5.5.3. Az Ekman-spirál 166
5.5.4. A tehetetlenségi áramlás 168
5.5.5. A ciklonális és anticiklonális áramlás hatása a tengermozgásra 168
5.6. A mélységi áramlások 170
5.6.1. A termohalin cirkuláció 170
5.7. A légkör mozgásegyenletei 172
5.7.1. A hidro-termo-mechanikai egyenletrendszer 172
5.7.2. A légköri mozgásegyenletek egyszerűsítései 173
5.7.3. A horizontális mozgásegyenletek 174
5.8. A légkör egyensúlyi mozgásai 175
5.8.1. A geosztrofikus mozgás 175
5.8.2. A súrlódás szerepe a geosztrofikus áramlás módosításában 177
5.8.3. A közepes szélességek egyensúlyi áramlásai 178
5.8.4. A geosztrofikus és a gradiens szél összehasonlítása 181
5.8.5. Az alacsony szélességek egyensúlyi áramlásai 182
5.9. A zivatarfelhők összetétele és keletkezése 182
5.9.1. Méretek, összetétel 182
5.9.2. A konvekció 183
5.9.3. A vízgőz és a csapadék 184
5.9.4. Az újjáéledő felhők: zivatarláncok és szupercellák 185
5.9.5. Többcellás zivatar 186
5.9.6. A szupercella 186

6. Energetika és környezet 188

6.1. Energia és Energetika. Az energetikában használt fogalmak és egységek 188
6.2. Az energiatermelés és az emberi társadalmak 190
6.2.1. Az emberiség jelenlegi energiafogyasztásáról 190
6.2.2. A társadalom energiaellátásának szükségessége 192
6.3. A jelenlegi energiaellátás 196
6.3.1. Az ásványi energiahordozó tartalékok 196
6.3.2. A jelenlegi energiaellátás problémái 200
6.3.3. Magyarország energiaellátása 203
6.4. A jövő biztonságos energiaellátásának elemei 206
6.5. Az energiatakarékosság kilátásai 207
6.5.1. Az energiatakarékosság elvi lehetőségei 207
6.5.2. Energiatakarékosság a gyakorlatban 208
6.6. Energiatermelés megújuló energiaforrásokból 213
6.6.1. A Föld energiaháztartása és a megújuló energiaforrások 213
6.6.2. A Nap energiájának közvetlen felhasználása 216
6.6.3. A szélenergia hasznosítása 222
6.6.4. A vízenergia hasznosítása 230
6.6.5. A biotömeg energetikai hasznosításának lehetőségei 236
6.6.6. A hullámenergia 240
6.6.7. A geotermikus energia 240

6.6.8. Az árapály-energia hasznosítása 249
6.7. Energia az atommagokból 250
6.7.1. Energiatermelés atommagok hasításával 251
6.7.2. A fúziós energiatermelés lehetősége 266
6.8. Energiapolitikai megjegyzések 272

7. Függelék 274

7.1. Ajánlott olvasmányok 274
7.2. Fogalomtár 275
7.3. Animáció 307

1. BEVEZETÉS

1.1. A környezettudomány és a fizika kapcsolata

Az utóbbi évtizedekben egyre nyilvánvalóbbá vált, hogy az emberiség problémáinak jelentős része állandóan alakuló környezetünkhöz köthető. Ebben természetesen óriási szerepet játszott az, hogy az emberi civilizáció évezredei óta mindig, de az ipari forradalom után egészen nyilvánvalóan a társadalmak egyre bonyolultabbá válása együtt járt a környezet vissza nem fordítható megváltoztatásával. A Földön élő emberek száma a történelem során mindig növekedett, de amikor az ipari forradalom és az ezzel egyidejűleg kiteljesedő tudományos-technikai fejlődés jelentősen kibővítette a Föld népességeltartó képességét, ez a Föld lakosságának robbanásszerű megnövekedéséhez vezetett. A XX. század közepén mintegy 3 milliárd ember élt a Földön, a XX. és a XXI. század fordulóján ez a szám már jóval 6 milliárd fölött volt. Ezzel párhuzamosan az ember környezetátalakító tevékenysége egyre nagyobb méreteket öltött. Mindez visszahatott a természeti környezetre és egyre több olyan jelenséghez vezetett, amely felvetette a megindult folyamatok hosszú távon való fenntarthatóságának kérdését.Az emberi tevékenység és a természeti folyamatok kölcsönhatása kézzelfogható társadalmi-gazdasági nehézségekkel jelentkezett. A nehézségek megoldására a társadalom a tudomány eszközeit vette igénybe. A XX. század közepe táját nyilvánvalóvá vált azonban, hogy a klasszikus természettudományok, társadalomtudományok, vagy a műszaki tudományok módszerei és eszközrendszere külön-külön általában alkalmatlanok a felmerülő feladatok megoldására. Ezeket legtöbbször csak más tudományterületek ismereteinek és eszközeinek bevonásával lehet megközelíteni. Világossá vált, hogy a környezet állapotával kapcsolatos teendők sokszor multidiszciplinárisak, transzdiszciplinárisak és interdiszciplinárisak. Az elmúlt 50 év során azután olyan változások mentek végbe, amelyek lépésről-lépésre a korábban kialakult tudományterületektől eltérő kérdésfelvetést, módszereket és eszközöket alakítottak ki. Ily módon született meg a mai ***környezettudomány***.

A környezettudomány a természetes, valamint a művi környezet és az emberi tevékenység kapcsolatának tudománya. Célja a természeti és emberi környezet törvényszerűségeinek, egymásra hatásuknak, egymásra utaltságuknak megismerése, a környezet változásainak feltárása. Egyik fontos feladata a környezetet érő hatások és az emberi tevékenység mértékének modellekkel történő leírása, másik a kísérleteken és elméleti vizsgálatokon alapuló predikció, amelynek segítségével a környezeti károk előre jelezhetők, illetve meghatározhatók azok a műszaki és jogi követelmények, amelyek betartása esetén a környezetet érő terhelés meghatározott érték alatt tartható, a környezeti rehabilitáció megvalósítható. Ily módón a környezettudomány körvonalazza a környezetvédelem fő feladatait, eredményei elengedhetetlenek a hatékony környezetvédelem számára. A környezettudomány kutatási területe kiterjed az összes földi szférára, így az atmoszférára, a hidroszférára, a litoszférára és természetesen a bioszférára. Ezeket azonban nem elszigetelten vizsgálja, hanem az egész környezetet összefüggéseiben szemléli, és nagy figyelmet szentel a különböző szférák közötti kölcsönhatások kutatásának. Műveléséhez több klasszikus tudományág módszereinek együttes alkalmazása szükséges.[1]

[1] A Környezet- és Természetvédelmi Lexikon *(2002, főszerkesztő Láng István)* ide vonatkozó címszavának felhasználásával összeállított meghatározás.

© Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

A környezettudomány a mai világ egyik legdinamikusabban fejlődő tudománya. Ráadásul úgy tűnik, hogy térnyerése a közeli és hosszabb távú jövőben még gyorsan növekedni is fog. A fejlődését a társadalmi, gazdasági igény kényszeríti ki: az élet minden területén megnyilvánuló problémahalmaz tetteket követel. Ezek megalapozásához szükség van a környezet és a környezetünkben lejátszódó folyamatok minél alaposabb megismerésére, megértésére.

A környezettudomány és a klasszikus tudományok kapcsolata, különösen a környezettudomány és a tradicionális természettudományok viszonya külön elemzést érdemel. Általában igaz az, hogy a biológia, a fizika, a földtudományok és a kémia szakterülete lényegesen szélesebb annál, mint amit a környezettudományi problémák megoldása tőlük egy-egy területen megkövetel. Ugyanakkor a környezet kérdései legtöbbször nem egy, hanem több tudományterületnek egyszerre adnak feladatokat. Nem ritka, hogy egy-egy, a környezettudományhoz tartozó téma műveléséhez az összes többi tudományterület ismeretére szükség van. Ebben az értelemben beszélhetünk a természettudományos szakterületek és a környezettudomány átfedéséről.

1.1.1. A környezettudomány és a fizika kapcsolódási pontjai

Az előbbi megjegyzések érvényesek a környezettudomány és a fizika kapcsolatára is. Általában igaz – és ez a fizika alapvető jellegéből következik –, hogy szinte minden környezeti jelenség megértéséhez fizikai ismeretekre ***is*** szükség van. Látni fogjuk, hogy vannak olyan, az előző meghatározás szerint a környezettudományhoz tartozó témák, amelyek csak a fizika eszközrendszerével közelíthetők meg, és vannak olyanok is, amelyek a fizikai szemlélet és a fizikai módszerek nélkül bár meg sem közelíthetőek, mégis a lényeget meghatározó mozzanatok egy másik tudományterülethez állnak közel.

A következőkben a teljesség igénye nélkül, röviden tárgyaljuk a környezet megismerésnek azon területeit, ahol a fizikai ismeretek megkerülhetetlenek. E tárgyalás célja kettős. Egyrészt szeretnénk, hogy az áttekintés elemzésével eljussunk azokhoz a témákhoz, amelyeket a *környezetfizika* legfontosabb kérdéseihez sorolunk, és amelyeket ez a tankönyv részleteiben is tárgyalni fog. Másrészt olyan témák megemlítésével, ahol a fizika szerepe meghatározó, de mi a környezetfizikában mégsem tárgyaljuk, fel kívánjuk hívni a figyelmet arra, hogy a fizika megismerése hány további területen segítheti a környezet jelenségeit megérteni kívánó hallgatókat.

Fizikai jelenségek a Föld kialakulásában. A Föld kialakulásának korai folyamatai elsősorban fizikai folyamatok voltak. A Föld anyaga mintegy 6 milliárd évvel ezelőtt része volt egy szupernóva-robbanásnak, amely meghatározta a mai Naprendszer anyagösszetételét. A Föld – amely mintegy 4,5 milliárd éves – fejlődését, azaz bolygónk anyagának elkülönülését, magjának kialakulását, a kontinensek és óceáni medrek kialakulását a geológia a fizikában megismert törvények felhasználásával alapvetően sikeresen, a mai megfigyelésekkel összhangban írja le. A Föld ma ismert kérgének, felszínének kialakulása lényegében fizikai folyamatok eredménye. A Föld belsejében lezajló folyamatokra a fizikai eszközeinek felhasználásával következtetünk. A kontinensek ma is folyó vándorlását a Föld belsejében lezajló konvekciós folyamatok megismerésével, termodinamikai modellezésével lehet megérteni. A felszíni jelenségek igen sok vonatkozásában, így a vulkáni tevékenységben, a földrengések rendszerében, a felszíni formák kialakulásában, a hegyképződésben, medencék kialakulásában szinte mindig a fizikai folyamatok a meghatározóak.

A Föld energiaháztartása. A Föld energiaháztartásának megismerése kiindulópontja a környezeti állapot kialakulásának. A fő energiaforrás természetesen a Nap sugárzása. Ennek törvényszerűségeit a fizika írja le, és a fizikai tulajdonságok ismerete kell ahhoz is, hogy azokat a folyamatokat megismerjük és követni tudjuk, amelyek a földfelszín hőmérsékleti viszonyait alapvetően meghatározzák. Ugyanakkor elvileg más forrásból származik a geotermikus jelenségeket kialakító energia. Mai ismereteink szerint ez az energia csak kisebb részben származhat a Föld eredeti, forró állapotának megmaradt termikus energiájából, nagyobbrészt a Föld anyagának kialakulását megelőző szupernóva-robbanásban keletkezett hosszú, milliárd év nagyságrendű felezési idővel rendelkező radioaktív atommagok bomlásából származik. Ez ugyanis az egyetlen jelenség, amely mai ismereteink szerint energiát termelhet a Föld belsejében. – A Föld energiaháztartásában csupán kicsiny szerepet játszik a harmadik, előzőektől független energiaforrás, amely a Föld és a Naprendszer, de elsősorban a Hold gravitációs energiájából származik. Bár a Föld–Hold gravitációs rendszerből csupán kevés energia csatolódik ki, mégis ez a kölcsönhatás az oka az egyik látványos környezeti jelenségnek, a dagály és az apály a rendszeres változásának. Itt a jelenség megértésének alapja ismét a fizika.

A légkör és a klíma. Környezetünk egyik meghatározó tényezője a légkör, e nélkül az élet ki sem alakulhatott volna. Tulajdonképpen a tudomány egyik legnagyobb felkészültséget igénylő területe a légkörrel kapcsolatos kérdések megértése. Már a jelenlegi légkör kialakulásának története is több nyitott tudományos kérdést vet fel, amelyek a Föld fizikai tulajdonságainak (például gravitációjának) ismerete nélkül nem válaszolhatók meg. De a jelenlegi légköri jelenségek egyszerű megfigyelése, a legfontosabb jellemző paraméterek (nyomás, páratartalom, hőmérséklet stb.) kiválasztása és gyakorlati meghatározása is fizikai alapfogalmakhoz kötődik. A légkör mai ismereteink szerint bonyolult összefüggésekkel vezérelt olyan rendszer, amelynek alaptörvényeit a fizika adja meg. Bár a mai tudomány úgy gondolja, hogy a légkörben lezajló, a légkör alkotói közötti kölcsönhatásból származó összes jelenséget külön-külön jól ismeri, a Föld teljes felszínére mintegy 100 km magasságig kiterjedő, óriási számú és igen különböző fizikai állapotú részecske, alrendszer kollektív viselkedésének leírása, megértése még az eddig elért nagy eredmények ellenére is túl van a jelenlegi tudomány teljesítőképességének határán. Ráadásul a légkör viselkedése a Föld energiaháztartásával szoros kapcsolatban van, annak ismerete nélkül nem is tárgyalható.

A légkör hosszú távú globális viselkedése az éghajlat, a klíma. Ez a megfigyelt terület időjárási viszonyainak összességét jelenti. A klimatikus viszonyoktól környezetünk számos vonatkozásban alapvetően függ. Meghatározza az adott területen kialakuló növény és állatvilágot, egyáltalán az emberi társadalom működésének kereteit. A klíma a Földön lezajló globális jelenségektől függ. Ezek vizsgálatakor számos olyan jelenség játszik fontos szerepet, amelynek megértését és előrejelzését a fizikai törvények ismerete és alkalmazása teszi lehetővé. A példák között említhetjük a Föld energiaháztartásával kapcsolatos fizikai folyamatokat, a Nap elektromágneses sugárzásának a földi légkörrel való kölcsönhatását, azokat a tényezőket, amelyektől a Föld visszaverő képessége (albedója) függ, ugyanennek a sugárzásnak a légkörön való áthaladását, majd a beérkező energiának hosszabb hullámhosszon való kisugárzási folyamatait. A klímát kialakító számos jelenség között is különlegesen érdekesek az óceáni áramlási rendszerek, amelyek a Föld méreteihez képest egyáltalán nem elhanyagolható távolságra szállítanak anyagot és energiát. Gondoljunk itt például a Golf-áramlatra, amely a Mexikói-öbölből Európa északi partjaihoz szállít hőenergiát, és amely érdemben meghatározza, az azonos szélességi körön fekvő észak-amerikai terüle-

tekhez képest meglepően enyhévé teszi az észak-európai klímát. A globális áramlásokkal kapcsolatban felvethető számtalan kérdésre a hidrodinamika és a termodinamika törvényei adhatják meg a választ. – Bár ezek a példák természetesen csak kiragadottak, de általában állíthatjuk, hogy az éghajlat tanulmányozása fizika nélkül nem lehetséges, éppúgy nem, mint az utóbbi évtizedekben egyre nagyobb figyelmet kapó, az emberi társadalmak fenntarthatóságát erősen befolyásoló globális klímaváltozási jelenségek sem.

Fizikai folyamatok a víz körforgásában, az óceánokban lezajló áramlási folyamatokban, felszíni vízáramlásokban. A víz a földi környezetet alakító egyik legfontosabb anyag. Főleg a Földön található óriási mennyiségű, mintegy 2 milliárd köbkilométer ($2\cdot10^{18}$ tonna tömegű) víz miatt látszik kéknek bolygónk a világűrből nézve. A földi víz mintegy 15%-a kémiailag kötött, a maradék globális víztározókban, főleg az óceánokban található. Az előbb már szóltunk arról, hogy az óceáni áramlások milyen fontos szerepet töltenek be a klimatikus jelenségek kialakításában. Fontos kérdés, hogy maguk az óceáni áramlások miért alakulnak ki. Az áramlások tanulmányozásakor számos érdekes törvényszerűség mellett kiderül, hogy a tulajdonságok kialakulásakor milyen meghatározó szerepe van a Föld tengely körüli forgásából származó Coriolis-erőnek, a különböző hőmérsékletű, sótartalmú és így kicsit eltérő sűrűségű víztömegek kölcsönhatásának, vagy annak a ténynek, hogy a víz (a legtöbb más anyaggal szemben) fagyáskor kisebb sűrűségű, mint néhány fokkal magasabb hőmérsékleten.

A légköri víz az előbb említett földi összmennyiségnek természetesen csak kicsiny része, mintegy 13 ezer köbkilométer, amelynek 99%-a a troposzférában található. A víz körforgása önmagában igen érdekes jelenség mind energetikai, mind áramlástani oldalról. Ugyanakkor a körforgás a környezet alakításának legfontosabb folyamatainak egyike. Meglepő, hogy a légköri vízkészlet átlagosan 9 naponként megújul (évente kb. 40 alkalommal), miközben a víz egy része még halmazállapot-változáson is átmegy. Az alapjelenségek (a párolgás, a felhőképződés, a felhők vándorlása, a kicsapódás és a csapadékképződés, a vizek levezetése, elnyelődése, újabb összegyűlése stb.) kivétel nélkül csak a fizika módszereivel ismerhetőek meg.

Anyagok terjedése a környezetben. Környezetünk állapotának változásai minden esetben anyagmennyiségek vándorlásával, zavarok, jelek terjedésével, energia kisugárzásával, elnyelésével járnak együtt. Ezek mind fizikai folyamatok. Természetesen a korábban említett éghajlati jelenségek kivétel nélkül ide tartoznak. Ugyanakkor az anyagok fizikai terjedése a környezettudomány legalapvetőbb kérdései közé tartozik. Gondoljunk csak arra, hogy hogyan jutnak el vivőközegek segítségével, sodródással, áramlással a felszínt alkotó hordalékok a keletkezési helyükről egy másik helyre, vagy – emberi tevékenységgel kapcsolatos példát véve – hogyan jutnak el a környezetet degradáló szennyezések a gyártelepekről a lakótelepekre.

A környezeti állapot megőrzésének fontos mozzanata a melléktermékek, hulladékok kezelése. Ezek között számos olyan van, amely mérgező, vagy káros az emberekre, a bioszférára. Ráadásul ezek halmazállapota is különböző lehet. Így a környezetvédelem alapproblémáihoz tartozik a hulladékok kezelése, megnyugtató, hosszú távra szóló tárolása, elhelyezése. A helyes eljárások mind feltételezik, hogy ismerjük azokat a fizikai folyamatokat, amelyek során az anyagok környezetünkben terjedhetnek akár a légkörben, akár a vizekben, folyókban, akár egyéb módon a felszínen. Ezen folyamatok törvényszerűségeit részben az áramlások, részben a diffúzió vizsgálata adja, amelyeknél meglepő, kollektív jelenségek léphetnek fel. Gondoljunk itt az örvényképződés szabályaira, amelyek például

magyarázatot adnak arra is, hogy miért gyűlik össze a víz felszínén úszó szemét a hídpilléreknek áramlási oldalain. Mindezekben a jelenségekben az áramló közeg fizikai paraméterei (sűrűsége, nyomása, hőmérséklet-eloszlása, és egyéb, hely és idő szerint változó adatai) játsszák a főszerepet.

A környezeti hangjelenségek, a zaj. A hang különleges szerepet játszott a fejlettebb állatok, az ember törzsfejlődésében, és rendkívüli fontosságúvá vált az emberi civilizáció fejlődésében. A természet tele van hanggal, zajjal, amelynek nagy része az élettelen környezettől származik. Itt tisztán fizikai jelenségnek tekintendő, amely bizonyos rezgéskeltő folyamatokat kísér. Az emberi társadalomban azonban a beszéd, az információ egyik, talán legfontosabb hordozójaként központi szerepet kap. Hogyan alakítja a hang az emberi környezetet? A zene örömmel tölt el, a zaj óriási stresszt okozhat. A körülöttünk lévő hangok, zajok a környezet minőségét alapvetően meghatározó tényezők.

A hang jellemzésére használt paraméterek meghatározása, a hang terjedésének szabályai, a hang és a fizikai környezet kölcsönhatásainak vizsgálata a fizika feladata. Azonban azok a kérdések, amelyek a hang és hangsorozatok információtartalmával, a hang fiziológiai hatásaival, az emberi környezetben betöltött szerepével, a nem kívánt hangok, a zajok kérdéskörével foglalkoznak, már a környezettudomány fontos fejezetéhez tartoznak. A zajok pokollá tehetik az egyébként megfelelő környezetet. Hogyan védekezzünk a zajszennyezés, a nem kívánt hangok ellen? A válaszok legtöbbször a fizikát hívják segítségül.

Ionizáló és nem ionizáló sugárzások. A földi környezetet kialakító folyamatok, a napsugaraktól az árapályjelenségen át a geológiai jelenségekig mind valamilyen sugárzás kibocsátásával, keletkezésével járnak együtt. Környezetünkben mindenhol fellépnek elektromos és mágneses terek, amelyeknek térben és időben periodikus rezgései jeleket, energiát közvetítenek, kölcsönhatásban állnak a környezetben lévő anyagokkal. Ráadásul az elektromágneses hullámok hullámhossza és frekvenciája a természetben igen széles, mintegy húsz, ténylegesen megfigyelt nagyságrendet átfogó tartományban változhat. A majdnem sztatikus terektől a rádióhullámokon, a mikrohullám-tartományon, az infravörös és az ultraibolya frekvenciák közötti látható fényen (ez a lehetséges frekvenciatartományból csupán egy igen kicsiny részt jelent) át a röntgen- és a kemény gamma-sugárzásokig az elektromágneses hullámok jelenségköre óriási gazdagságot mutat. A Nap energiája elektromágneses sugárzás útján kerül a Földre. Ennek a Föld energiaháztartásában – mint láttuk – döntő szerepe van, és előfeltétele volt a bioszféra kialakulásának.

Az elektromágneses sugárzásokon kívül a részecskesugárzások is részei a természetnek! A Föld anyagában lévő hosszú felezési idejű radioaktív atommagok nagy energiájú alfa- és béta-részecskék kibocsátásával bomlanak. Ezek a radioaktív atommagok környezetünkben mindenütt megtalálhatóak. Például az építőanyagokban található egyik elemnek, a káliumnak a 1,25 milliárd év felezési idejű, 40-es tömegszámú izotópja (^{40}K) a kálium természetes összetételében 0,0127% részaránnyal szerepel. De nemcsak természetes, hanem emberi tevékenység által létrehozott radioaktivitás is van környezetünkben. Ennek legmarkánsabb példái az atomenergia hadi és békés célra való felhasználásánál keletkezett és keletkező radioaktív anyagok. Ezek aktivitása igen nagy is lehet. – A Földön megfigyelt részecskesugárzások másik forrása a kozmikus sugárzás, amely részben a Napban lezajló folyamatokból, részben pedig távoli csillagokban lejátszódó nukleáris folyamatokból származik.

A sugárzások komoly változásokat okoznak a biológiai rendszerekben. Ezért az erre vonatkozó ismeretek nagy társadalmi érdeklődést váltanak ki. A környezetfizika ebből a

szempontból – mint érdemben más jellegű biológiai reakciót kiváltó jelenséget – a sugárzásokat nagy energiájú, ionizációt kiváltó, úgynevezett ionizáló sugárzásokra és az alacsony energiájuk miatt ionizációt kiváltani képtelen, nem ionizáló sugárzásokra osztja. Környezetvédelmi szempontból az ionizáló sugárzásoknak van lényegesen nagyobb szerepük. A sugárzások hatásmechanizmusának vizsgálata nyilván igényli a biológia és az orvostudomány eszköztárát, ugyanakkor a kiindulási állapotot a mag- és atomfizikában megismert folyamatok jelentik, a kísérleti megfigyelés eszközeit is a fizika szolgáltatja.

Az energetika, energiatakarékosság, energiaforrások alkalmazásának környezeti hatásai. Az emberi társadalmak energiaellátása az energetika. Az energetika kérdései általában nagyon összetettek, a kérdések helyes megválaszolása több tudományterület együttműködését tételezi fel. Ilyen értelemben az energetika nem fizika, de a természettudományok közül a fizikához áll a legközelebb, a környezetfizika szerves része.

Az energetika, a mai fejlett társadalmak energiával történő ellátása a civilizáció egyik sorskérdése. Az energiaválság kifejezés azt a felismerést tartalmazza, hogy míg a bonyolult emberi közösségek fenntartásához óriási mennyiségű energia folyamatos biztosítására van szükség, addig egyrészről azok a főleg fosszilis források (olaj, földgáz, szén), amelyeket jelenleg használunk, végesek és geopolitikailag aggályos területi eloszlást mutatnak, másrészről ma még kevéssé látszanak azok a megfelelő kapacitású, technikailag megvalósítható, gazdaságilag, társadalmilag kívánatos energiaforrások, amelyek a jelenlegiek helyére léphetnek.

A jelenleg mintegy 85%-ban felhasznált fosszilis források készletbecslése nem egyszerű feladat sem tudományosan, sem politikailag. Ugyanakkor a természetben még ugyanaz a típusú energiaforrás is, például az olaj, tulajdonságaiban nagy variabilitást mutat a különböző lelőhelyek szerint. Így nehezek és nagy bizonytalansággal terheltek az energiatartalomra vonatkozó becslések. Azonban minden becslés megegyezik abban, hogy a jelenlegi ütemben fogyasztva a földgázt és a kőolajat, egy generáción belül komolyabb ellátási nehézségekkel kell számolnunk. Ráadásul a fosszilis energiaforrások alkalmazása súlyos környezeti kihívást is jelent. Ezek közül csak az egyik az, hogy az energiafelszabadításnál szén-dioxid keletkezik, amely az üvegházhatáson keresztül hozzájárulhat a Föld beláthatatlan következményekkel járó klímaváltozásához.

A környezetfizika elvileg tárgyalni tudja az energiaprobléma megoldása legegyszerűbb lehetséges módjának, az energiatakarékosságnak a kérdéseit. Fizikai ismeretek birtokában, azt elemezve, hogy mire használják a modern társadalmak az energiát, minden egyes felhasználásnál becslést adhatunk arra, hogy milyen megtakarításoknak van realitása. Ezen az úton érdemes is végigmenni, és felismerni azokat az alkalmazásokat, ahol jelentős takarékossági tartalékok vannak.

A másik lehetséges kitörési irányt a tágabb értelemben vett megújuló energiák felhasználása jelenti. Itt számításba jön a nap-, a szél-, a víz-, a geotermikus energia hasznosítása, valamint a biomasszára alapuló energiatermelés, amelyek lényegi elemeikben a környezetfizika keretein belül tárgyalhatóak. A fizikusnak itt rá kell mutatnia, hogy ezen energiaforrások mindegyikének igen alacsony az energiasűrűsége, és főleg e tény miatt valószínűtlen, hogy ezek az energiaforrások a következő néhány évtizedben teljes mértékben képesek legyenek kiváltani a fosszilis forrásokat. A ma bizonyítottan egyetlen nagytechnológia, amely jelentősen segíthetne a fosszilis források kiváltásában az atomenergia, amelyet azonban – számos ok miatt – komoly társadalmi csoportok elleneznek. Ezen vitatott területek egyike a nukleáris hulladékok elhelyezésének kérdése. Itt magának a felvetett proble-

mának, az előidézett feladat nagyságának, társadalmi szerepének a megértéséhez is a fizika komolyabb ismerete szükséges. Csak az alapvető magfizikai és atomfizikai ismeretek birtokában lehet áttekinteni a fúziós energiatermelés lehetőségeit és kilátásait.

Az energetika kérdéseinek általános tárgyalásakor a fizikai ismeretek megkerülhetetlenek. Talán a fizikus szemlélete az, amely a legalkalmasabb az energetika globális problémáinak értékelésére, az energiapolitikai alternatívák elfogulatlan elemzésére. Ugyanakkor hangsúlyozni kell azt is, hogy a környezetfizika eszköztára nem elegendő az egyes energiafajták minden szempontból kimerítő megtárgyalására.

Anyagtudomány, új környezetbarát technológiák, környezettudatos gyártási technológiák. A XX. század végének és a XXI. század elejének fizikájában az egyik legdinamikusabban fejlődő területe az anyagtudomány. A környezetben található természetes anyagok megismerése és a mesterségesen előállított anyagok megtervezése területén az elmúlt néhány évtizedben forradalminak nevezhető fejlődésnek lehettünk tanúi. A gyártási folyamatokban vagy más emberi tevékenységben felhasznált anyagok minőségének azonban komoly hatása van környezetünk állapotára. A technológiai folyamatoknál, de lényegében bármely emberi tevékenységnél ugyanis mindig keletkeznek melléktermékek, hulladékok, amelyek végső soron arra várnak, hogy vagy környezetbarát módon integráljuk őket a természetes környezetünkbe, vagy elzárjuk őket a természetes életterektől.

Az Európai Unióban évente több mint 2 milliárd tonna ipari hulladék keletkezik. Ez azt jelenti, hogy minden európaira mintegy 4 tonna ipari hulladék jut, amelyből kb. 80 kg veszélyesnek számít. A környezet megóvásának, a fenntartható fejlődés biztosításának egyik alapvető feladata az, hogy kontinensünk képes legyen kezelni ezt az óriási mennyiségű hulladékot.

A környezet megóvásának fontos eleme, hogy az ipari folyamatokban lehetőleg olyan anyagokat alkalmazzunk, amelyek kevéssé szennyezik a környezetet, olyan eljárásokat, technológiákat fejlesszünk ki, amelyek hatásai kevéssé szennyezőek, kezelhetők a környezeti problémák szempontjából. Az iparban felhasznált anyagok osztályozása, megtervezése, a környezetbarát technológiák, gyártási módszerek elveinek tárgyalása, hulladéktisztítási, beosztási módszereinek kidolgozása mind olyan kérdések, amelyek szorosan illeszkednek – más tudományterületek mellett – a környezetfizika feladataihoz.

Fizika a környezetalakításban. A modern világ társadalmai folyamatosan és nagymértékben átalakítják azokat a környezeti viszonyokat, ahol élnek, léteznek. Gondoljunk csak a bányászatra, a minden talpalatnyi területet felhasználni kívánó mezőgazdaságra, az urbanizáció mindenütt tapasztalt gyors kialakulására és terjedésére, az ipari termelés mindenhová történt behatolására, a környezetalakító tevékenység legkülönbözőbb formáira az útépítéstől kezdve a folyamszabályozásokon keresztül, a energiát a fogyasztóhoz eljuttató elektromos távvezetékekre, vagy gázcsőhálózatra. Egy-egy vidék környezete a néhány évszázaddal ezelőtti esetleg akkor még természetes állapotához képest mára gyakran már többszörösen átalakult, de szinte mindenütt megfigyelhető a folyamatos változás.

A tájgazdálkodás és tájépítés manapság rendkívüli dinamizmussal fejlődő tudományágai szolgáltatják a modern, környezeti szempontokat figyelembe vevő elvi alapokat, hogy ezt a Föld szinte minden zugára kiterjedő, az emberi társadalmak által kezdeményezett és végrehajtott folyamatos átalakulást hogyan kellene irányítani. E két tudományterület azonban tele van olyan felismerésekkel, amelyek gyökere a fizikai ismeretekben van. Az egy-egy komolyabb beruházáshoz – legalábbis a fejlett országokban – megkövetelt hatástanulmányok általában egy sor olyan kérdésre követelik meg a választ, amelyekhez gyakorlati

fizikai (leggyakrabban mechanikai, termodinamikai, áramlástani, sugárbiológiai) ismeretekre van szükség.

A környezet különleges, fizikai okú szennyezései. Elsősorban az emberi tevékenység, de természeti jelenség is lehet olyan környezeti anomália oka, amelyet a fizika által tárgyalt fogalmak segítségével írhatunk le. Ilyen anomália lehet egy terület hőtani szempontból megváltozott jellemzője. A hőenergia különböző módokon, a fizikai törvényeknek megfelelően terjedhet a vizsgált területen, és ennek a bioszférára gyakorolt hatása a legtöbb esetben egyáltalán nem elhanyagolható. Itt külön felhívjuk a figyelmet azokra a meggondolásokra, amelyek egy-egy ipari üzem, erőmű hőtermelésével kapcsolatban felmerülhetnek. – Egy másik ilyen különleges anomália a fényszennyezés. A fénykibocsátás természetes velejárója a társadalmi folyamatoknak és ma még ritkán fordul elő, hogy az ellene való védekezés tényleges nehézséget okozzon. Kivételt talán azok a csillagászati megfigyelések jelentenek, amelyeket a Földről kívánnak elvégezni. – Az űrkutatás évtizedei alatt igen sok űrhajó, űrhajódarab, alkatrész került a Földet közvetlenül körülvevő térségbe. Ezek leltárba vétele, megfigyelése nehéz feladat, és az űrtevékenységnél okozhat bonyodalmakat.

Fizikai módszerek a környezeti állapot meghatározásában, szerepük a modern méréstechnikában. A környezettudomány egyik kiinduló feladata a környezeti állapot legfontosabb jellemző paramétereinek meghatározása és e paraméterek hosszabb időtartamra és a kiválasztott térségre vonatkozó megfigyelése, monitorozása. Ezen a területen szinte nem lehet olyan mérési módszert kiválasztani, amely ne követelne meg fizikai alapismereteket.

A környezeti paraméterek egy része közvetlenül a fizikában bevezetett mennyiség. Ilyen például a hőmérséklet, a nyomás, az áramlási sebesség és még sok más paraméter. Más környezeti paraméterek olyan alapvető folyamatokra vonatkoznak, mint például az elektromágneses besugárzás frekvencia- és energiasűrűség szerinti eloszlása, vagy az ionizáló, illetve a nem ionizáló sugárzási teljesítmény monitorozása. Ezen paraméterek rutinszerű megfigyelése a fizikusok által kifejlesztett eszközökkel történhet.

Van azonban ezen kívül további olyan terület is, ahol – bár magának a mérési eredménynek, megfigyelt környezeti paraméternek nincsen közvetlenül köze a fizikához, mégis maga a módszer fizikai indíttatású, magát a módszert nem lehet megérteni alapos fizikai felkészültség nélkül. Ide tartoznak a spektroszkópiai módszerek. A teljesség igénye nélkül említjük meg itt az infravörös abszorpciós spektroszkópiát, az optikai abszorpciós módszer, a röntgen-fluoreszcencia anyagvizsgálatokat, a mag-, illetve elektron mágneses rezonancia spektroszkópiát, a Mössbauer-effektus vizsgálati módszerét, vagy a Raman-spektroszkópiát. Ezek a módszerek a modern környezetvizsgáló anyagtudomány hatékony, általában rendkívüli pontosságú, eszközei, amelyeket ma már kiterjedten alkalmaznak a legkülönfélébb megfigyelési és monitoring eljárásokban.

1.2. A környezetfizika kiemelt témakörei

Az előbbi elemzésünkből nyilvánvaló, hogy a környezettudomány szinte minden területén hasznosak a fizikai ismeretek. Mégis az előbbi áttekintésünk csak kiindulópontul kíván szolgálni abban a kérdésben, hogy mit tekintünk a környezetfizika most kialakuló tudományterületéhez tartozónak.

A környezettudományt az a társadalmi igény hívta létre, amely felismerte, hogy az emberi tevékenység maradandó és nem csak pozitív változásokat eredményez a természeti környezetben. Ezek a változások már sokkal hamarabb nyilvánvalók voltak, mint ahogy az ipari forradalom kiteljesedett, legelőször a XIX. második felének Angliájában. Azonban az ipari forradalom volt az első olyan időszak, amikor bizonyos területeken rövid idő alatt a környezet nyilvánvaló és széles társadalmi rétegek számára nehezen elfogadható romláson, degradáción ment át. Ráadásul az ipari forradalommal kezdődött az az időszak is, amelyet a népesség számának robbanásszerű növekedése is jellemzett. Az akkor fejlettnek számító világban, Nyugat-Európában és Észak-Amerikában fő társadalmi jelenséggé vált az urbanizáció. Mindez az évtizedeken át exponenciális növekedést mutató ipari termeléssel, a hulladékok tömegének hasonló ütemű, jelentős megnövekedésével, a bányászat, a kohászat félelmetes mértékű kiszélesedésével felvetette azokat a jövőre vonatkozó kérdéseket, amelyek a környezet átalakulásának további, az addigihoz mérhető gyorsaságú fenntartásával voltak kapcsolatosak. A felmerülő kérdések sürgető időszerűséggel és halaszthatatlansággal léptek fel, és nyilvánvalóan több szempontú megközelítést igényeltek.

A kérdések sora az elmúlt néhány évtizedben jelentősen kibővült. Az emberi társadalmak a II. világháború lezárásaként kialakuló új világpolitikai és gazdasági rendben olyan átalakuláson mentek keresztül, amelyeket egyszerre jellemzett a népesség nagymérvű növekedése, az ipari termelés és ezzel együtt az ipari hulladékok mennyiségének szédületes növekedése és a gyors politikai átalakulás. Egyre szélesebb körben vált felismeréssé, hogy e több évtizeden keresztül fenntartott folyamatoknak határuk van, és ha a Földet az életre alkalmas módon kívánjuk átadni gyermekeinknek, unokáinknak, akkor bizonyos átalakulásoknak gátat kell vetni. Ehhez pedig meg kell teremteni azokat a tudományos elvi alapokat, amelyek segítségével ki lehet jelölni a kívánatos jövő irányát és ki kell dolgozni azokat a társadalmi mechanizmusokat, amelyekkel demokratikus körülmények között meghozhatók a felismert szükséges intézkedések. A XX. és a XXI. század fordulójának sok tudományos, gazdasági, társadalmi és politikai jelensége lényegében erről szól.

A demokratikus társadalmakban a társadalom tagjai közösen hozzák meg azokat a döntéseket, amelyek az átalakulások irányait megszabják. Ez azt jelenti, hogy egy-egy, a társadalom jelentős részét érintő kérdésre az emberek többségének ki kell alakítania az állásfoglalását. Ilyen kérdések összefüggethetnek a ténylegesen felmerülő gyakorlati problémákkal, így a hulladékgazdálkodással, az energetikával, a szennyezések problematikájával: bármely döntésnél a társadalom előnyhöz juthat, csökkentheti a környezeti károkat, vagy valamilyen kockázatot vállalhat. A feladatok megoldása általában összetett szaktudást igényel, amelynek lényegét döntéshozatalra közel kell hozni a feltehetően egyre műveltebb választópolgárhoz. Ilyen szempontból igen fontos szerepük lehet a tanároknak, hiszen ők azok, akik rendelkezhetnek olyan alapismeretekkel, amelyek elegendően mélyek a környezeti problémák és azok megoldási alternatíváinak megértéséhez. A tanárok a jövő generáció értelmiségének nevelőiként tudásukat átadhatják tanítványaiknak, akik így szakszerű ismeretekkel, mint szavazó polgárok felelős döntést hozhatnak. – Ezzel a szemmel nézve a környezettudomány és a fizika kapcsolatában néhány olyan témakör emelkedik ki, amely általános tudományos és társadalmi érdeklődést válthat ki.

A modern világ egyik fontos jelensége, hogy széles körben használja ki azokat a lehetőségeket, amelyek az **elektromágneses sugárzások alkalmazásával és az ionizáló sugárzást kibocsátó anyagok** felhasználásával nyílnak meg a telekommunikációban, az egészségügyi szolgáltatásokban, az anyagvizsgálati módszerekben. A hasadásos atomreaktorokban az energiatermelés, igaz, hogy a hasonló kapacitású fosszilis energiatermelési

folyamatokban keletkező hulladékokkal való összehasonlításban igen kicsiny térfogatú, de nagy veszélyességű nukleáris hulladék keletkezik. Ráadásul a hidegháborús politikai szembenállás elvezetett a nagyhatalmak nukleáris felfegyverkezéséhez, ami a légköri robbantások révén komoly mennyiségű mesterségesen keltett radioaktivitást juttatott a környezetbe. Ugyanakkor e sugárzások a természet részét is jelentik, a bioszféra, az emberiség sugármentesítése elérhetetlen illúzió. – A környezettudomány egyik fontos olyan feladata, amelyet a fizika felé fogalmaz meg, éppen az ionizáló és nem ionizáló sugárzások környezeti szempontból való megítélése, kezelése és a megfelelő sugárvédelmi intézkedések kezdeményezése.

A környezettudomány és a fizika fontos érintkezési pontja az **áramlásokkal, az anyagok természetben való szállításával, terjedésével** kapcsolatos kérdéskör. E téma magában foglalja a légkör, az óceánok áramlásainak alapvető jelenségeit, ugyanakkor kiindulópontul szolgál a környezetvédelemben és a természetvédelemben oly fontos anyagtranszport, így a szennyezésterjedés vizsgálatának és a folyamatok előrejelzésének. Mindez különös hangsúlyt kaphat akkor, amikor oly sok szó esik a klímaváltozásról, az okairól, vagy egy-egy ipari üzem légnemű, folyékony vagy szilárd halmazállapotú hulladékának, melléktermékének a légkörbe, a környezetbe, egyszóval a bioszférába való kiengedéséről. Tényleges gyakorlati vonatkozást is kapnak ezek az áramlással, diffúzióval, vagy a kaotikus anyagterjedéssel kapcsolatos ismeretek az új beruházások hatásainak tanulmányozásánál. Környezetünk alakulása, alakítása szempontjából az anyagterjedésre vonatkozó ismeretek megkerülhetetlenek.

Az egyes emberek jólétét, jó közérzetét komolyan befolyásoló külső tényező a **környezeti zaj**ok kérdésköre. Ahogyan említettük, a hangnak nevezett rezgések vizsgálata tisztán fizikai feladat. Azonban a hangrezgések spektrumának korlátozott részét az ember (és az állatvilág) érzékelni tudja és így a környezetünkben a hangok kérdése fontos társadalmi kérdéssé válhat. Ezen a ponton a környezettudomány – tudva azt, hogy a zajok és a zajszennyezés kérdésköre messze túlmegy a hangok fizikáján – kénytelen segítségül hívni a fizika módszereit, mennyiségeit, paramétereit és méréstudományát a környezet zajállapotának felméréséhez és a zajvédelem eszközeinek kidolgozásához. A zaj kérdéskörében – mondhatjuk – a fizika a fiziológiával, az orvostudománnyal, a lélektannal és a jogalkotással működik együtt a környezetvédelem érdekében.

A bonyolult társadalmak energiaéhsége óriási. Sok évtizeden keresztül olcsó és bőséges energia állt rendelkezésre. A felhasznált energia működtette az egyre bővülő termelési folyamatokat, az emberi társadalmak folyamatai is (így például az urbanizációs átalakulások) rengeteg energiát igényeltek. Lassan értek meg annak a feltételei, hogy társadalmi méretekben világossá váljon: az emberiség fenntarthatatlan pályára került a fosszilis energiahordozók napjainkig megfigyelhető intenzitású felhasználásával. Mára éppen a környezettudomány jóvoltából világossá vált, hogy az **energetika** az emberiség egyik megkerülhetetlen sorskérdése. Egyrészről a társadalmi folyamatok fenntartása a modern világ óriási lélekszámával elképesztő mennyiségű energiát igényel, másrészről a jelenlegi energiatermelési szerkezet sem a források végessége szempontjából, sem a járulékos környezeti ártalmak oldaláról, sem a globális politikai feszültségek vonatkozásából nem tartható fenn. A társadalmak felelős gondolkodói keresik a választ ezekre a kérdésekre. Így át kell tekinteni a lehetséges energiamegtakarítási módokat, foglalkozni kell a megújuló energiaforrásokkal, át kell tekinteni azokat a problémákat, amelyek a népesség jelentős részét eltántorítják az atomenergia szélesebb felhasználásának támogatásától és vizsgálni kell a fúziós energia felhasználásának lehetőségét is.

A környezettudomány és a társadalom ennek a világosan sok tudományterületet érintő problémakörnek átfogó jellegű megközelítését várhatja el a környezetfizikától. A fizikusi látásmód tiszta fogalmaival, kikristályosodott és a feladathoz illeszkedő mértékrendszerével egyrészről lehetőséget ad az eddigi, már történelminek tekinthető folyamatok tárgyszerű értékelésére, a jelenlegi helyzet globális elemzésére, másrészről éppen azoknak az ismereteknek a birtokában, amelyekkel az energiatakarékosság és az egyes energiafajták felhasználásával történő energiatermelés potenciálisan az igényekhez mérten megbecsülhető, előrejelzést adhat az energetikával kapcsolatos döntések várható hatásaira.

A fenti megfontolással végrehajtott elemzés új beállításba helyezheti az energetika társadalmi megítélését. A megismerés következtetések levonására is alkalmas lehet, amely energiapolitikai döntésjavaslatok fontos kiindulópontjává válhat. A környezettudománynak pedig nem lehet távolabb tekintő célja, mint ilyen döntési alternatívák világos megfogalmazása.

Úgy gondoljuk, hogy a környezetfizika szűkebb értelemben vett témaköreihez a fenti témák tartoznak, ezeket fogjuk részletesen tárgyalni. A témakörök a mai környezettudomány aktívan művelt területeihez tartoznak úgy, hogy általános társadalmi érdeklődésre tartanak számot, a válaszokkal a társadalmi igények kielégítését szolgálják.

A többi, a környezettudomány és a fizikai kapcsolódásánál említett kérdéskört a környezettudomány más társtudományai is tárgyalják, vagy a társadalmi érdeklődés kisebb irántuk. Így azokkal e könyvben nem foglalkozunk.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

2. SUGÁRZÁSOK KÖRNYEZETÜNKBEN

Környezetünk egyik legalapvetőbb tulajdonsága, hogy szinte mindenütt megfigyelhetünk valamilyen sugárzást. A sugárzás lehet például elektromágneses sugárzás, kozmikus sugárzás vagy valamely radioaktív atommagból, vagy más mesterséges forrásból származó részecske (korpuszkuláris) sugárzás: alfa-, elektron-, pozitron-, neutronsugárzás vagy neutrínó sugárzás. A környezeti sugárzások intenzitása, a részecskék fajtája, energiája változatos lehet, a sugárzás energiasűrűsége pedig igen széles tartományban vehet fel értékeket.

A környezeti sugárzások ismertetésénél mindenekelőtt bemutatjuk, és röviden áttekintjük az elektromágneses hullámok széles jelenségkört átfogó spektrumát. Az elektromágneses sugárzások alacsony frekvenciájú (kis energiájú) része a nem ionizáló környezeti sugárzásokhoz tartozik, míg a nagyfrekvenciájú (nagy energiájú) része az anyaggal úgy hat kölcsön, hogy ionizáló képességgel rendelkező másodlagos töltött részeket vált ki.

A következőkben a sugárzásokat a környezeti hatások szempontjából kívánjuk vizsgálni. Látni fogjuk, hogy a sugárzások hatásainak rendszerezésénél jelentős határvonal az, hogy a vizsgált sugárzás képes-e ionizálni, vagy nem. Az ionizáló sugárzásoknak minden szempontból markáns hatásuk van, míg a nem ionizáló sugárzások következményei lényegesen kisebbek. Látni fogjuk, hogy a bioszférára való hatásuk alapján lényegesen nagyobb a jelentőségük az ionizáló sugárzásoknak, és a hatások számbavétele is ennél a típusnál igényel több megfontolást. Ennek megfelelően fő szempontunk az lesz, hogy a sugárzás képes-e az anyagban ionizációt létrehozni, vagy nem.

Ebben a fejezetben az elektromágneses sugárzások spektrumának ismertetése után az ionizáló sugárzásokkal foglalkozunk. Röviden összefoglaljuk az atommagokkal kapcsolatos legfontosabb ismereteket, foglalkozunk a radioaktivitás jelenségével, megbeszéljük a radioaktív sugárzások alapvető tulajdonságait, ismertetjük e sugárzások anyaggal való kölcsönhatásainak legfontosabb mozzanatait és áttekintjük a sugárzások megfigyelésére kifejlesztett detektorokat.

2.1. Az elektromágneses spektrum

Az elektromágneses sugárzás a környezetfizikai jelenségek talán legjellegzetesebbje. A biológiai lét alapját is jelenti. Mindenütt jelen van és minden tárggyal, anyaggal, biológiai rendszerrel kölcsönhatásba lép. A jelenségkör határait az egyik oldalon a sztatikus elektromos és mágneses terek jelölik ki, a másik oldalon a határ a legnagyobb energiájú megmért kozmikus eredetű γ-kvantum.

Az elektromágneses hullámok térben és időben periodikusan változó elektromos és mágneses tereket jelentenek. Ezek az elektromos és a mágneses terek a terjedési irányra merőlegesek, vagyis az elektromágneses hullámok transzverzális hullámok. Az elektromos és a mágneses terek (a forrásoktól távol) egymásra is merőlegesek. Az elektromágneses hullámok tulajdonságai erősen függenek attól, hogy milyen a sugárzás frekvenciája.

Az elektromágneses hullámok hossza és a frekvencia között a

$$\lambda = \frac{c}{f}$$

összefüggés áll fenn, ahol λ a hullámhossz, c a fénysebesség a vizsgált közegben és f a frekvencia. A kísérletek megmutatták azt is (lásd később), hogy az elektromágneses hullámok kvantum- és részecsketulajdonságokat is mutatnak. Az elektromágneses kvantum, a foton E energiája

$$E = h \cdot f,$$

ahol h a Planck-állandó (értéke $h=6{,}62 \cdot 10^{-34}$ J·s).

A fénysebesség vákuumban 299 792 458 m/s, amit a legtöbbször $3 \cdot 10^8$ m/s-nak veszünk, anyagban az anyagtól függően kisebb. Így λ=1 km, ha ν=300 kHz és $\lambda=10^{-9}$ m (1 nm), ha $\nu=3 \cdot 10^{17}$ Hz.

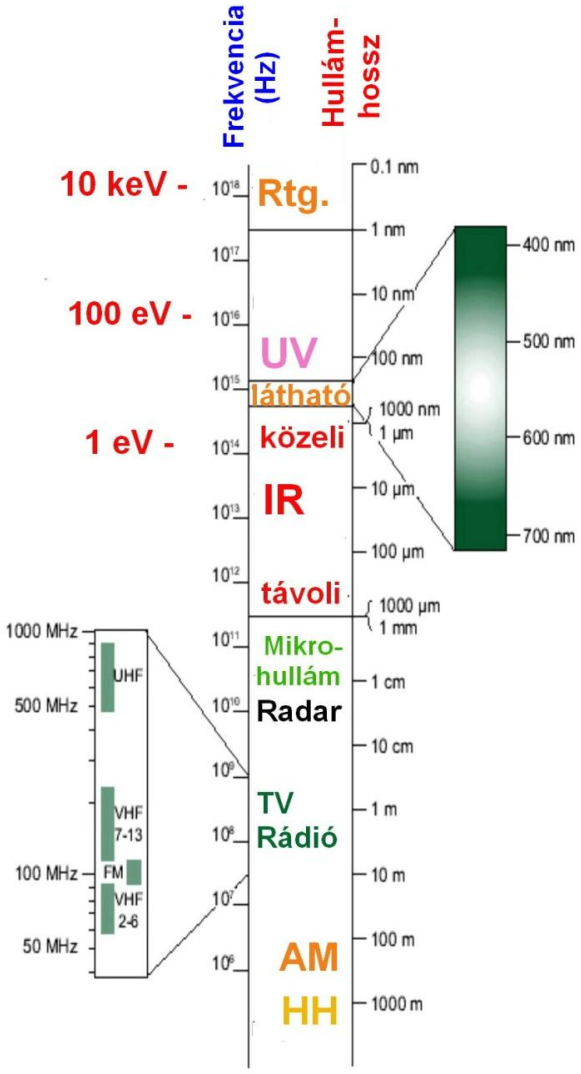
Az elektromágneses hullámok spektrumát a 2.1. ábra mutatja. A spektrum 100 Hz-től 10^{18} Hz-ig, több mint 16 nagyságrenden keresztül logaritmikus léptékben mutatja az elektromágneses tartományokat.

A 2.1. ábra legtöbb részletében önmagáért beszél. Az AM-tartomány az amplitúdó modulált hosszú- és középhullámú rádiófrekvenciás tartományt mutatja. A TV és az FM a televízió földi adásánál alkalmazott frekvenciatartományt és a frekvenciamodulált, ultrarövidhullámú néhányszor 10 cm hullámhosszúságú tartományt jelenti. A mikrohullámok a mm hosszig rövidülnek, amely alatt az infravörös tartomány következik. A látható fény a 780–380 nm hullámhossztartományban található a vörös fénytől a kékig. A frekvencia itt 10^{15} Hz körül van. Ezt követi a már szemmel nem látható ultraibolya sugárzás, amelynek hullámhossza – kissé önkényes meghatározással – 1 nm-ig tart. Ebben a tartományban éri el a foton az ionizációhoz szükséges, jellegzetesen ~30 eV energiát 10^{15} Hz-nél (PHz), és körülbelül eddig tart a nem ionizáló elektromágneses tartomány.

Az ultraibolyánál rövidebb a hullámhossza a klasszikus röntgensugaraknak, itt a frekvencia néhányszor már 10^{18} Hz. A hozzájuk tartozó kvantumok energiája 1 és 10 keV között van. A mintegy 10 keV energiánál nagyobb energiájú elektromágneses hullámokat gamma-sugaraknak is hívjuk. Az 1 MeV kvantumenergiájú γ-k frekvenciája közelítőleg $2 \cdot 10^{21}$ Hz, a hullámhossz pedig 10^{-13} m nagyságrendű. A legnagyobb gamma energiákat (néhányszor 10 GeV kvantumenergiával) a kozmikus sugárzásban figyelték meg.

Az elektromágneses spektrum előbbi bemutatásából láthattuk, hogy az elektromágnesség milyen óriási jelenségkört fed le. Érdemes még arra is felhívni a figyelmet, hogy az egyes tartományok egymástól nem válnak élesen el, és a fizikai szóhasználat is megenged többfajta elnevezést ugyanabban az átmeneti tartományban. Így például röntgensugárzásnak hívjuk a néhányszáz eV tartománytól a 100 keV-ig terjedő energiájú fotonokat, ha az atomok belső héjain történő átmenetekből származnak. De ugyanebben az energiatartományban már gamma-sugárzásról beszélünk, ha a fotonok az atommagok állapotainak elektromágneses átmeneteiből származnak.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE



2.1. ábra: Az elektromágneses hullámok spektruma. Az ábra bal oldalán a frekvenciát mértük fel Hz-ben, a jobb oldal a megfelelő hullámhosszt mutatja. A nagy frekvenciájú tartományban néhány helyen a frekvenciával arányos kvantumenergiát is feltüntettük eV egységben. (A jelölések a szokásosak. – HH: hosszúhullámú, AM: amplitúdó modulált, IR: infravörös, UV: ultraibolya és Rtg.: röntgensugárzást jelent.)

A Földön a legfontosabb elektromágneses sugárzó a Nap. A Földre érkező sugárzás teljesítménye nagyjából $178 \cdot 10^{15}$ W (178 PW). A napsugárzás spektrális teljesítménysűrűség eloszlásának maximuma a látható tartományban, 450 nm körül van (ami szép példáját adja a látással kapcsolatos természetes kiválasztódásnak). A Föld sugárzása az infravörös tartományba esik, legnagyobb értéke 10µm hullámhossznál figyelhető meg.

A modern világ számos eszköze elektromágneses hullámokat alkalmaz. Az energiaátvitel általában váltófeszültséget használ. Ennek következménye, hogy a Földnek alig van olyan pontja, ahol az 50, vagy 60 Hz-es hátteret ne lehetne kimutatni. A rádió, a televízió, a radar és a mobiltelefonok mind elektromágneses sugarakat dolgoznak fel, adójuk ilyen hullámokat bocsát ki. Ezek a sugárzások állandóan érnek minket, ennek ellenére a mai tudomány meglepően keveset tud élettani hatásaikról. Az elektromágneses sugárzások sugáregészségügyileg is nagyon eltérő tulajdonságú tartományokat fognak át.

2.2. A radioaktív környezet

Az ionizáló sugárzások természetes környezetünkhöz tartoznak, annak részét képezik. A minket érő ionizáló sugárzások kisebb része a kozmikus sugárzással érkezik a Földre, nagyobb része a Földön található természetes és mesterséges sugárzó anyagokból, a radioaktív atommagokból származik. Ezért, ha környezetünk sugárforrásait meg kívánjuk ismerni és érteni szeretnénk, akkor előbb a sugárzásokat kibocsátó részek tulajdonságait kell megismernünk: az atommagokat.

2.2.1. Az atommag

Az anyag a legalapvetőbb megfigyelések szerint atomokból épül fel. A szabad atomok kifelé elektromosan semlegesek. Átmérőjük 1 és 2 Å (1 Å=10^{-10} m) közötti és csak enyhe növekedést mutatnak annak függvényében, hogy a könnyebb, vagy a nehezebb atomokról volt szó. A XIX. század végén felfedezték, hogy az atom alkotórészei között van az atomnál 3–4 nagyságrenddel kisebb tömegű is, az elektron, és az is bebizonyosodott, hogy az atomok kémiai tulajdonságai azzal kapcsolatosak, hogy az elektronburokban összesen hány elektron van. Mindebből következett, hogy az atomok tömegének legnagyobb részét a pozitív töltésű anyagnak kell hordoznia.

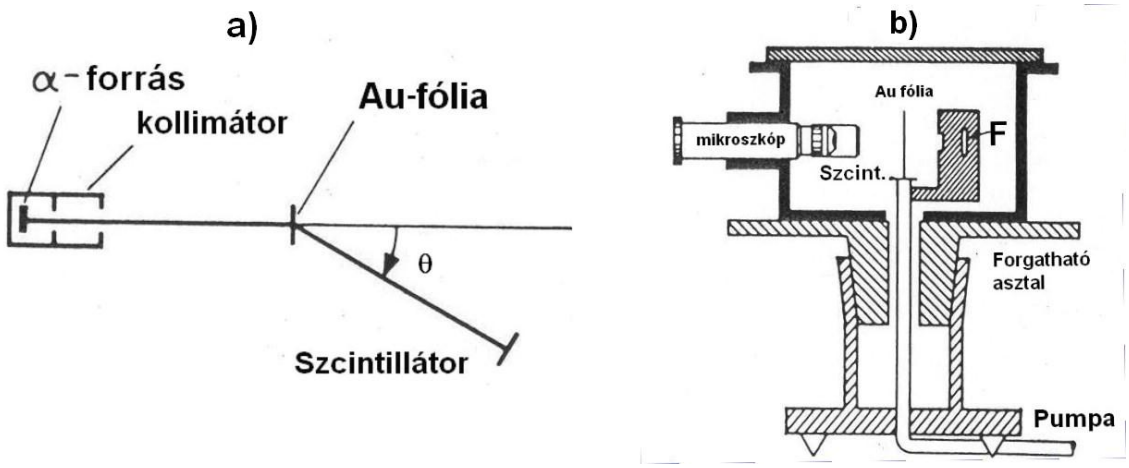
Az atomok belső szerkezetét először *Ernest Rutherford* (1971–1937) vizsgálta kísérletileg a XX. század első éveiben. Addigra már ismertek néhány radioaktív sugárzó anyagot és azt is felismerték, hogy ezek közül néhány nagy, mintegy 5 MeV mozgási energiával rendelkező α-részecskét bocsát ki. Ezekről a pozitív töltésű részecskékről addigra már megállapították, hogy tömegük a héliumatomok tömegével egyezik, töltésük pozitív előjelű és nagyság szerint kétszer nagyobb az elektron töltésénél.

Rutherford ezekkel az α-részecskékkel próbálta az atomon belüli töltéseloszlást vizsgálni. Abból indult ki, hogy ha ezek a részecskék az atomokba behatolnak, akkor annak megfelelően, hogy mekkora elektromos tereket találnak ott, kisebb-nagyobb mértékben el fognak térülni. Várakozása csak az lehetett, hogy az eltérülések, ha egyáltalán meg lehet figyelni azokat, kicsik lesznek. Ez a várakozás abból következik, hogy amennyiben az atom ~10^{-10} m kiterjedésű térrészében a pozitív töltések egyenletesen vannak elosztva, akkor nagy elektromos terek nem alakulhatnak ki, és így egy olyan nagy mozgási energiájú részecske, mint az 5 MeV energiájú α-részecske nem nagyon térülhet el eredeti útvonalától. A kísérlet nagyon hasonlít ahhoz, mint amikor egy gépágyú lövedékének eltérülését egy papírlapon való áthaladás nyomán vizsgálnánk.

Rutherford és két munkatársa, *H. Geiger és R. Mardsen* a kísérleteket 1909 és 1913 között végezte a cambridge-i Cavendish laboratóriumban. A kísérletben az α-részecskékkel vékony aranyfóliát bombáztak. A kísérleti elrendezés elvét a 2.2. a) ábra mutatja.

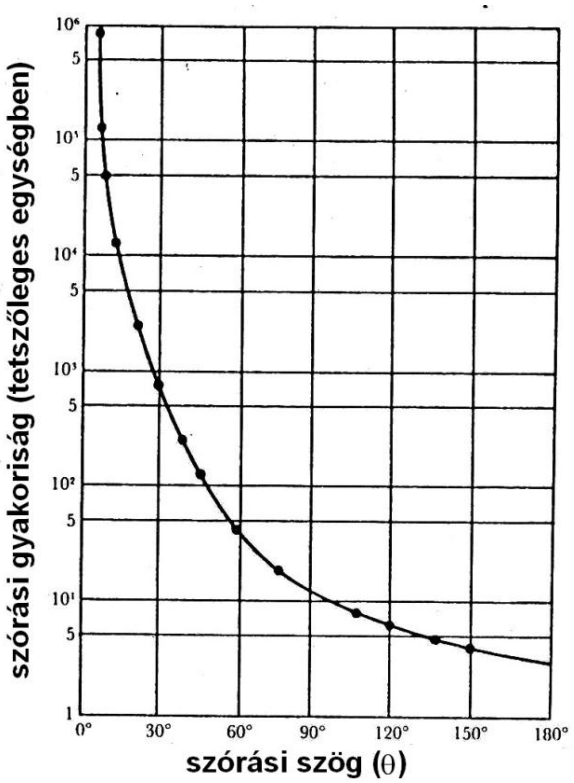
Az α-forrásból kijövő részecskéket a forrás (preparátum) megfelelő elhelyezésével kollimálták, azaz közel párhuzamossá tették. Az így kapott α-sugarat vékony aranyfóliára irányították. A szóródott α-részecskéket cinkszulfid kristállyal, ami az α-rész beérkezésekor a látható fénytartományba eső felvillanást mutat (szcintillál), detektálták. Természetesen az egész kísérleti elrendezésnek vákuumban kellett lennie, azért, hogy az α-részecskéket a levegő molekulái ne szórják szét (az 5 MeV körüli α-részek hatótávolsága normál állapotú levegőben 1 cm körül van). – A ténylegesen megvalósított kísérleti berendezést 2.2. ábra b) része mutatja be.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE



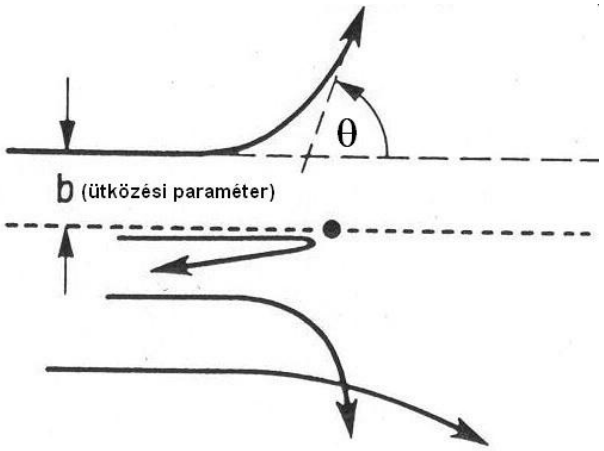
2.2. ábra: Az a) ábrarész a Rutherford-kísérlet elvi vázlatát, a b) pedig a ténylegesen megvalósított berendezést mutatja be, azt, amivel a híres kísérletet elvégezték. (Az a) ábrán Θ a szórási szöget jelenti.)

Az eredeti kísérleti eredményeket a 2.3. ábra mutatja. A függőleges tengelyen a Θ szögben megfigyelt, a detektorra eső részecskék szórási gyakoriságát mérték fel logaritmikusan, tetszőleges egységekben. A kísérleti eredményeket a pontok jelzik. – Az ábrából kiderül, hogy nemcsak hogy vannak jelentős mértékben eltérített α-részecskék, de még olyanokat is megfigyeltek, amelyek ~150^{o}-ban, tehát majdnem visszaszórással térültek el!



2.3. ábra: Az eredeti Rutherford-kísérlet eredménye. A mérési eredményeket a pontok jelzik, a görbe a pontszerű atommagot feltételező modell szerinti számítás eredménye. A számított értéket és a kísérleti eredményt a legkisebb szögű mérési pontnál összenormálták

Ez a meglepő kísérleti eredmény csak úgy lehetséges, ha az atomon belül óriási térerősségek lépnek fel. Ez viszont csak akkor történhet meg, ha a pozitív töltés és a hozzá tartozó tömeg nem az atom teljes térfogatában oszlik el, hanem annak kis részében zsúfolódik össze. Ekkor valóban felléphetnek nagy elektromos taszító erők, hiszen az α-részecske, ha éppen eltalálná ezt a kis kiterjedésű, de nagy tömegű pozitív töltésű alkotórészt, akkor a két részecske közel kerülve egymáshoz nagy erőt fejthet ki egymásra.



2.4. ábra: Az α-részecskék szóródása pontszerű atommagon

Az előbbi gondolatokat illusztrálja a 2.4. ábra. Ezen három különböző pályán mutatjuk be, hogy az α-részecskék a centrális ütközéstől eltérő, három különböző ún. ütközési paraméterrel (tehát a centrális ütközést kijelölő pályától eltérő, az attól való távolsággal jellemzett) pályán milyen szögben térülnek el. Természetesen az α-részecske és az atommag legkisebb távolsága (ahol legnagyobb a taszító erő) a három esetben más és más.

A Coulomb-erő tényleges alakjával elméletileg könnyen kiszámítható a pontszerű Z_2 rendszámú atommagon szóródó Z_1 rendszámú részecske Rutherford-szórásának (a pontszerű magon történő Coulomb-szórásának) a szórási gyakoriságát. Ennek alakja:

$$szórásgyakoriság \sim \left(\frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{4 \cdot E} \right) \cdot \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}},$$

ahol E az α-részecske kinetikus energiája és e az elemi töltés. Ezt görbét mutatja be a 2.3. ábra úgy, hogy a legkisebb szöghöz tartozó mérési pontra igazították az ennek a kifejezésnek megfelelő értéket.

A 2.3. ábrából látható, hogy a kísérleti eredmények kiválóan illeszkednek az elméleti görbére. Ez azt igazolja, hogy az a feltételezés, hogy az atomon belül a pozitív töltés egy kicsiny részben van összezsúfolódva, jól leírja a valóságot. Valóban, az eredeti Rutherford-kísérletben csupán a legnagyobb szórási szögeknél láttak eltérést az elméleti görbétől. Ezt Rutherford úgy interpretálta, hogy ezeknél a szögeknél az α-részecske és az atommag már ténylegesen összeért és ebből az atommag méretére következtetett.

A Rutherford-kísérletet természetesen később, a nagyobb energiájú részecskéket előállítására alkalmas gyorsítókon megismételték. Ennek az a nyilvánvaló előnye, hogy a nagyobb energiájú α-részecskék már sokkal kisebb szórási szögeknél olyan közel kerülhetnek a vizsgált atommagokhoz, hogy azok kiterjedése kényelmesen meghatározható. Ugyanakkor ezeket a méréseket is az jellemzi, mint az eredeti kísérletet, hogy kis szögeknél a pont-

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

szerű atommaggal számolt Coulomb-szórás jól leírja a szögeloszlást. Nagyobb szögeknél eltérés figyelhető meg: a szórásgyakoriságok kisebbek lesznek, mint a pontszerű töltés modelljéből adódó értékek. Az, hogy milyen szögnél következik be ez az eltérés, a mag kiterjedésére ad felvilágosítást.

Az atommagok sugaráról a kísérletek bebizonyították, hogy a tömegszám köbgyökével arányos. Minden a természetben előforduló, vagy ahhoz közeli atommagra vonatkozólag jó közelítést ad az

$$R = R_0 \cdot A^{\frac{1}{3}}$$

ahol $R_0 \approx 1{,}2$ fermi (10^{-15} m). Ez az összefüggés azt jelenti, hogy az atommagok sűrűsége lényegében nem függ attól, hogy melyik atommagról van szó, hiszen a térfogat – a fenti összefüggés értelmében – a tömeggel arányos. Másrészt ebből kiszámíthatjuk az atommagok sűrűségét. Ez óriásinak, 10^8 tonna/cm^3-nek (azaz cm^3-ként 100 millió tonna) adódik!

Az előbbi kísérletek bizonyították, hogy az atom úgy épül fel, hogy van egy néhány fermi sugarú pozitív töltésű magja, amelyben összezsúfolódik az atom tömegének 99,98%-a és az összes pozitív töltés. Ezt a kicsiny, de nagy tömegű atommagot veszi körül az elektronfelhő, amelynek kiterjedése 1–2 Angström (10^{-10} m). Így az elektronfelhő az atommagnál mintegy tízezerszer nagyobb, de az atom tömegének csupán 0,02%-át hordozza. Az atom természetesen kifelé semleges.

2.2.2. Az atommagok alapvető tulajdonságai

Az atommagok fizikája a modern fizika egyik igen gazdag tudományterülete, fő eredményeinek akár csak vázlatos áttekintése is messze meghaladja e fejezet kereteit. Helyette az atommagok legfontosabb tulajdonságait foglaljuk össze.

Az atommagok a pozitív töltésű protonokból és a protonnal közel azonos tömeggel bíró elektromosan semleges neutronokból, közös nevükön **nukleon**okból épülnek fel. Egyszerű becslésből azonnal nyilvánvaló, hogy a **nukleonok**at, tehát a protonokat és a neutronokat sem a gravitációs, sem az elektromágneses kölcsönhatás nem tarthatja össze. Bebizonyosodott, hogy az atommagban a neutronokat és a protonokat az úgynevezett **erős kölcsönhatás** rendezi egységbe. Ez a kölcsönhatás kicsiny, (10^{-15} m) fermi nagyságrendű távolságokra kiterjedő hatótávolságú és az említett kölcsönhatásokhoz képest igen erős. Két, az atommagban lévő proton között a vonzó erős kölcsönhatás mintegy húszszor erősebb, mint a köztük ható elektromágneses taszítás. Ezt a kölcsönhatást korábbi megfigyelésekben éppen a rövid hatótávolsága miatt nem vették észre.

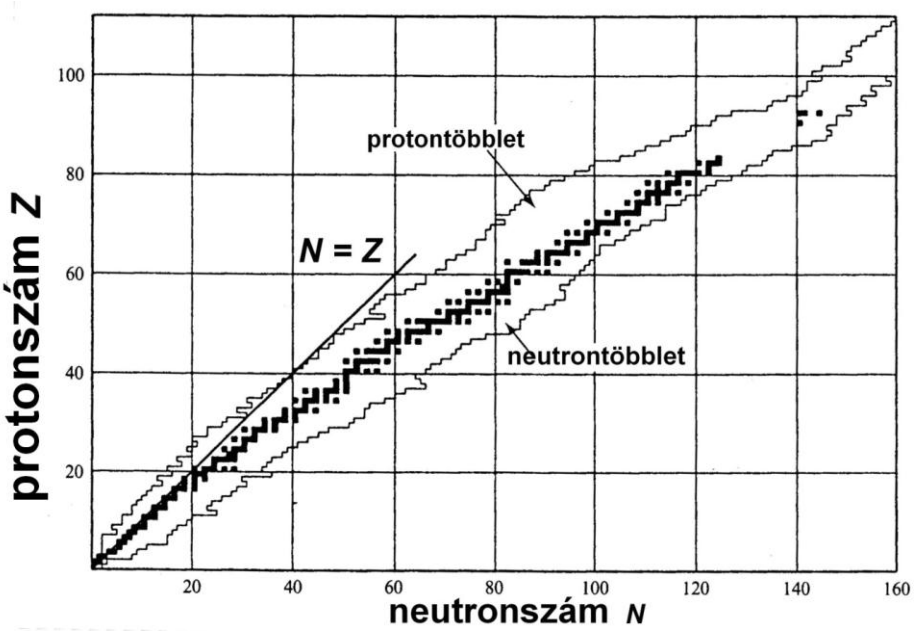
Az atommagokban lévő protonok és neutronok számának összegét **tömegszám**nak (A) nevezzük,

$$A = Z + N\,,$$

ahol N a magban lévő neutronok, Z pedig a protonok számát, azaz a rendszámot jelenti. Az atommagok jellemzésére ez a három szám *(A, Z, N)* szolgál, de az előbbi összefüggés miatt elegendő bármelyik kettőt megadni. Az atom kémiai jele rögzíti a rendszámot, így a tömegszám megadása már azonosítja az atommagot. Az atommag jelölése az ${}^{A}_{Z}X_{N}$ formájú, például ${}^{12}_{6}C_{6}$, ${}^{40}_{20}Ca_{20}$ és ${}^{135}_{92}U_{143}$ egy-egy atommagot jelent.

Az **izotóp**ok az azonos rendszámú magok, tehát azonos kémiai elemek különböző neutronszámú atommagjai. Például a ^{235}U és a ^{238}U a két természetben is megtalálható uránizotóp. Az **izoton**ok azok a magok, ahol a neutronok száma ugyanaz. Erre példák a ^{14}C, ^{15}N, ^{16}O atommagok, ahol a neutronszám minden esetben 7. Az **izobar** magoknál, mint például a ^{40}Ca és a ^{40}K a tömegszám azonos. Az izotonok és az izobárok kémiailag különböző elemek, az izotópok azonban (mivel azonos az elektronfelhőjük) kémiailag közel azonosan viselkednek. – Az **izomér** nívó az atommag olyan gerjesztett állapota, amelynek hosszú a felezési ideje.

A 2.5. ábra az atommagokat ábrázolja a neutronszám-protonszám kétdimenziós koordinátarendszerben. Ebben az ábrázolásban minden atommagnak egy rácspont felel meg.



2.5. ábra: Az atommagok ábrázolása az (N,Z) síkon. A fekete négyzetek a természetben előforduló atommagokat jelzik, az e felett és ez alatt húzódó görbe a β-instabil magokat mutatja. Ezek a magerők szempontjából stabilak

A 2.5. ábrán fekete pontokkal jelöltük a természetben megtalálható mintegy 280 atommagot. Látható, hogy a könnyű, stabil atommagokra nézve a neutronok és a protonok száma közel ugyanaz. A 20-nál több protont befogadó, nehezebb atommagok tartományában a stabilitási görbe mentén a neutronok száma egyre inkább meghaladja a protonok számát. A neutronok és a protonok aránya a legnehezebb, természetben megtalálható izotópra, a ^{238}U atommagra majdnem 1,6. A neutronok számának a protonokéhoz viszonyított növekedése a pozitív töltésű protonok taszításának az eredménye, az atommag kedvezőbb energiaállapotban van, ha az egymást nem taszító neutronjainak száma nagyobb.

A 2.5. ábra a stabilitási vonal alatt és felett egy-egy vonallal zárja közre a neutrontöbblettel és a protontöbblettel rendelkező β-bomló izotópokat. Az alsó görbe és a stabil izotópok között elhelyezkedő atommagok negatív β-bomlóak, míg a stabilitási vonal felettiek pozitív β-bomlást mutatnak. A két görbe között összesen mintegy 1300 atommagot jelző pont van. Ezek az atommagok az erős kölcsönhatás szempontjából stabilnak tekinthető nukleonrendszerek. A β-bomlásra ezeknél a magoknál azért kerül sor, mert a nukleonok egy másik igen rövid hatótávolságú kölcsönhatásban is részt vesznek, a sok nagyságrenddel kisebb ún. **gyenge kölcsönhatásban**. A β-bomlások általában ionizáló részecskék lét-

rejöttével járnak és ezért ezekre a folyamatokra később visszatérünk. – Érdekességként megemlítjük, hogy magfizikai kutatások kimutatták, hogy elvileg mintegy 6000 olyan nukleonrendszer lehetséges, amelynek szerkezete ki tud alakulni. A magfizika eddig mintegy 2600 féle atommagot vizsgált meg.

Az atommagok táblázatából kitűnik, hogy a neutronszám-protonszám tartomány legnagyobb része üres: nincsenek olyan atommagok, amelyekben a protonok és a neutronok száma lényegesen eltér egymástól.

Az **atommagok tömegét** AMU egységekben mérjük. Az AMU *(atomic mass unit)* angol betűszó azt az egységet jelöli, amely éppen a ^{12}C *atom* (tehát elektronjaival együtt értett rendszer) 12-ed része. (A szén 12-es izotópja atomjának a tömege éppen 12,000…) Értéke: 1 AMU=1,6605655·10^{-27} kg.

Az atommagok tömege első közelítésben annyi AMU, amekkora a tömegszámuk.

Az atommagok tömegét stabil atommagokra tömegspektrométerekkel, instabil magokra magreakciók energiaviszonyainak tanulmányozásával határozták meg. A pontosság mindkét módszernél a 10^{-6} AMU tartományban van. Így a $\Delta M/M$ relatív pontosság, aszerint, hogy könnyű, vagy nehéz atommagról van szó, 10^{-7} és 10^{-9} környékén van.

Az **atommagok kötési energiája** az az energia, amely akkor szabadul fel, ha az atommagot egymástól távol lévő nukleonjaiból, a protonokból és a neutronokból felépítjük. Tekintve, hogy a nukleonok között az erős kölcsönhatás a domináns, ezért az atommagok kötési energiái a kémiai kötési energiákhoz képest óriásiak, 5–6 nagyságrenddel nagyobb értékűek. A speciális relativitáselmélet megmutatta a tömeg és az energia $E=m\cdot c^2$ összefüggés szerinti ekvivalenciáját. Így érthető, hogy az atommagok tömege eltér építőelemeik tömegének összegétől, annál éppen a kötési energiának megfelelő tömeggel kisebb. Ezt a különbséget **tömeghiánynak** (tömegdefektusnak) hívjuk:

$$\frac{B(Z,A)}{c^2} = M(Z,A) - Z\cdot M_H - (A-Z)\cdot M_n \,.$$

Itt $M(Z,A)$ az atommag, M_H a hidrogénatom tömege és M_n a neutron tömege. A tömegdefektus nehéz magoknál jelentős értékű lehet. – A magfizikai táblázatokban az

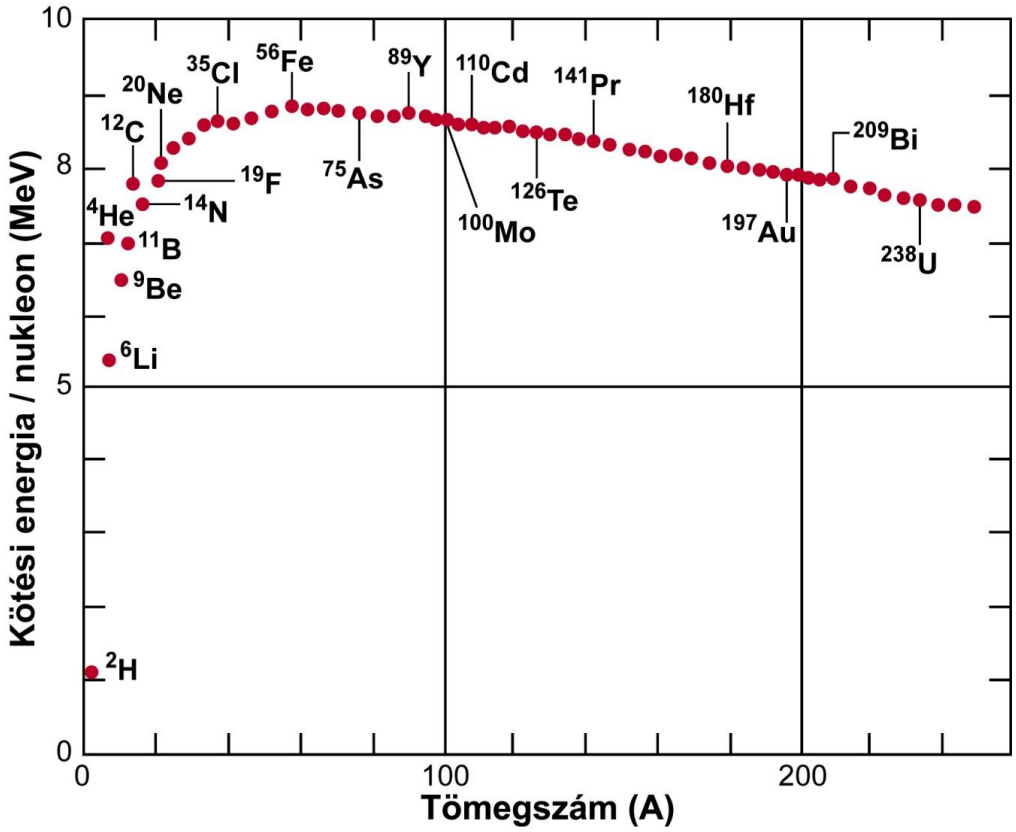
$$\left[M(Z,A) - A\cdot\left(\frac{M(^{12}C)}{12}\right)\right]\cdot c^2 (keV)$$

mennyiséget adják meg, amelyből az atommagok tényleges tömege azonnal számolható.

Az atommagok kötési energiája helyett érdemes az egy nukleonra eső, átlagos kötési energiát vizsgálnunk:

$$B_{ÁTL} = \frac{B(Z,A)}{A} \,,$$

ahol $B(Z,A)$ Z protonból és A nukleonból álló atommag kötési energiája.



2.6. ábra: Az egy nukleonra eső kötési energia a stabil atommagokra a tömegszám függvényében

A 2.6. ábra az egy nukleonra eső kötési energiát mutatja a természetben megtalálható stabil atommagokra a tömegszám függvényében. A kötési energia a legkönnyebb magoktól indulva meredek emelkedést mutat. Külön érdemes megemlíteni a ^{4}He, azaz az α-részecske szomszédaihoz képest kiugróan nagy nukleononkénti kötési energiáját (~7 MeV). – Az ábrából látható, hogy a legtöbb mag kötési energiaértéke 7,5 és 8,5 MeV/nukleon között van. A kötés a vas körüli magtartományig növekszik, és ott lapos maximumot mutat. A nehezebb magok felé a kötés kismértékű csökkenése a jellemző.

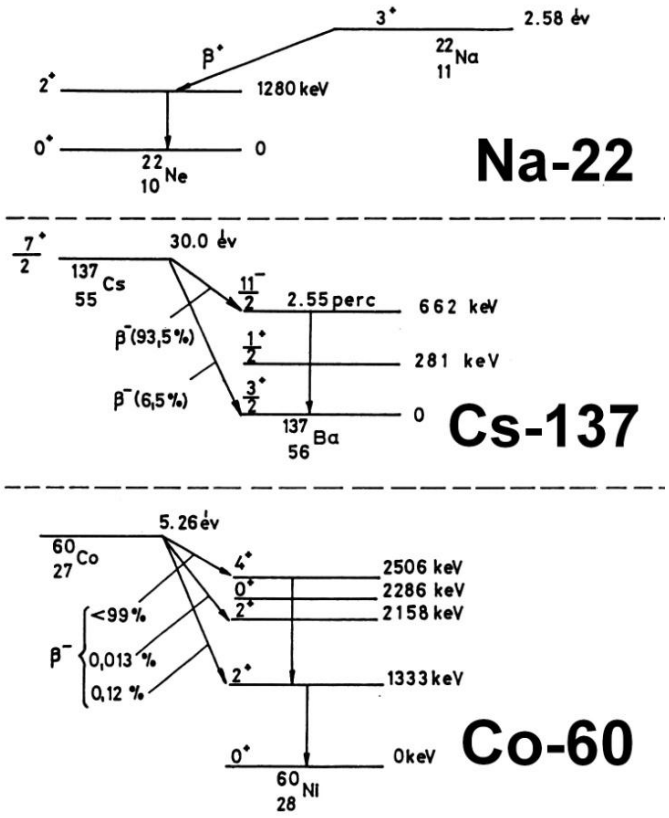
Az előbbi megfigyelések egyszerű gondolatokkal értelmezhetők. A könnyű magoknál nyilván arról van szó, hogy újabb és újabb nukleonok beépülése növeli a kötések számát és ezért növekszik a nukleononkénti kötési energia. Nagyobb atommagokra a nukleonok szomszédainak a száma már nem tud növekedni, ezért a kötési energia kevéssé változik. Még nehezebb magokra a protonok taszító hatása jelentőssé válik és mintegy 1 MeV energiával csökken a 8,5 MeV/nukleon átlagos kötésről a 7,5 MeV/nukleon körüli értékre. Az ábrából az is nyilvánvaló, hogy könnyű magok összeolvasztásával, fúziójával, vagy nehéz magok szétvágásával a keletkezett új atommagok olyan tartományba kerülnek, ahol az egy nukleonra eső kötési energia nagyobb és így energia szabadul fel. Ez a fizikai alapja a fúziós, illetve a hasadásos energianyerésnek.

Ugyanannak az atommagnak, nukleonrendszernek nemcsak egyetlen lehetséges állapota van, hanem a tapasztalat szerint nagyon sok különböző állapota is létezhet. A legkisebb energiájú állapotot alapállapotnak hívjuk, a többiek az atommag gerjesztett állapotai. Az atommagok különböző állapotaikban rendkívül különböző tulajdonságokat mutathatnak. Az egyes állapotokat bizonyos paraméterekkel jellemezhetjük. E paraméterek meghatározása a magspektroszkópia feladata.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

Az atommagok állapotait a következő mennyiségek jellemezik:

- az alapállapothoz képesti energiája, vagyis a gerjesztési energiája,
- élettartama,
- perdülete, másképp spinje (ezt $\hbar \approx 10^{-34}\, J \cdot \sec$ egységekben mérjük),
- paritása, ami a magállapot hullámfüggvényének a tömegközéppontra vonatkoztatott szimmetriáját jellemzi,
- mágneses és elektromos momentumai (ez lényegében az áram-, töltéseloszlásokat adja meg – kísérletileg legtöbbször csak az alapállapot momentumait ismerjük),
- bomlásmódok, a bomlások elágazási arányai,
- gerjesztési módok,
- a nukleonrendszer viselkedése magreakciókban.



2.7. ábra: A laboratóriumi gyakorlatban gyakran alkalmazott ^{22}Na, a ^{137}Cs és a ^{60}Co izotópok alacsony energiájú állapotainak bomlássémája

Az atommagokra vonatkozó ismeretek rendszerét magtáblázatok foglalják össze.[1] Ezekben könnyen tájékozódhatunk, ha a táblázatkészítés rendszerét megismerjük. Kitűzött célunk szempontjából azonban fontosabb, hogy a laboratóriumi gyakorlatban elterjedten alkalmazott három radioaktív izotóp példáján kapjunk ízelítőt a magfizikai táblázatokban található információk jellegéből.

[1] Egy ilyen táblázat a http://www.nndc.bnl.gov/nudat2 internetcímen érhető el.

A 2.7. ábrán bemutatott mindhárom izotóp hosszú felezési idejű, így különlegesen alkalmasak arra, hogy laboratóriumokban a legkülönfélébb nukleáris technikai célokra több éven át felhasználják őket. Mindhárom izotópnál feltüntettük a felezési időket és azt a bomlásformát, amellyel az anyamag a leánymagba elbomlik. A leánymag mindhárom esetben mutat a bomlásban érintett gerjesztett állapotot az alapállapoton kívül. Az alapállapot energiája definíciószerűen zérus, a gerjesztett állapotoké keV egységekben van megadva. Ezek az értékek a nívóséma jobb oldalán vannak feltüntetve. A bal oldalon szereplő szám és a felső indexben szereplő előjel az állapot perdületét adja meg $\hbar$ egységekben, illetve a paritásra utal úgy, hogy a pozitív jel a hullámfüggvény szimmetrikus voltára utal. A bal oldalt szereplő százalékok a bomlási arányokat adják meg. A nívósémában szereplő függőleges nyilak pedig az elektromágneses γ-kvantummal történő energialeadásra, bomlásra, γ-kibocsátásra utalnak.

A 2,58 év felezési idejű ^{22}Na β^+, tehát pozitron bomló. A pozitront egy 1280 keV energiájú gamma-kvantum követi. Később látni fogjuk, hogy a kibocsátott pozitív elektron sorsa az, hogy előbb lelassul az anyagban lévő kis energiájú elektronok energiájának közelében, majd egy olyan elektronnal találkozva, amelynek lendülete nagyon közel van a pozitron lendületéhez, megsemmisül. Ebben az annihilációs folyamatban – a lendületmegmaradás követelménye miatt – két ellenkező irányban kirepülő 511 keV-os gamma-kvantum keletkezik. Ezért ebből a preparátumból minden bomlásnál három gamma (tehát az 1280 keV-es és a két 511 keV-es) keletkezik.

A ^{137}Ce felezési ideje 30 év, és negatív β bomlással a ^{137}Ba két nívójára is bomolhat. Amennyiben a 662 keV-es, 2,55 perc felezési idejű második gerjesztett izomér állapotra bomlott, akkor onnan az alapállapotot fogja elérni. A gerjesztett állapotból elektromágneses kölcsönhatással versenyző folyamatként vagy egy 662 keV-es gamma-kvantumot bocsát ki, vagy egy, a ^{137}Ba belső héján lévő elektronnak adja át az energiáját. A preparátumból így egy 662 keV-es γ-kvantum, vagy egy 662 keV energiánál az elektron kötési energiájával kisebb ~630 keV-es elektron távozik. A keletkezett elektronok hatótávolsága a bomló magot körülvevő anyagban általában kicsi, így az elektronokat csak akkor figyelhetjük meg, ha a preparátum csomagolása (például vékony védőfólia) azt megengedi.

A ^{60}Co felezési ideje 5,26 év. A negatív β-bomlás nagy valószínűséggel a ^{60}Ni negyedik gerjesztett állapotát populálja. Innen egy gamma-kaszkáddal jut a mag alapállapotába. Így ez a preparátum 1170 keV és 1330 keV kaszkádban (egymást követően) kilépő γ-sugarakat bocsát ki.

Az információ jellege, amelyet más atommagok alapállapothoz közeli nívóinál a táblázatokban megkaphatunk, elvileg nagyon hasonló a tárgyalt három esettel. Megjegyezzük ugyanakkor, hogy a magállapotok száma a nukleonrendszer gerjesztési energiájával gyorsan, exponenciálisan nő. Így bármennyire is gazdag a magokra vonatkozó adatrendszer, azok a legtöbbször az alapállapothoz közeli nívók adataira vonatkozó kísérleti eredményeket tartalmazzák csupán. Magasabb energiájú állapotokra, azok tulajdonságaira, eloszlásukra a magfizika statisztikus eszközökkel következtet.

2.2.3. A környezeti radioaktivitás

A természetben mintegy 280 féle atommag található. Ezek jelentős része stabil. Azonban több mag ionizáló sugárzásokat bocsát ki, radioaktivitást mutat. A radioaktivitás a természet része.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

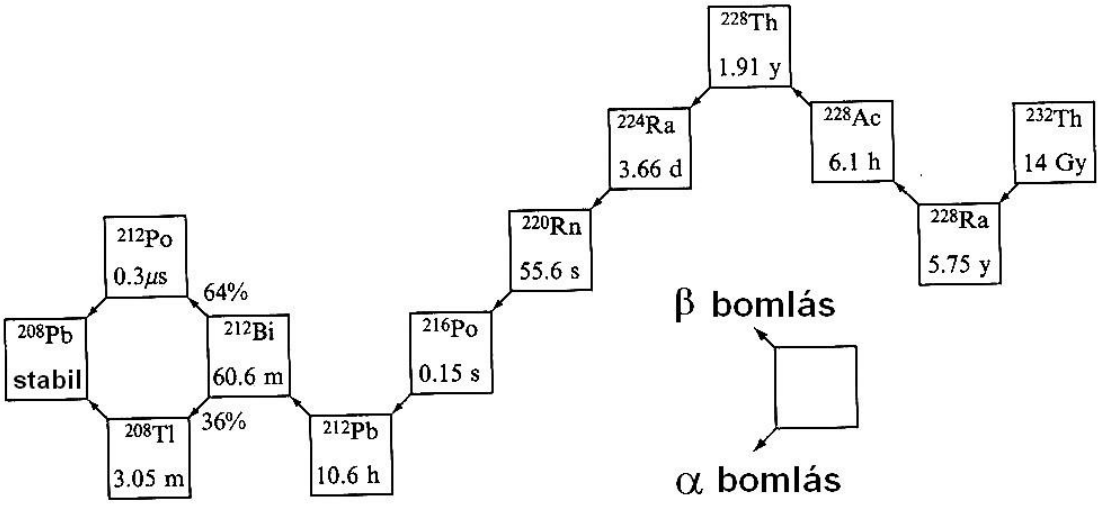
A természetben előforduló radioaktivitás több okra vezethető vissza, és az aktív atommagok több csoportra is oszthatók.

Az első csoportban a **radioaktív családok** vannak. A radioaktív családokhoz tartozó sugárzó izotópok eredete a Föld kialakulása előtt, kb. 6 milliárd évvel ezelőtt végbement szupernóva-robbanásban keletkező igen hosszú, a Föld korával (mintegy 4,6 milliárd év) összevethető felezési idejű atommagokhoz köthetők. Az ilyen hosszú felezési idejű izotópok még nem bomlottak mind el, és ők, valamint a bomlásukból származó leányizotópjaik ma is hozzájárulnak a természet radioaktivitásához.

A természetes radioaktivitásban közismerten három sugárzásfajtát, az α-, a β- és a γ-sugárzást figyelték meg. Az α-részecske a 4-es tömegszámú, 2 protonból és 2 neutronból álló ^{4}He atommag, a β-sugárzás elektron magból való távozását jelenti. Az előbbi bomlásnál kettővel kisebb rendszámú és néggyel kisebb tömegszámú leánymag, míg a β-bomlásnál egy eggyel nagyobb rendszámú, az anyamaggal azonos tömegszámú mag keletkezik. A gamma-sugárzás nem változtatja meg a nukleonrendszer összetételét, tehát a mag nem változik. Ennek megfelelően a radioaktív bomlási soroknál, tehát akkor, amikor egy hosszú felezési idejű izotóp és bomlástermékei a lehetséges bomlási láncon a belőlük létrejövő stabil atommagig eljutnak, a tömegszám néggyel való osztásának maradéka nem változhat. Az azonos maradékot mutató radioaktív csoportokba tartozó magok nem keverednek, ezek alkotják a radioaktív családokat. – Érdemes megjegyezni, hogy minden esetben igaz, hogy az anyamagé a leghosszabb felezési idő, és ez sokkal nagyobb, mint a sor tagjai bármelyikének felezési ideje. Így ahány atommag elbomlik a leghosszabb felezési idejű izotópból, ugyanannyi bomlik minden leányeleméből ugyanannyi idő alatt. Ezt hívjuk radioaktív egyensúlynak (lásd később).

Elvileg természetesen négy radioaktív család létezhet. Ezek a 4n tömegszámmal jellemzett *tórium-sor*, a 4n+1 típusú *neptúnium-sor*, a 4n+2 tulajdonságú *urán-sor* és a 4n+3 alakba írható tömegszámú *aktínium-sor*.

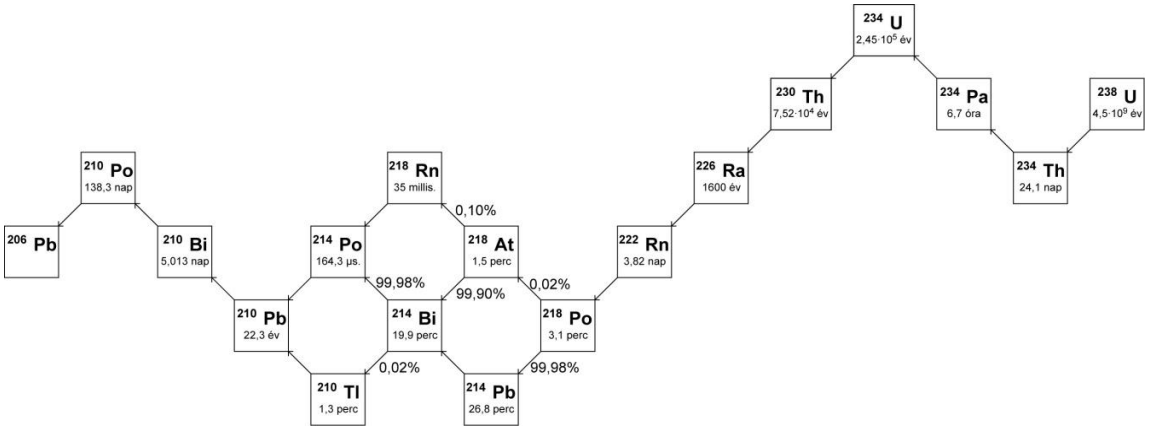
A tórium-sor leghosszabb, 14,1 milliárd év felezési idejű eleme a ^{232}Th (a tóriumizotóp összetételében 100% a részaránya). A sor stabil végmagja a ^{208}Pb (52,4%). A tórium-sort a 2.8. ábrán mutatjuk be.



2.8. ábra: A tórium-sor. (Az y az évet, a d a napot, a h az órát és az m a percet jelenti az egyes magoknál jelzett felezési időknél, a százalékok a bomlási arányokra utalnak.)

A neptúnium-sor nem fordul elő a természetben, mert a sorban a ^{237}Np él a leghosszabban, és a felezési ideje is csak 2,2 millió év. Ennek a sornak a stabil végállomás-izotópja a ^{209}Bi, amely 100%-ban vesz részt a bizmut természetes izotópösszetételében.

Az urán-sor anyaizotópja a ^{238}U 4,5 milliárd év felezési idővel. Az urán-238 99,3%-ban található a természetes uránban. A végmag ennél családnál az ólom-206 (24,1%). Az urán-sort a 2.9. ábra mutatja. Megjegyezzük, hogy a radon-222, amelynek jelentős környezeti hatása van, az urán-sor eleme.



2.9. ábra: Az urán-sor

Az aktínium-sor leghosszabb felezési idejű eleme a ^{235}U (700 millió év). Az urán-235 megtalálható a természetben, részaránya 0,7%. A stabil leányelem ennél a sornál az ólom-207 (22,1%).

A természetben található radioaktív magok másik csoportjába a radioaktív családokhoz nem tartozó **könnyebb, hosszú felezési idejű izotópok** tartoznak. Mintegy húsz olyan atommagot ismerünk, amelyek felezési ideje hosszabb, mint egy milliárd év. Ilyenek például a ^{40}K (1,28 milliárd felezési idő, 0,0128%-ban vesz részt a természetes izotópösszetételben), a ^{87}Rb (47 milliárd év, 27,83%), a ^{113}Cd ($9 \cdot 10^{15}$ év, 12,3%) és az ^{115}In ($5 \cdot 10^{14}$ év, 95,7%).

Jelenlegi ismereteink szerint radioaktív családok és a könnyebb, hosszú felezési idejű izotópok által termelt energia a fő forrása a geotermikus energiának.

A természetes eredetű radioaktív izotópok harmadik csoportjába a **folyamatosan keletkező radioaktív magok** tartoznak. Két figyelemre méltó, a környezettudományi tudományos kutatásokban, vizsgálatokban fontos szerepet játszó izotóp is beletartozik ebbe a csoportba. A Föld légkörében folyamatosan keletkezik a trícium (^{3}H) és a radiokarbon (^{14}C). Mindkét atommag a kozmikus sugárzás által a sztratoszférában kiváltott nagy energiájú neutronoknak és a légkört alkotó anyagok atommagjainak reakciójából jön létre. A kozmikus térből érkező sugárzás ugyanis főleg nagy energiájú protonokból áll, amelyek leggyakrabban a felszín feletti 15 km-nél magasabban lévő légkörben atommagokkal ütközve másodlagos részecskék sorát, többek között gyorsneutronokat váltanak ki és indítanak el. Ezek a neutronok azok, amelyek azután kiváltják a trícium és a radiokarbon atommagokat létrehozó magreakciókat.

A magreakciók, amelyek a légkörben lévő gyakori ^{14}N és ^{16}O atommagokon mennek végbe, a következők:

$^{14}N+n \rightarrow {}^{12}C+{}^{3}H$, illetve $^{16}O+n \rightarrow {}^{14}N+{}^{3}H$ a trícium keltésére, és

$^{14}N+n \rightarrow {}^{14}C+p$ a radiokarbon keletkezésére.

A trícium és a radiokarbon keltésének relatív gyakoriságát a reakciókban részt vevő céltárgymagok mennyisége és a vonatkozó magreakciók valószínűsége határozza meg. A trícium keltési sűrűsége ~0,25 tríciumatom/cm^2/s. Tríciumból egyensúlyi állapotban mintegy 4 kg van jelen az atmoszférában. – A radiokarbon keltési sűrűsége ~2 atom/cm^2/s, ami azt jelenti, hogy közel 7 kg ^{14}C keletkezik évente elsősorban a felső atmoszférában. A radiokarbon gyakorlatilag azonnal beépül a szén-dioxid molekulákba, a térbeli eloszlásuk pedig rövid idő alatt homogenizálódik. A radiokarbon egyensúlyi mennyiségét mintegy 56 tonnára becsülik a légkörben.

A trícium radioaktív, felezési ideje 12,3 év. Negatív β-bomlással bomlik, amelynek energiája E_{max}=18,6 keV. A radiokarbon felezési ideje 5370 év, és a negatív β-bomláshoz tartozó bomlási energia E_{max}=156 keV. A trícium a hidrogén egyik izotópjaként, a radiokarbon a szén izotópjaként viselkedik a bioszférában.

Különlegesen érdekes szerepet kap a **radiokarbon** történelmi leletek **kormeghatározás**ában. Arról van ugyanis szó, hogy a ^{14}C minden, a bioszférával való kölcsönhatásban felépülő szénvegyületbe beépül. Így az anyagcserét folytató élő szervezetek felveszik és szervezetükbe beépítik a radiokarbont is tartalmazó szénvegyületeket. Az élő szervezetekben a szénre vonatkozólag egyensúly alakul ki, aktivitása ~13,5 Bq/g. Ez az egyensúly addig marad fenn, amíg a szervezet anyagcserét folytat, tehát él. A szervezet halálakor az anyagcsere leáll, és ezután már csak csökken a test anyagának aktivitása. Így ha az anyagcserét már megszüntetett szerves anyagok széntartalmának ^{14}C aktivitását meghatározzuk, akkor a bomlás törvényének ismeretében meghatározható az az időpont, amikor az anyagcsere megszűnt. Ezt az eljárást hívjuk radiokarbon kormeghatározásnak.

A radiokarbon felezési ideje 5730 év, összemérhető az emberi civilizáció időtartamával. Ennek megfelelően meg lehet határozni a történelmi korokból származó szerves leletek korát.

Természetesen e kormeghatározási eljárásnak számos nehézsége van. Az egyik legnehezebb feladat a szénmintát megfelelően előkészíteni: biztosítani kell, hogy későbbi korokból származó szerves szennyezések ne zavarják meg az eljárást, és mindenképpen tudni kell a minta széntartalmát. A bomlásnál keletkező β-részecske energiája méréstechnikai szempontból kicsinek tekinthető, és ezért detektálási nehézségek is fellépnek. – Ráadásul egyáltalán nem lehetünk biztosak abban, hogy a kozmikus sugárzás által kiváltott neutronfluxus nem mutat-e ingadozást abban az időtartamban, amelyben a kormeghatározást le kívánjuk folytatni. Feljegyzésekből, vagy egyéb módon biztosan ismert korú tárgyak alkalmasak a módszer megbízhatóságának ellenőrzésére. Az eredmények azt mutatják, hogy a felmerülő problémák mind kezelhetők, és a módszer hatékonynak bizonyult a pontos kormeghatározásban a jelen időpont előtti mintegy 300 évtől kb. 50 000 évvel ezelőttiig.

A trícium felezési ideje lényegesen rövidebb (12,3 év). Ezért a trícium bomlásából a felszín alatti vizek évtizedes elzártságára, mesterségesen elzárt víztartalmú folyadékok (például bor) korára lehet következtetni a radiokarbon eljáráshoz teljesen hasonló módszerrel.

A tríciumnál azonban problémát jelent, hogy eloszlása a keletkezéskor hely szerint erősen inhomogén, és nincs olyan mechanizmus, amely a gyors keveredést lehetővé tenné.

A környezetünkben lévő radioaktivitások negyedik csoportjába a **környezetbe került mesterséges eredetű radioaktív anyagok** tartoznak. A mesterséges radioaktivitások forrása lehetett a nukleáris technika, az atomerőművek meghibásodásai, de a környezetbe ember által létrehozott aktivitások a legnagyobb mennyiségben a nukleáris felfegyverkezés 1950-es évtizedre és az 1960-as évek elejére eső korszakában a légköri atomfegyverkísérletek nyomán jutottak. Az Atomsorompó Egyezményt, amely megtiltja a légköri fegyverkísérleteket, 1963-ban kötötték. Azóta csak kevés légköri kísérletet hajtottak végre atomfegyvereket kifejleszteni, vagy továbbfejleszteni kívánó országok.

A hasadásos eredetű radioaktív izotópok között a két leghosszabb felezési idejű, ráadásul nagy hozammal keletkező atommag a ^{137}Cs (30,07 év) és a ^{90}Sr (28,78 év). Ezek az izotópok a Földön szinte mindenütt kimutathatóak és kimutathatóak is maradnak a következő évszázadokban.

A mesterséges eredetű, természetbe kijutott radioaktivitásoktól származó dózis kevesebb, mint 0,1% a természetes dózisokhoz viszonyítva.

2.3. A radioaktív sugárzások tulajdonságai

2.3.1. A radioaktív sugárzások jellemzői

A radioaktív sugárzásnak azt a spontán magfolyamatokból származó nagy energiájú részecske-, vagy gamma-kibocsátást nevezzük, amely akkor megy végbe, amikor a bomló atommag egy másik atommaggá alakul át.

Az aktivitás

Az aktivitás értéke megmondja azt, hogy a mintában időegység alatt hány atommag alakul át. Az aktivitás egysége a Becquerel; 1 Bq=1 bomlás/sec. Az aktivitás régi egysége a Curie volt, ami megegyezett 1 gramm rádium aktivitásával: 1 Ci=3,7.10^{10} bomlás/sec

A radioaktív bomlási folyamatok: független események

A radioaktív atommagok folyamatai teljesen függetlenek egymástól. Ennek oka az, hogy az atommagokat az őket körülvevő atomburok megóvja a külső hatásoktól. Az atommagok kiváló kvantummechanikai laboratóriumok, ahol ismert részecskeszámok mellett a külvilágtól izoláltan mennek végbe a kvantumfolyamatok. A héjfizika jelenségeinél csak a megengedett dipólus átmenetek mennek végbe laboratóriumi körülmények között, mert a tiltott átmenetek esetén, ahol az állapot élettartama hosszú lenne, az atom ütközéssel, vagy az energialeadás egyéb módjával a héj alacsonyabb energiájú állapotába kerül. Az atommagoknál ezzel szemben többszörösen tiltott folyamatok is végbemehetnek, mert az atomburok által izolált magoknak nincs más legerjesztődési módjuk. – A magfolyamatok teljes függetlenségének következménye, hogy sok atommag által kibocsátott részecskék számát a Poisson-eloszlás írja le:

$$W(n) = e^{-\lambda} \cdot \frac{\lambda^n}{n!},$$

ahol $W(n)$ annak a valószínűsége, hogy éppen n beütést mérjünk; λ a bomlási folyamatra jellemző valószínűség megmondja, hogy mi annak a valószínűsége, hogy egy aktív atom-

mag időegység alatt elbomoljon; *e* a természetes logaritmus alapja (2,718…). A Poisson-eloszlás tulajdonságaira később még visszatérünk.

A felezési idő ($T_{1/2}$)

A felezési idő az az időtartam, amely alatt a mintában lévő radioaktív atommagok száma éppen megfeleződik. A független bomlásokra ugyanis

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda \cdot N ,$$

ahol *N* az aktív magok száma. (Így a minta aktivitása definíció szerint $A = \lambda \cdot N$.) Ebből

$$N(t) = N(0) \cdot e^{-\lambda \cdot t} .$$

Az aktív magok száma $1/\lambda$ idő alatt *e*-ed részére csökken. Innen:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = 0{,}69 \cdot \lambda .$$

Tehát az aktív magok száma a felezési idő alatt a felére, további felezési idő elteltével a negyedére, és a harmadik felezési idő után a nyolcadára csökken.

Az az idő, amennyi átlagosan eltelik addig, ameddig egy aktív atommag elbomlik, tehát amely az atommagok várható élettartama:

$$\tau = \frac{\int_0^\infty t \cdot \left[N(0) \cdot e^{-\lambda \cdot t}\right] dt}{\int_0^\infty \left[N(0) \cdot e^{-\lambda \cdot t}\right] dt} = \frac{\left[\frac{e^{-\lambda \cdot t}}{\lambda^2}(\lambda \cdot t - 1)\right]_0^\infty}{\left[\frac{1}{\left(-\frac{1}{\lambda}\right)} e^{-\lambda \cdot t}\right]_0^\infty} = \frac{1}{\lambda} .$$

A felezési idő és az élettartam kapcsolatát a $\tau = \lambda / \ln 2$ összefüggés adja.

Bomlássorok hosszú felezési idejű anyamaggal: a radioaktív egyensúly

Korábban láttuk, hogy különösen nehezebb atommagoknál gyakran előfordul, hogy a bomlás után keletkezett leánymag maga is radioaktív, és kiinduló magja további bomlásoknak. Ilyenkor a megfigyelésre kijelölt atommagok száma a mintában két ok miatt is változhat. Egyrészről növekszik a számuk, mert anyamagjuk bomlásával keletkeznek. Másrészről maguk is bomlanak és ezért csökken a számuk. Az ilyen rendszerben lévő magok számát csatolt differenciálegyenlet írja le.

Különlegesen egyszerű azonban a helyzet, ha van egy olyan atommag a sorozatban, amelynek felezési ideje sokkal, legtöbbször nagyságrendekkel meghaladja a sorozat többi tagjáét. Ilyenkor a hosszú felezési idejű mag leányeleme rövid élettartama miatt egyensúlyt tart az anyamag bomlásával: csak az a mag tud tovább bomlani, amely az anyából már keletkezett és ennyi is bomlik tovább. De ugyanez vonatkozik a bomlási sor következő állomására is. Tehát a bomlási sor minden atommagjának időegység alatti bomlásszáma ugyanaz lesz, azaz az összes mag aktivitása megegyezik a leghosszabb felezési idejű anyamag aktivitásával. Ha a bomlási sor aktív magjainak számát N_1, N_2, N_3....N_i-vel és a hozzájuk tartozó bomlási valószínűségeket λ_1, λ_2, λ_3....λ_i-vel jelöljük, akkor

$$A=N_1\cdot\lambda_1=N_2\cdot\lambda_2=N_3\cdot\lambda_3=\ldots\ldots=N_i\cdot\lambda_i.$$

Ez a radioaktív egyensúly.

2.3.2. A radioaktív sugárzások fajtái

A következőkben a környezetben előforduló radioaktív atommagok sugárzásának fajtáit, fő jellemzőit tekintjük át.

A radioaktív sugárzások egyik legfontosabb jellemzője az az energia, amellyel a kisugárzott részecske rendelkezik. Természetes, hogy minden tényleges sugárzási folyamatban mások és mások az energetikai viszonyok. Ugyanakkor annak a tartománynak a nagyságrendjét, ahová a radioaktív magátalakulások eredményeként kisugárzott részecskék energiája esik az atommagok kötésienergia-viszonyai határozzák meg. Tekintve, hogy az egy nukleonra eső kötési energiák az atommagokban a néhány MeV körül vannak és a spontán magátrendeződések során várhatóan ennél kisebb energiák szabadulnak fel, ezért a radioaktív folyamatokban kibocsátott részecskék energiája tipikusan a mintegy 10 keV-től felfelé a néhány MeV tartományba esik. Ennél lényegesen nagyobb energia természetes aktivitásnál csak a spontán bekövetkező hasadásnál szabadulhat fel, de ott sok nukleonból álló atommagok szétválásáról van szó. Mesterséges eszközökkel, például gyorsítókkal létrehozhatók a fenti energiatartományt lényegesen meghaladó energiájú nyalábok is, de ilyennel környezetünkben általában csak ritkán, és akkor is ellenőrzött körülmények között találkozhatunk.

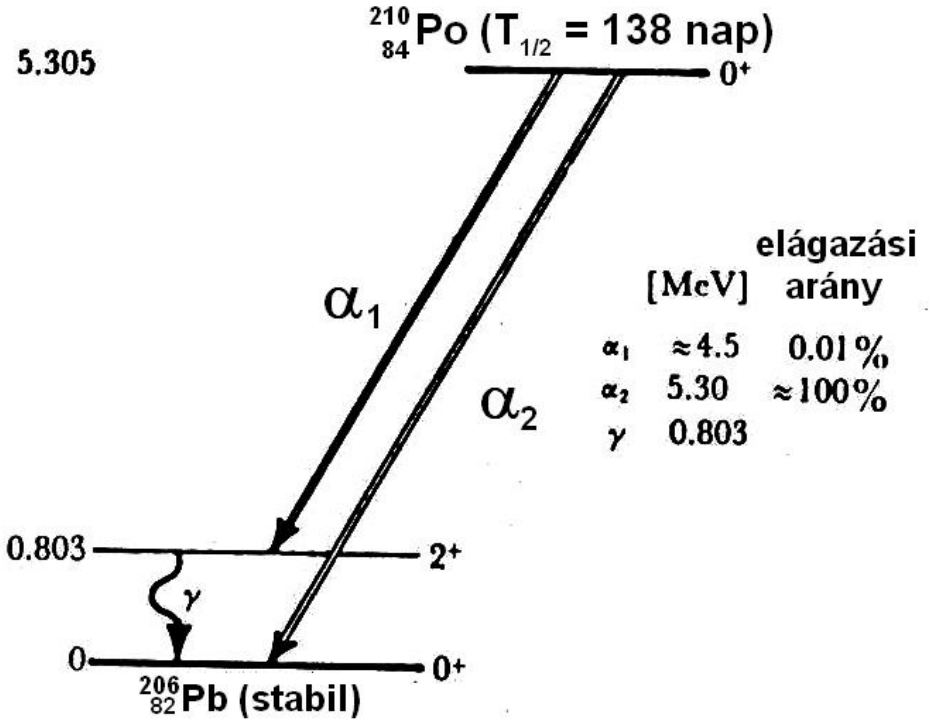
Az alfa-bomlás

A radioaktív családokhoz tartozó atommagok egyik gyakori bomlásformája az α-bomlás. Ilyenkor a bomló atommagot a ^{4}He atommag, az α-részecske hagyja el. Ebben a könnyű atommagban az egy nukleonra eső kötési energia mintegy 7 MeV, lényegesen nagyobb, mint a közelében lévő könnyű szomszédai bármelyikében (lásd 2.6. ábra). Az α-bomlás után létrejövő leánymag tömegszáma néggyel, rendszáma kettővel kisebb, mint az anyamagé.

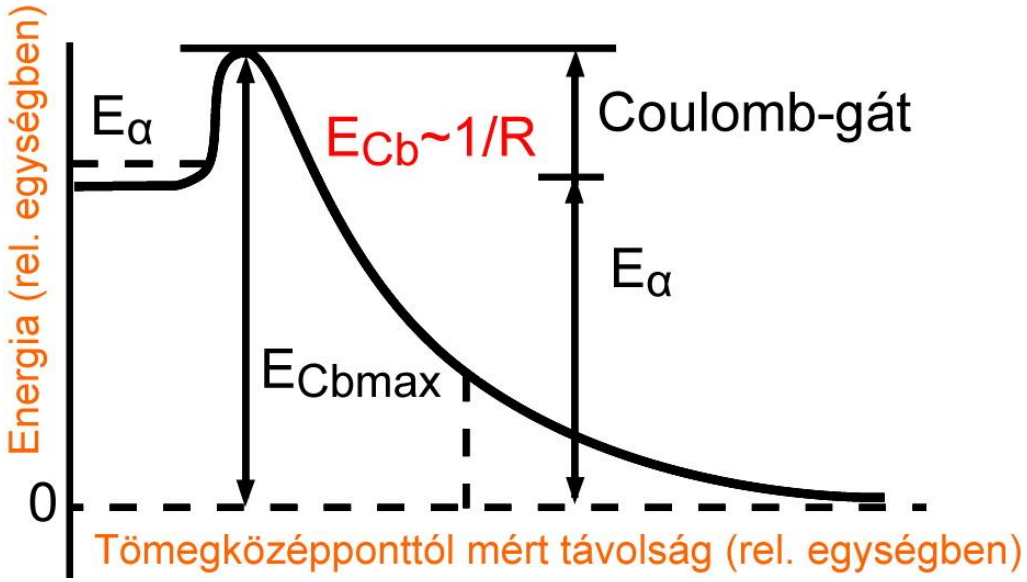
A 2.10. ábra az urán-sorhoz tartozó ^{210}Po atommag α-bomlásánál kialakuló energiaviszonyokat mutatja be. A 138 nap felezési idejű ^{210}Po majdnem minden esetben a stabil 206-os tömegszámú ólomizotóp alapállapotára bomlik, miközben egy 5,30 MeV energiájú α-részecskét bocsát ki magából. Az esetek mintegy tízezred részében a kibocsátott α-rész energiája csak 4,5 MeV, mert az átmenet a ^{206}Pb 803 keV-es első gerjesztett állapotára következik be. Ilyenkor az α-részecskét egy 803 keV energiájú gamma-kvantum követi.

A magfizika magyarázata szerint a nagy stabilitást mutató α-részecske nukleoncsoportosulásként készen van a bomló atommagban már a bomlás előtt is. Az α pozitív energiával rendelkezik, és csak az anyamagban ható magerők és Coulomb-erők eredőjeként a mag tömegközéppontja körül létrejövő potenciálminimumot körbezáró potenciálgát, az ún. Coulomb-gát akadályozza meg abban, hogy elhagyja az anyamagot.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE



2.10. ábra: Az urán-sorhoz tartozó polónium-210 mag α-bomlása. A bal oldalon lévő számok az alapállapothoz képest energiát jelentik MeV-ben



2.11. ábra: Egy nehéz magba zárt α-részecske energiaviszonyainak vázlata. A kihúzott görbe az atommag nukleonjai által létrehozott eredő potenciális energiát mutatja a tömegközépponttól való távolság függvényében

A 2.11. ábrán bemutatjuk egy nehéz magban lévő α-részecske energiaviszonyait. A folytonos görbe a mag nukleonjainak kölcsönhatásából származó eredő potenciális energiát jelzi a részecskére a tömegközépponttól való távolság függvényében. Bár az α-részecskének pozitív az energiája, mégsem hagyhatja el azonnal az atommagot, mert abban megakadályozza a potenciál nagyobb távolságokra való megnövekedése, az úgynevezett Coulomb-gát. Valóban, a klasszikus fizika szemlélete szerint ahhoz, hogy az α-részecske

elhagyhassa az atommagot legalább a Coulomb-gátnak megfelelő energiát kellene közölni vele. A mikrovilág jelenségeit a tapasztalat alapján jól leíró kvantumfizika szerint azonban van valószínűsége annak is, hogy az α-részecske elhagyja az atommagot akkor is, ha nem közlünk vele külön energiát. Ezt a jelenséget alagúteffektusnak hívjuk. A jelenség valószínűsége erősen függ a potenciálgát magasságától és szélességétől. A részletes elemzések segítségével az α-bomlások megfigyelt tulajdonságai (energiák, felezési idő) jól leírhatók.

Az α-bomlás a természetben előforduló mindhárom radioaktív család bomlási sorában előfordul, az azokat stabil végmagként lezáró ólom- és bizmutizotópoknál könnyebb radioaktív atommagoknál azonban nem. – Az α-bomlás jelenti a mesterségesen előállított uránon túli izotópok, a transzuránok legtöbbjének fő bomlásmódját. A kilépő α-részecskék mozgási energiája ezeknél az atommagoknál 5–8 MeV energiatartományban van.

Az atommagok β-bomlásai

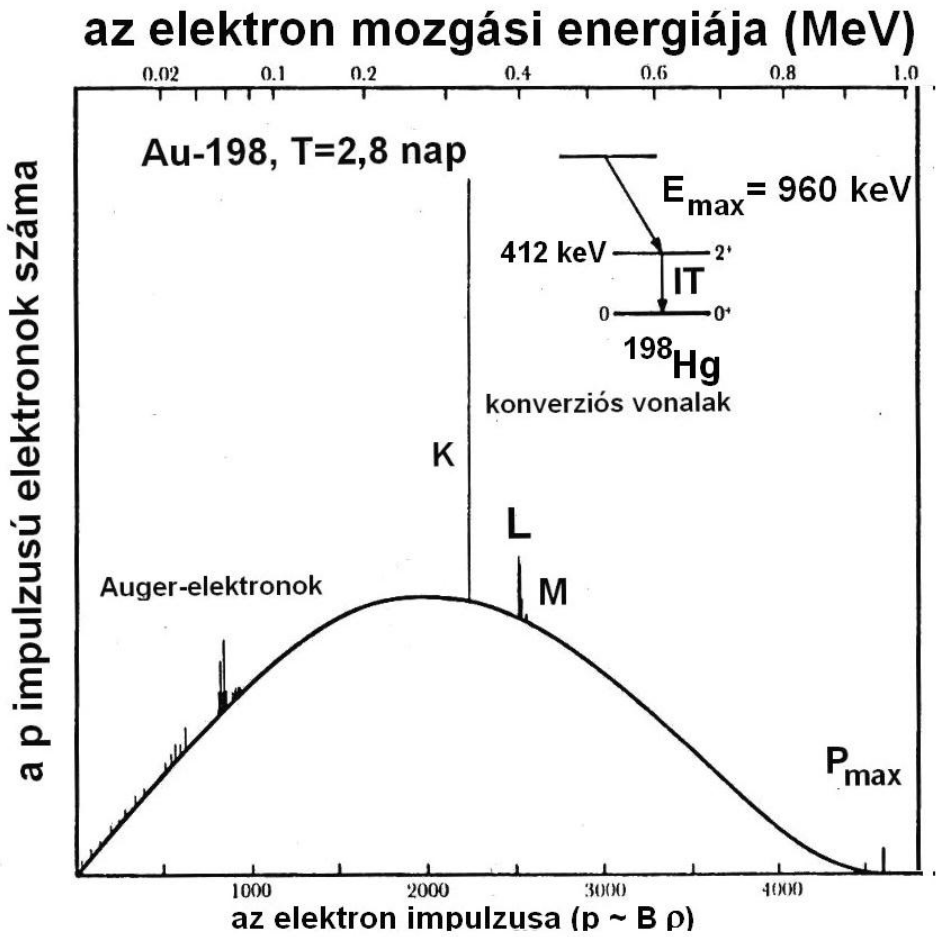
Már a radioaktív sugárzások tanulmányozásának legkorábbi időszakában megfigyelték, hogy az α sugárzás mellett a kibocsátott sugaraknak van egy olyan másik komponense, amely ugyanabban a mágneses térben az α-kal ellentétes irányban és lényegesen jobban eltérül, mint azok. Ez arra utalt, hogy a sugárzás negatív töltésű részecskékből áll, olyanokból, amelyek fajlagos töltése sokkal nagyobb. Ezeket a sugarakat nevezték el β-sugaraknak. Megállapították azt is, hogy a β-sugarak kibocsátásánál olyan magátmenetek mennek végbe, amelyek során a bomló atommag tömegszáma nem változik, de a rendszáma eggyel nő. Később a könnyebb magok radioaktivitásainak vizsgálatánál találtak olyan nagyon hasonló tulajdonságú folyamatokat, amelyeknél a kibocsátott könnyű részecske pozitív töltésű volt, és a magátalakulásnál a rendszám eggyel csökkent. Azután a rendszámot eggyel csökkentő, töltött részecske kibocsátásával nem járó olyan magátalakulásokat is megfigyeltek, amelyekről kiderült, hogy az előzőekben említett jelenségkörhöz tartoznak. Az atommagoknak ezeket a radioaktív bomlásait nevezzük összefoglalóan β-bomlásnak.

A β-bomlások tanulmányozásának egyik első lépése a kilépő töltött részecskék energia és lendület (impulzus) szerinti eloszlásának, spektrumának tanulmányozása volt. Az α-részecskék meghatározott mozgásienergia-eloszlásával (így impulzuseloszlásával) szemben a β-részecskék a tényleges bomlásra jellemző határenergiáig terjedő folytonos eloszlást mutatnak.

A 2.12. ábrán a példa kedvéért bemutatjuk az ^{198}Au β-bomlásából származó töltött részecskék lendületének (impulzusának) eloszlását. Az eloszlás folytonos, a részecskeszám a nagyobb impulzusok felé előbb növekedést mutat, majd a maximum elérése után csökken. Minden spektrumban, így ebben is, van a bomlásra egyedileg jellemző legnagyobb impulzusérték. (Megjegyezzük, hogy az elektronspektrumban jelen van a másik jelenségből származó, a **β**-spektrumra ráülő, attól eltérő szerkezet is.)

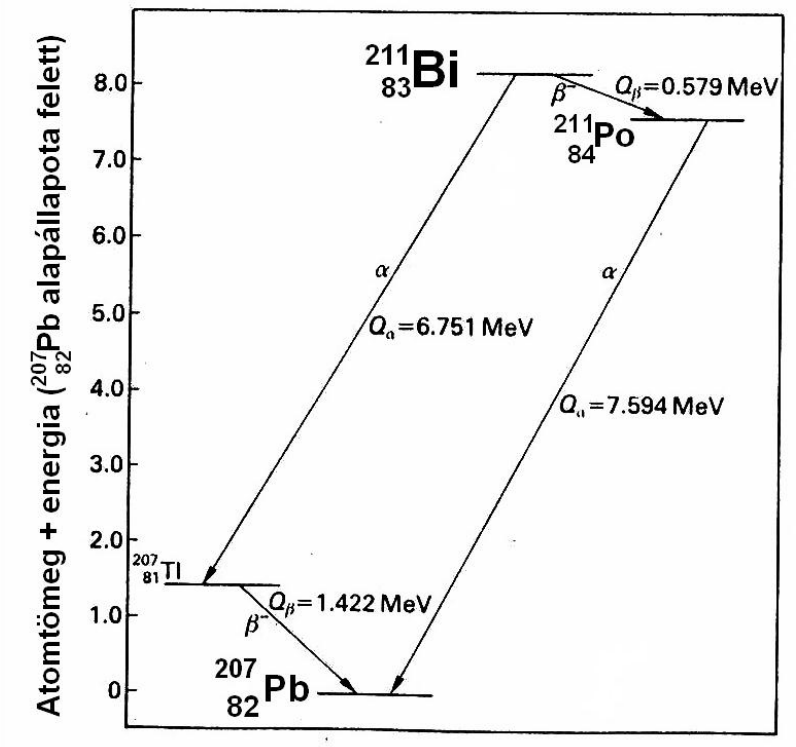
A β-részecskék spektrumának folytonossága komoly nehézséget jelentett a jelenség korai értelmezésénél. Más magátmeneteknél ugyanis mindig egyértelmű energiaviszonyokat láttunk, olyanokat, amikor az átmenet határozott energiaállapotok között következett be. A β-részecskék folytonos spektruma pedig ezzel ellentmondásban látszott lenni. Még az energiamegmaradás magátalakulási folyamatokban való érvényességének kérdése is felmerült: mekkora energiát ad is le a bomló atommag az átalakulás során?

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE



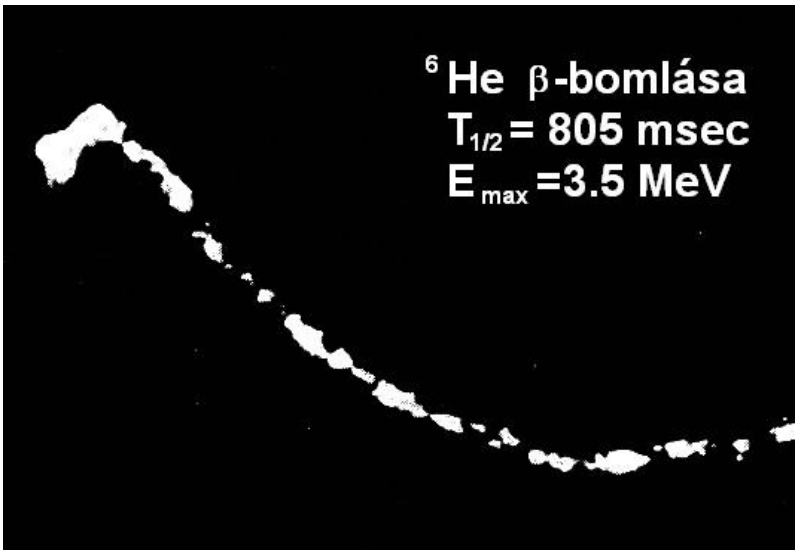
2.12. ábra: A β-bomlásból származó részecskék tipikus impulzuseloszlása: az arany 198-as izotópja 2,8 nap felezési idejű alapállapotának β-bomlása nyomán kilépő elektronok mágneses spektrométerrel mért impulzuseloszlása. A függőleges tengelyen a részecskegyakoriságot mértük fel tetszőleges egységekben. A β-bomláshoz a folytonos spektrum tartozik, a belső konverziós csúcsok és az Auger-elektronok nem ebből származnak. (A konverziós elektronok csúcsainak intenzitását erősen redukálták az ábrázolhatóság kedvéért.)

A β-bomlásoknál fellépő energiaviszonyokat a 2.13. ábrán látható, a tórium-sorhoz tartozó ^{212}Bi bomlása tisztázza. A bizmut-211 ugyanis egy α- és egy β-bomlással alakul át a stabil, 207-es tömegszámú ólommá. Azonban az átalakulásnál mind a két sorrend lehetséges és valóban be is következik. Lehetséges, hogy a mag először α-bomlással a ^{207}Tl maggá, majd β-bomlással alakul a végmaggá, és végbemehet az is, hogy előbb β-átalakulással ^{211}Po-vá bomlik, és ez után következik az α-bomlás. A kezdeti és a végállapot mindkét esetben ugyanaz. A 2.13. ábra mutatja, hogy a két úton az energiák akkor egyeznek meg, ha a β-bomlásnál az elektron lehetséges maximális mozgási energiájával vettük számításba a β-bomlásban felszabaduló energiát.



2.13. ábra: A tórium-sorhoz tartozó ^{211}Bi izotóp radioaktív bomlása

Az előbbi eredmény azt bizonyítja, hogy ezekben a folyamatokban is meghatározott energiaszintű állapotok között következik be az átmenet. A β-részecskék folytonos energiaeloszlása arra utal, hogy a bomlásban felszabaduló energia egy része nem a β-részecske mozgási energiája formájában jelenik meg, hanem úgy, hogy azt eszközeinkkel nem tudjuk könnyen detektálni. Ez a megfigyelés vezetett a **neutrínó hipotézisre** (W. Pauli, 1930), vagyis arra a feltételezésre, hogy a β-bomlásoknál valamely más, nehezen detektálható részecske is keletkezik**.**



2.14. ábra: A ^{6}*He β-bomlása (*$^6He \rightarrow {}^6Li + e^- + \bar{\nu}_e$*). A vastag nyom a* ^{6}*Li-é, a vékonyabb a β-részecskéé. A nyom elhajlását az alkalmazott mágneses tér okozta. (A ködkamrafelvételt Csikai Gyula és Szalay Sándor készítette 1957-ben.)*

A neutrínók anyaggal való kölcsönhatása rendkívül kicsi, ezért nagyon nehéz őket közvetlenül megfigyelni. Közvetett megfigyelésükre szép példa az a ködkamrafelvétel, amelyet egy ^{6}He atommag bomlásáról készített Csikai Gyula és Szalay Sándor 1957-ben (2.14. ábra). Az ábrán a vastag és rövid ^{6}Li, és a vékonyabb, hosszú β-részecske olyan szögben találkozik, hogy nyilvánvaló, hogy ezzel a két részecskével nem teljesülhet az impulzusmegmaradás követelménye. A hiányzó lendületet az antineutrínó vitte el.

Azóta a neutrínót és antirészecskéjét, az antineutrínót közvetlenül is megfigyelték. Tudjuk, hogy a neutrínó olyan elemi részecske, amelynek kicsi (legfeljebb ~3 eV) a nyugalmi tömege és a saját perdülete $1/2\hbar$.

A β-részecskék tulajdonságai arra utaltak, hogy a részecske valójában elektron. Fontos elvi kérdés volt annak az eldöntése, hogy a β-bomlásoknál kilépő részecskék tényleg elektronok-e? A kísérleteket M. Goldhaber és G. Scharff-Goldhaber 1948-ban végezték el. A vizsgálatok arra irányultak, hogy a β-részecskék anyaggal való kölcsönhatásában felléphnek-e a karakterisztikus röntgensugarak. Akkor ugyanis, ha a β-részecske nem elektron, akkor az atomba való beépülését nem akadályozza a Pauli-elv, és röntgensugárzást kellene megfigyelnünk. Ilyen sugárzást a gondos kísérletek nem mutattak ki. Másrészről azt is megvizsgálták, hogy a pozitív β-bomlásnál kilépő részecskék mutatnak-e az elektronnal való találkozásnál a részecske-antirészecske megsemmisülésre mutató γ-sugárzást? A kísérletek egyértelműen arra utaltak, hogy a negatív β-bomlásnál kilépő részecske azonos az elektronnal, a pozitív β-bomlásnál pedig az elektronok antirészecskéi, pozitronok lépnek ki. – A β-bomlásnál kilépő könnyű részecskék (elektron-pozitron, antineutrínó-neutrínó) a bomlás pillanatában keletkeznek.

A β-bomlásért az eddigiekben még nem tárgyalt típusú kölcsönhatás, az ún. **gyenge kölcsönhatás** a felelős. A gyenge kölcsönhatás a gravitációs, az elektromágneses és az erős kölcsönhatás mellett a negyedik kölcsönhatás. A gyenge kölcsönhatás közel lokális, a hatótávolság még az erős kölcsönhatásnál is mintegy három nagyságrenddel rövidebb, ~10^{-18} m nagyságrendben van. Ilyen távolságban az elektromágneses és a gyenge kölcsönhatás két proton között közel azonos erősségű. Azonban két proton gyenge kölcsönhatása egy, az atommagban jellemző távolságnál mintegy nyolc nagyságrenddel kisebb, mint a két proton elektromágneses kölcsönhatása.

Az atommagok β-bomlásának három típusát ismerjük: a negatív β-bomlást, a pozitív β-bomlást és az elektronbefogást. Az atommagok tömegszáma egyik átmenetnél sem változik.

Az atommagok **negatív β-bomlás**nál a rendszám eggyel nő, miközben egy elektron és egy antineutrínó hagyja el az atommagot. Alapvetően egy neutron alakul át egy protonná, egy elektronná és egy antineutrínóvá:

$$n \to p + e^- + \bar{\nu}_e .$$

A negatív β-bomlás energetikai feltétele:

$$M_Z \cdot c^2 - M_{Z+1} \cdot c^2 > 0 .$$

(Ennek az összefüggésnek az értelmezésekor emlékezzünk, hogy az atomtömegeket elektronjaikkal együtt értjük.) – Szabad neutron 10,6 perc felezési idővel 782 keV energia felszabadulása mellett elbomlik protonra és antineutrínóra.

A **pozitív β-bomlás**nál a rendszám eggyel csökken, miközben egy pozitron és egy neutrínó elhagyja az atommagot. Itt egy proton alakul át neutronra, pozitronra és neutrínóra.

$$p \rightarrow n + e^{+} + \nu .$$

A β^{+}-bomlás energetikai feltétele:

$$M_Z \cdot c^2 - M_{Z-1} \cdot c^2 - 2 \cdot m_0 \cdot c^2 > 0 .$$

Itt m_0 az elektron nyugalmi tömegét jelenti. A két elektron nyugalmi tömege azért jelenik meg, mert egy pozitron keletkezik és a *Z-1* rendszámú atomtömeg a *Z* rendszámúnál eggyel kevesebb héjelektronról ad számot. Tekintve, hogy az elektron nyugalmi tömege 511 keV, ezért az anyamag és a leánymag tömege között legalább 1,022 MeV különbségnek kell lennie ahhoz, hogy a folyamat végbemehessen. – Szabad proton nem bomlik, a folyamat csak atommagon belüli protonnal mehet végbe.

A β-bomlás harmadik típusa az ún. **elektronbefogás.** Szokásos jele a magtáblázatokban az EC (*electron capture* – angolul: elektronbefogás). Ennél a folyamatnál az atommag helyén nagy valószínűséggel jelen lévő elektronok egyikével, legvalószínűbben a legerősebben kötött K elektronnal lép gyenge kölcsönhatásba az atommag egyik protonja. (Ezért sokszor K-befogásnak is hívják az átmenetet.) A proton és az elektron a kölcsönhatásban neutronná és neutrínóvá alakul át:

$$e^{-} + p \rightarrow n + \nu_e .$$

Az elektronbefogás energetikai feltétele:

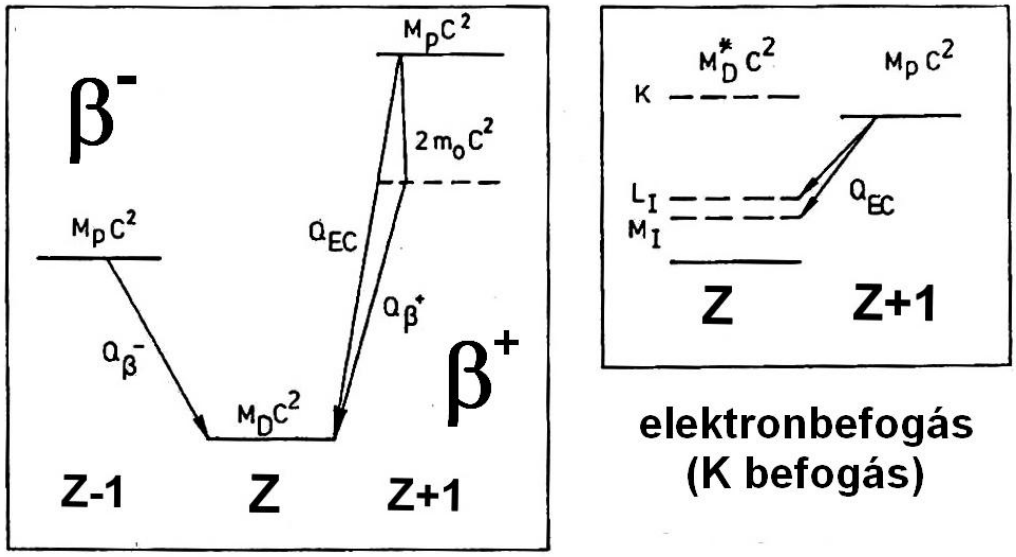
$$M_Z \cdot c^2 - M_{Z-1} \cdot c^2 - E^e_{köt} > 0 ,$$

ahol $E^e_{köt}$ a befogott elektron elektronhéjban való kötési energiáját jelenti. – Az elektronbefogás az elektronhéjban lyukat hoz létre, amely másodlagos sugárzások (például röntgensugárzás) forrása lehet. Ennek a jelenségnek a hatásaira később visszatérünk.

Az elektronbefogás valószínűsége nyilvánvalóan függ attól, hogy az atommag helyén mekkora az elektronsűrűség, valamint hogy hogyan aránylanak a K, L, M… különböző főhéjakhoz tartozó *s* elektronsűrűségek egymáshoz. Ezek viszont függhetnek attól, hogy milyen kémiai környezetben van az átalakulás előtt álló magú atom. Valóban, az 53,3 nap felezési idejű, EC-vel ^{7}Li-té alakuló ^{7}Be volt a sokáig az egyetlen olyan eset, amikor megfigyelték, hogy egy mag felezési ideje kismértékben (~0,07%) változott különböző kémiai környezetekben.[1]

[1] A modern magfizika azóta több hasonló esetet tanulmányozott.

© Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE



2.15. ábra: A β-bomlási folyamatok energiaviszonyai

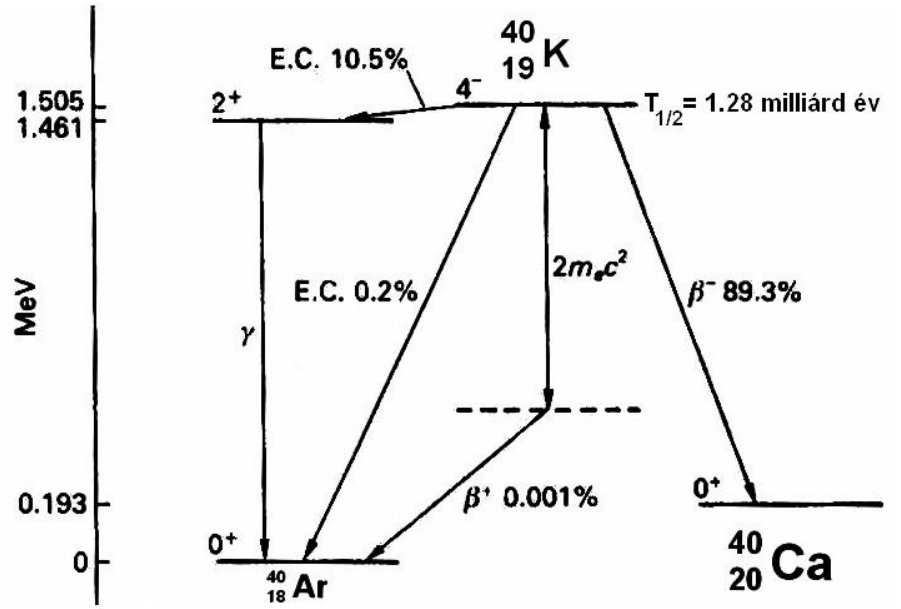
A három különböző típusú β-bomlást és az energiaviszonyokat a 2.15. ábra mutatja be. A bal oldali ábrarészen látható, hogy a három különböző típusú β-átmenetből a negatív β-bomlásnál nő a rendszám, míg a két pozitív β-bomlási folyamatnál, a β^+-bomlásnál és az elektronbefogásnál csökken. A jobb oldali ábrarész az elektronbefogásra vonatkozik és feltünteti, hogy a folyamat több különböző, erősen kötött elektronra, a K, L, M… elektronra is vonatkozhat.

A 2.15. ábrából nyilvánvaló, hogy a β^+-bomlás és az elektronbefogás sokszor lehet versenyző folyamat. A vizsgálatok azt mutatták, hogy ha mind a két pozitív β-bomlás lehetséges, akkor könnyű magoknál általában a β^+-bomlás, nehéz magoknál pedig az elektronbefogás dominál.

Minden elemnek több, mind pozitív, mind negatív β-bomló izotópját ismerjük. A 2.5. ábrán a negatív β-bomlók a neutrontöbblet oldalon, a pozitív β-bomlók pedig a protontöbbletes oldalon helyezkednek el.

Több olyan izotópot is ismerünk, amely mind a három lehetséges bomlástípussal bomlik. Erre az egyik szép példa a természetben is jelentős gyakorisággal előforduló ^{40}K (2.16. ábra).[2] Az izotóp a stabil ^{40}Ar-re bomlik Az argon a nitrogén és az oxigén után a légkör harmadik leggyakoribb eleme (0,934%).

[2] Érdemes megjegyezni, hogy a ^{40}K 10,5%-os valószínűségű elektronbefogással az ^{40}Ar 1461 keV-es első gerjesztett állapotára bomlik. Ez azután gamma-kvantum kibocsátásával megy az alapállapotra. Tekintve, hogy a kálium szinte minden építőanyagban megtalálható, az 1461 keV-os gamma-sugárzás gyakorlatilag mindenütt detektálható.



2.16. ábra: A természetben 0,0117% részaránnyal előforduló ^{40}K izotóp bomlása. Figyeljük meg, hogy a mag mindhárom β-bomlási típussal bomlik

Az atommagok elektromágneses bomlásai

Ugyanannak az atommagnak általában sok, különböző energiájú gerjesztett állapota van. Ezek többször létrejönnek az atommagok radioaktív bomlása során. Ha a gerjesztett állapotok stabilak a részecskék kibocsátásával szemben, akkor legtöbbször elektromágneses átalakulás nyomán veszítik el energiájukat. Az elektromágneses kölcsönhatás az atommagban több nagyságrenddel nagyobb a gyenge kölcsönhatásnál, így általában az egyéb (például energetikai) szempontból nem tiltott elektromágneses átmenetek valószínűsége sokkal nagyobb, mint a β-bomlásé.

Az atommagokban az elektromágneses átmeneteknek két formája lehet: a **γ-kibocsátás** és a **belső elektronkonverzió**.

A **γ-bomlás** során nagy energiájú elektromágneses kvantum hagyja el az atommagot. Az atommagnak ilyenkor sem a tömegszáma, sem a rendszáma nem változik, csak a nukleonrendszer energiája csökken a gamma-kvantum által elvitt energiával (lásd a 2.7. ábra példáit). Sokszor előfordul, hogy nem egy, hanem egymást követő több gamma-kvantummal gerjesztődik le az atommag. Erre a 2.7. ábrán bemutatott kobalt-60 atommagnak nikkel-60 maggá történő alakulását követő 1330 és 1170 keV kettős gamma-kaszkád mutat példát. Az atommagok γ-átmeneteinek energiája a néhányszor 10 keV-től az 1–2 MeV-ig tartományban van.

Az atommagok gerjesztett állapotból elektromágneses γ-kvantum kibocsátásával történő alacsonyabb energiájú állapotokba történő átmenetei széles tartományba eső felezési időket mutathatnak. A megengedett elektromos dipólus átmenetek akár ps (10^{-12} sec) nagyságrendű idők alatt is bekövetkezhetnek, de ismerünk olyan átmenetet is, ahol az izomér állapot felezési ideje több év is lehet (például $^{113}Cd^{*}$263,5 keV állapotának felezési ideje 14,1 év – ez a leghosszabb felezési idejű ismert izomér állapot). Az atommagok átmeneteinél ugyanis az atomburok megvédi a magot attól, hogy gerjesztési energiáját más módon adja le. Ezért a magátmeneteknél nemcsak elektromos dipólátmenetek, hanem ma-

gasabb multipolaritású átmenetek is végbemehetnek. Az átmenet multipólrendje attól függ, hogy a sugárzási tér mekkora impulzusmomentumot vitt el. Ugyanis a perdületmegmaradás általános törvénye miatt szükséges, hogy nagy perdületkülönbségű állapotok közötti elektromágneses átmenetnél a sugárzási tér több, mint egy $\hbar$ impulzusmomentumot vigyen el. Az atommagoknál végbemennek tiltott átmenetek:[3] a mag „kivárja", amíg a bomlásra sor kerül. Ráadásul minél több $\hbar$ perdületet kell a sugárzási térnek elvinnie, annál magasabb rendben tiltott az átmenet, annál kisebb a legerjesztődés valószínűsége. A hosszú felezési idejű izomér állapotok általában ilyen viszonyok miatt alakulnak ki.

Szépen illusztrálja az elmondottakat a ^{137}Cs β-bomlását követően a ^{137}Ba második gerjesztett állapotának lebomlása (lásd 2.7. ábra). A β-bomlás nagy valószínűséggel bárium 11/2 spin paritású 662 keV energiájú állapotra történik. Ennél a gerjesztett állapotánál kisebb energiával rendelkezik egy 1/2 spinű gerjesztett állapot, az alapállapot spinje 3/2. Így az első gerjesztett állapotra való átmenethez legalább 5 $\hbar$, míg az alapállapotra történő bomlásnál legalább 4 $\hbar$ perdületet kell a γ-kvantumnak elvinnie. Ténylegesen ez az utóbbi átmenet következik be, de igen hosszú, 2,5 perc felezési idővel!

A **belső elektronkonverzió** (angolul: *internal transition* – IT, sokszor ezt a jelet használják a táblázatok) szintén az atommag elektromágneses átmenete. Ilyenkor a gerjesztett atommag elektromágnesesen kölcsönhat az atomburokkal, és egy ottani elektronnak adja át az energiáját. Végeredményben az elektron kötési energiával csökkentett nagy mozgási energiával rendelkező elektron hagyja el az atommagot. A belső konverzió bekövetkezhet a K-, az L-, az M-… héjon egyaránt. A K-héjon általában egy nagyságrenddel nagyobb valószínűséggel következik be az átmenet, mint az L-héjon.

A belső konverzió és a γ-bomlás általában versenyző folyamatok. Ezt a versenyt írja le a belső konverziós együttható, amely azt mutatja meg, hogy a konverziós elektronok száma hogyan aránylik a gammák számához ugyanabban az átmenetben.

$$\alpha_{IT} = \left(\frac{N_e}{N_\gamma} \right) = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \ldots$$

A belső konverziós együtthatók értékeit a magtáblázatokban adják meg.

A belső konverziós együttható a rendszámmal és az átmenet multipolaritásával nő. A kísérletek szerint könnyű magoknál és nagy energiákon a γ-kibocsátás dominál, míg nagy rendszámoknál, alacsony gerjesztési energiákon a belső konverzió részesül előnyben.[4]

A spontán hasadás

A spontán hasadás az a jelenség, amikor egy atommag külső beavatkozás nélkül, spontán elhasad két kisebb tömegű atommagra. A hasadási folyamat a legtöbb szempontból megegyezik a nem túl nagy energiájú (<10 MeV) külső részecskével indukált hasadással.

[3] A földi laboratóriumi gyakorlatban csak olyan sugárzásokat lehet megfigyelni, amelyek elektromos dipólátmeneteknek felelnek meg. Ennek oka az, hogy más multipólus átmenetek valószínűsége olyan kicsiny, hogy a gerjesztett állapot más módon (például ütközéssel) adja le az energiáját. Az ilyen kis valószínűségű átmeneteket tiltott átmeneteknek nevezzük.

[4] A 2.7. ábrán bemutatott, a laboratóriumi gyakorlatban sokszor alkalmazott ^{137}Cs izotóp bomlásánál keletkezik a ^{137}Ba leánymag második, 661 keV energiájú izomér állapota. Ez az állapot összemérhető valószínűséggel bomlik γ-kibocsátással és belső konverzióval egyaránt.

A természetben előforduló radioaktív elemek közül csak a két uránizotópnál (^{235}U és ^{238}U), illetve a ^{232}Th-nál fordul elő mint bomlásmód. A hasadási valószínűség mindhárom esetben igen kicsi az α-bomlás valószínűségéhez képest. Az uránnál nehezebb, mesterségesen előállított transzuránok spontán hasadási csatornája nagyobb valószínűségű, mint az előbbi három természetes izotópé, de fő bomlásmóddá csak egy-két izotóp esetében válik. Ennek a – természetben kis valószínűséggel, de elforduló – bomlásnak a hatása a környezeti sugárzásoknál kicsi.[1]

Járulékos jelenségek radioaktív minták részecskespektrumaiban

Az előbbiekben áttekintettük azokat a jelenségeket, amelyek a radioaktív sugárzásokat jellemezték. A magátalakulások során azonban többször olyan társfolyamatok is végbemennek, amelyeknek hatásuk lehet a bomlási termékek megfigyelésére, jelentkeznek a részecskespektrumokban és értelmezési nehézségek forrásai lehetnek.

Az atommagokból kilépő **elektronok spektruma** sokszor tartalmaz legalább két egészen különböző okból megjelenő komponenst. Egyrészről a negatív β-bomlás folytonos energiaeloszlású (impulzuseloszlású) elektronjai a bomlás maximális energiájának megfelelő határig ott vannak a spektrumban. Ugyanakkor lehetséges, hogy a gyenge kölcsönhatással átalakult leánymag elektromágneses kölcsönhatásban belső konverziós elektronokat is kibocsát. A 2.12. ábrán ilyen esetet bemutató spektrumot, az ^{198}Au bomlását láthatjuk.

Mind az elektronbefogás gyenge kölcsönhatással végbemenő folyamata, mind a belső konverzió elektromágneses kölcsönhatással lezajló átmenete végső soron olyan állapotra vezet, amely során egy lyuk keletkezik az atomhéj K-, L- vagy M-állapotán. A lyuk kialakulása héjfizikai átrendeződést indít meg. Ekkor az egyik lehetőség, hogy a magasabb héjról egy elektron betölti a lyukat, majd az így kialakuló újabb lyuk is betöltődik, és Rönt

gen-kaszkád indul el. E röntgensugarak energiája – különösen nagyobb rendszámú atomok esetén – olyan, ami megjelenhet a gamma-spektrumokban. – Az atomhéjban azonban kialakulhat a Röntgen-kaszkáddal versenyző másik folyamat is. Lehetséges ugyanis, hogy az atomburok az energiáját úgy adja le, hogy saját elektronburkából kilök egy kevésbé kötött elektront. Ezek az **Auger-elektronok**. Ezeknek az energiája nehezebb magoknál azonos nagyságrendű lehet a magfizikai folyamatokból megfigyelt elektronokkal. Ráadásul ezeknek, éppúgy, mint a Röntgen-kaszkád egyes tagjainak, még szerkezete is lehet, több különböző csoportot figyelhetünk meg. Példaként ismét a 2.12. ábrára utalunk.

2.4. Radioaktív sugárzások kölcsönhatása az anyaggal

A radioaktív sugárzások markáns hatást fejtenek ki a bioszférára – ezt minden gyakorlati tapasztalat megerősíti. Ugyanakkor közvetlenül nem nyilvánvalóak azok a mechanizmusok, amelyeken keresztül ezek a sugárzások kifejtik hatásukat. Az csak az egyik oldala a felmerülő kérdéseknek, hogy az ember egyetlen érzékszerve sem érzékeny a radioaktív sugárzásokra, és még az is igaz, hogy az egyed halálos dózist kaphat anélkül, hogy ő maga a besugárzás során akár észrevenné a besugárzás tényét. A környezeti hatások és hatásmechanizmusuk bonyolult. A legelső, amire választ kell kapnunk az, hogy a különböző sugárzásfajták hogyan hatnak kölcsön az anyaggal, mi a kölcsönhatás legfontosabb eleme, mi a folyamatok lényege, melyek a sugárzások ebből a szempontból legfontosabb jellemzői.

[1] Megjegyezzük, hogy a hasadás fizikájával az atomenergiával foglalkozó fejezetben foglalkozunk.

Az előbbiekben áttekintettük a radioaktív sugárzások jelenségkörét, és láttuk, hogy már a részt vevő részecskék oldaláról is figyelemre méltó sokszínűséget mutatnak. A nehéz atommagok bomlási sorainál meghatározó az α- és a β-bomlás, a könnyebb izotópoknál megjelennek a pozitronok mint kibocsátott részecskék, és szinte minden bomlás kísérőjelensége a γ-sugárzás. A természetben és a környezetünkben előforduló sugárzások, egyszerű magfizikai okok miatt, a néhány MeV-ig terjedő energiatartományban vannak. Manapság azonban számos gyorsító működik a fejlett világ valamennyi országában, amelyekkel sokkal nagyobb energiájú részecskenyalábokat lehet előállítani, mint amilyenek a környezetünkben előfordulnak, és olyan részecskéket is gyorsítanak, amelyek a természetes radioaktív sugárzásokban nem fordulnak elő. Külön figyelmet érdemelnek az atomreaktorok. Ezekben a hasadási jelenségek nyomán óriási neutronfluxusok jöhetnek létre.

A radioaktív sugárzások és a mesterségesen létrehozott részecskenyalábok anyaggal való kölcsönhatásának megismerése legalább három szempontból elengedhetetlen. Egyrészről csak a folyamatok ismeretében lehet kísérletet tenni a sugárzások biológiai hatásainak megértésére. Itt egyaránt gondolunk a károsító hatásokra és a terápiás célból használt sugárzásokra. Másrészről a sugárzásokban részt vevő részecskék kölcsönhatásainak ismerete jelenti a kiindulópontot a részecskék detektálási módjai megtervezésének és továbbfejlesztésének. Végül komoly ismeretekre van szükség a környezetet károsító sugárzások elleni védekezéshez, a védelmi területek és szempontok meghatározásához, valamint a védekezési intézkedések meghozatalához.

Ezen megfontolásainkat vezérfonalként használva fogjuk áttekinteni a sugárzások és az anyag kölcsönhatásait. Eközben nyilvánvaló, hogy a töltött részecskék anyaggal való kölcsönhatását, a γ-sugárzás kölcsönhatásait, valamint a neutronok esetét a nagyon különböző fizikai tulajdonságok miatt külön kell tárgyalni. A töltött részecskék anyagon való áthaladásuk közben töltésük révén közvetlenül kölcsönhatnak az anyagot felépítő töltött alkotórészekkel. Az elektromágneses gamma-kvantumok, vagy a semleges neutronok egészen más folyamatokban vesznek részt. Mindez, különösen, ha nem szorítkozunk az alacsony energiájú sugárzások témakörére, meglehetősen összetett, részleteiben sokszor kevéssé áttekinthető feladatot jelent.

2.4.1. A töltött részecskék kölcsönhatása az anyaggal

A radioaktív sugárzásokban lévő töltött részecskék energiája mindig sokkal nagyobb, mint az anyagban lévő atomoké, amelyek általában termikus mozgást végeznek (E~0,025 eV szobahőmérsékleten). A radioaktív részecskék az anyag részecskéivel elektromágneses kölcsönhatásba lépnek, mivel minden anyag atomjai töltött részekből épülnek fel. A kölcsönhatás jellege és nagysága elsősorban attól függ, hogy a részecske milyen távolságban halad el az atom mellett. Ezt a távolságot a bombázó részecskének az atomra vonatkoztatott ütközési paramétere jellemzi, amely a részecske aszimptotikus pályaegyenese és a vele párhuzamos az atom tömegközéppontján átmenő egyenes közötti távolságot jelenti (2.4. ábra, ott az α-k atommagokon történő szórásánál már bevezettük az ütközési paraméter fogalmát).

Nagy ütközési paraméterek (b>>atomsugár) esetén a részecske kölcsönhatása az atomburok egészével történik. Annak ellenére, hogy az elrepülő részecske töltése révén az atomburkot deformálja és polarizálja, nem történik ionizáció, és az atomburkot még csak nem is gerjeszti. Ily módon a részecske az ütközés révén csak az irányát változtatja meg, azaz rugalmasan (elasztikusan) szóródik. Az energiaveszteség csak annyi, amennyi a kis-

mértékben megváltozott impulzus miatt az impulzusmegmaradás törvényéből következik. Viszonylag távoli elhaladásoknál is előfordulhat azonban, hogy az atomburok magasabb gerjesztett állapotába kerül, vagy egy külső, gyengén kötött elektron leválásával az atom ionizálódik. Ilyen kölcsönhatásoknál a bombázó részecske rugalmatlanul (inelasztikusan) szóródik. Az ehhez szükséges energia csupán néhány eV. Ezekben a folyamatokban szabaddá váló másodlagos elektron mozgási energiája mindig alacsony, és azt a kölcsönhatás közvetlen környezetében le is adja. Így mind az elasztikus, mind az inelasztikus folyamatokban a töltött részecske kicsiny lépésekben adja le az energiáját, az ütközések puhák. Tekintve azt, hogy egy anyaggal kölcsönható töltött részecske egyszerű geometriai okok miatt igen sok atomon szenvedhet puha ütközést, a kicsiny energiaveszteség ellenére összenergiájának mintegy 50, de különleges körülmények esetén akár 80%-át is ezekkel a folyamatokkal veszítheti el. A kicsiny energiavesztési lépések miatt a töltött részecske energiája gyakorlatilag folytonosan csökken.

Közepes ütközési paraméterek (b~atomsugár) esetén a részecske közel repül el, vagy bele is merül az elektronburokba. Ilyenkor lehetséges az, hogy a részecske az atomhéj egyes erősen kötött, belső elektronjaival lép kölcsönhatásba. Az eredmény lehet az atomhéj magasabb energiájú gerjesztése, és az is lehetséges, hogy a részecske nagy energiát ad át egy elektronnak, és az atomot ily módon ionizálja. Az ilyen kölcsönhatási mechanizmussal kilökött elektronoknak lényegesen nagyobb az energiájuk, mint a puha ütközéssel szabaddá tett külső elektronoké. Ezek a **δ-elektronok** a részecske pályájához képest oldalirányúak, és pályájuk mentén ők is az előbb leírtakhoz hasonlóan veszítik el energiájukat, főleg puha ütközések sorozata révén. A δ-elektronoknak mikroszkopikus biológia rendszerekben, mint például a DNS-ben, vagy a sejtek dozimetriájában különlegesen fontos szerepük van.

A **kis ütközési paraméterek** (b<<atomsugár) esete akkor válik fontossá, amikor a részecskék energiája olyan nagy, hogy az atomburkon keresztül bejuthatnak az atommag Coulomb-terébe, és a maggal lépnek kölcsönhatásba. Az atommaggal való reakció lehet Coulomb-szórás (az atommag tere nagyobb energialeadás nélkül eltéríti a részecskét), vagy rugalmas szórás. Ilyenkor gerjesztések nem történnek, de ezek a folyamatok a bejövő nyaláb kiszélesedésére vezetnek. – Ha a részecskék közel kerülnek az atommaghoz, akkor az eltérítési folyamatok komoly gyorsulások felléptéhez vezethetnek, amely viszont elektromágneses sugárzás kibocsátására készteti a gyorsuló részecskét. A jelenséget, amely főleg a könnyen eltéríthető kis tömegű elektronoknál és pozitronoknál jelentős, **fékezési sugárzásnak** hívjuk. E rugalmatlan folyamat révén a részecske nagy energiaveszteséget szenvedhet. A fékezési sugárzásban kilépő gamma-fotonok járulékos, sokszor jelentős komponensét jelentik az így megváltozó eredeti sugárzási térnek.

A **magsugárhoz közel eső ütközési paraméterek** esetén a bejövő részecske közvetlenül kölcsönhathat az atommaggal. Amennyiben ezek a részecskék elektronok vagy pozitronok, akkor csak a Coulomb-kölcsönhatás lép fel közöttük és a mag között. A mag nem abszorbeálja őket, a kölcsönhatás után is megmaradnak szabad részecskéknek. A nehéz részecskék maguk is atommagok, vagy az erős kölcsönhatásban részt vevő egyéb részecskék, így a kölcsönhatásban magreakciók mehetnek végbe azok összes lehetséges kimenetelével. Előfordulhat, hogy újabb nagy energiájú részek keletkeznek, a magreakciók kilökhetnek nemcsak nukleonokat, de összetett atommagokat is. Megfelelő anyagok esetén előfordulhat, hogy az abszorbens anyagban indukált maghasadás megy végbe. Ugyanakkor

ezeknek a folyamatoknak a valószínűsége általában alacsony és a magfolyamatok jelentősége a töltött részecskék energialeadásában általában kicsiny.[1]

Az előbb ismertetett kölcsönhatások jelentősége, megvalósulásuk viszonylagos valószínűsége azonban egy sor, a tényleges sugárzásra és az abszorbeáló anyagra vonatkozó körülménytől függ. Érdekes módon különlegesen fontos szerepe van a részecske tömegének, különösen azokban az esetekben, amikor a részecske irányváltozása fontos szerepet játszik. A nehéz töltött részecskék (ide tartozik már a proton is és bármely nehezebb atommag) lényegesen nagyobb tömegűek, mint a kölcsönható partnereik, a héjelektronok. Ezek a kölcsönhatások során alig változtatnak irányt, és többé-kevésbé mindvégig egy irányba haladnak. Ezzel szemben az elektronok tömege azonos azokéval az elektronokéval, amelyekkel kölcsönhatnak, és emiatt az irányváltoztatás lényegesen nagyobb egy-egy ütközésnél. Az eredmény az, hogy az elektronnyalábok jelentősen kiszélesednek, szétszóródnak. Egy tényleges példa szerint: míg a párhuzamos, nehéz, töltött részecskenyaláb adott energián az anyagon való áthaladáskor csak 1–2 mm-re szélesedik ki, addig a hasonló energiájú és nyalábparaméterű elektronnyaláb 1 cm körüli udvart mutat. Terápiás alkalmazásnál a különbség döntő lehet.

A nagy nyugalmi tömeg (protonra~1 GeV) miatt a nehéz töltött részecskék nyalábjai lényegesen nagyobb mozgási energiák mellett mutatnak relativisztikus jelenségeket, mint az elektronok. Azonos energiák mellett így a nehéz részek sokkal kevesebb fékezési fotont keltenek, mint az elektronok.

Az előbb ismertetett kölcsönhatások eredményeként a gyors töltött részecske energiát veszít. Ezt az energiaveszteséget a **fajlagos energiaveszteség** bevezetésével írjuk le.

A $\left(-\frac{dE}{dx}\right)$ mennyiség megadja az energiavesztés fajlagos mértékét, azt az energiát, amelyet a radioaktív részecske rövid, *dx* útszakasz megtétele után elveszít. A fajlagos energiaveszteség dimenziója [energia/távolság], gyakorlati egysége a [keV/μm].

Az előzőekben áttekintettük a töltött részecskéknek az anyaggal való kölcsönhatását, és azt láttuk, hogy azok a folyamatok, amelyek során a részecske energiát veszít, lényegében két részre bonthatók: egyrészt az ütközések révén az anyag atomjaival való kölcsönhatások, másrészt a sugárzásos energiaveszteség révén bekövetkező kölcsönhatásokra. E két járulék egészen más folyamatokból származik, és ezért egyszerűen összegeződnek. Így szokásos az előbb bevezetett fajlagos energiaveszteséget a következő összeg formájában felírni:

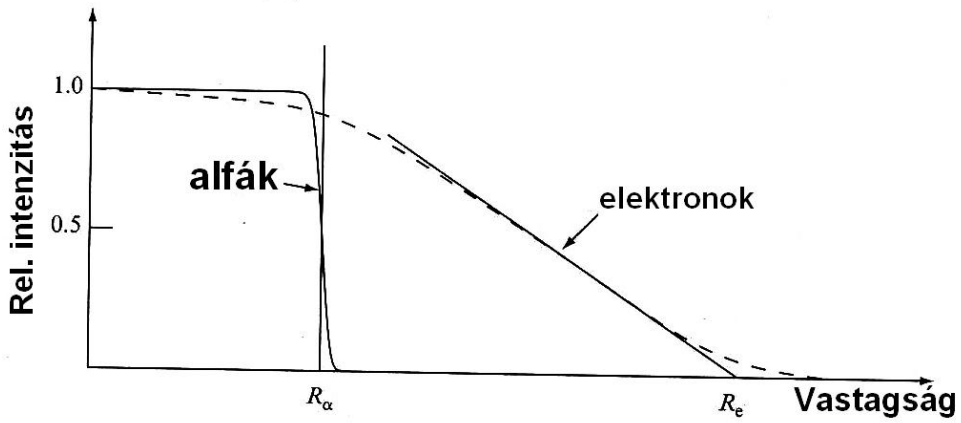
$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{teljes} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ütközési} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{sugárzási}.$$

Olyan energiákon azonban, amelyek a környezetfizikai gyakorlatban, a természetben, az ipari alkalmazásoknál és az orvosi vizsgálatokban, terápiás eljárásokban előfordulnak –

[1] Nem esett szó az anyag és a megfelelő tulajdonságú töltött részecskék igen látványos kölcsönhatásáról, a Cserenkov-sugárzásról. Ez akkor lép fel, ha egy töltött részecske nagy ütközési paraméterrel a közegben mérhető fénysebességnél nagyobb sebességgel mozog. Ilyenkor a sebességviszonyoktól függő szögben fényjelenséget észlelhetünk. Híresen szép jelenség a reaktorok magasan radioaktív fűtőanyaga körül az abból kilépő elektronok által a hűtővízben fellépő kék színű Cserenkov-sugárzás. – A jelenséget azért nem tárgyaljuk, mert a töltött részecskék anyagban való energiavesztesége szempontjából elhanyagolható effektusról van szó.

kizárólag az elektron kivételével – a sugárzásos energiaveszteség elhanyagolható az ütközési komponenshez képest. Ezért mi is elsősorban az ütközéses folyamatok energiaveszteségével foglalkozunk.

A részecskék azonban nemcsak energiát veszítenek, de a nyalábban tovahaladó részecskék száma is változhat a kiszóródás révén. Ezt a $\left(-\frac{dN}{dx}\right)$ mennyiség írja le.



2.17. ábra: A részecskenyaláb intenzitásának és az anyagban befutott távolságnak a kapcsolata α-részecskék (folytonos görbe) és elektronok (szaggatott vonal) esetén. Az eltérés a két részecske viselkedése között szembeötlő

A 2.17. ábra a nehéz töltött α-részecskék és az elektronok anyagon való áthaladásának viszonyait mutatja kísérleti eredmények alapján. Az ábrán bemutatott esetben a két nyaláb kiindulási intenzitásait az anyagvastagság kis értékeire összenormálták. Az α-részek esetében az intenzitás az anyagba való belépéstől meghatározott távolságig nem függ a megtett úttól. Természetesen a részecskék folyamatosan veszítenek energiát, azonban lényegében mindegyik α rész bent marad a nyalábban. Végül egy viszonylag szűk távolságtartományban a részecskék száma lecsökken, a nyaláb eltűnik. – Az α-k esetével szemben az elektronok már anyagban megtett pályájuk kezdeti szakaszán is veszítenek intenzitásukból. A részecskeszámvesztés folyamatos, és olyan, hogy csak hosszabb tartomány befutása után válik elhanyagolhatóvá az intenzitás.

A megfigyelés szépen illusztrálja a korábban megtárgyaltakat. Az α-részecskék nagy tömegük és jelentős mozgási energiájuk révén nem, vagy csak kevéssé változtatják meg repülésük irányát. Az energiavesztés folyamatos, sok lépésben, és minden α-ra kb. ugyanúgy megy végbe. Csak így lehetséges, hogy mindegyik egy szűk távolságon belül veszti el a továbbhaladáshoz szükséges mozgási energiát. Ekkor természetesen megszűnik a nyaláb, ez a vastagság a hatótávolság.

Az elektronok könnyű részecskék, ezért a nehezebb atommagokkal való ütközés kiszórhatja őket a nyalábból. Már a kis energiaveszteség fázisában is lesznek olyan elektronok, amelyek irányt változtatnak és távoznak a nyalábból. Ugyanakkor a fajlagos energiaveszteség kisebb, és ezért azok az elektronok, amelyek nem szóródtak ki a nyalábból, nagyobb távolságot képesek megtenni.

A töltött részecskék energialeadásának követésére jól működő elméleti megközelítések léteznek. Ezek felhasználják a modern fizika eszköztárát, figyelembe veszik a relativiszti-

kus effektusokat, és számba veszik azokat a kvatumjelenségeket, amelyek ezekben a folyamatokban fontosak lehetnek. Az elméleti leírások követése természetesen túlnyúlik e könyv keretein. Ugyanakkor a legfontosabb fizikai gondolatok közérthető ismertetését, az eredmények áttekintését és elemzését a következőkben feladatunknak tekinthetjük.

A töltött részek anyaggal történő kölcsönhatásából következő fajlagos energiaveszteséget elméletileg a ***Bethe–Bloch-formula*** írja le (1930). A formula levezetésénél mind a kvantumfizikai, mind a relativisztikus effektusokat figyelembe vették. A formula kiválóan számot ad a kísérleti megfigyelésekről, és a gyakorlatban kiterjedten alkalmazzák töltött részecskék anyaggal való kölcsönhatásának megbízható kiszámítására tervezési és hasznosítási feladatokban.

Nehéz töltött részecskékre az energialeadás ütközési részére vonatkozó kifejezés a következő:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ütközési}}\left[\frac{MeV}{cm}\right] = 0{,}30707\left(\frac{MeV\cdot cm^2}{g}\right)\cdot\rho\cdot\frac{Z}{A}\cdot z^2\cdot\frac{1}{\beta^2}\cdot R_{\text{ütközési}}(\beta).$$

Itt ρ, Z és A a bombázott anyagra vonatkozó adatok: ρ a sűrűséget jelenti [g/cm^3] egységekben, Z és A a rendszám és a tömegszám. A bombázó részecske töltésszáma (ionizációs foka) z, β a $\left(\frac{v^2}{c^2}\right)$ arány,[2] ahol v a részecske sebességét, c pedig a fénysebességet jelenti. A jobb oldalon lévő dimenzióval rendelkező szám az elméleti levezetésben szereplő természeti konstansok és mértékegységek közötti átszámítások kiértékeléséből származik. $R_{\text{ütközési}}(\beta)$ az ún. „maradékfüggvény”, amelynek numerikus értékeit a gyakorlati munkához táblázatokban (például ICRU 37) adják meg. Az eredményt $\left[\frac{MeV}{cm}\right]$ egységekben kapjuk.

A Bethe–Bloch-formula (2.1) alakja könnyen átírható egyenértékű, de más mennyiségeket szerepeltető alakra. A fajlagos energiaveszteség az $\left(\frac{1}{\beta^2}\right)=\left(\frac{c^2}{v^2}\right)\sim\frac{M\cdot c^2}{2\cdot E}$ és nem relativisztikus közelítésben $R_{\text{ütközési}}\approx\ln\left[\frac{m_e}{M}\cdot\frac{4\cdot E}{\langle I\rangle}\cdot\right]$, összefüggésekkel felírható a

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)\left[\frac{MeV}{cm}\right]\approx 2{,}7636\cdot 10^{16}\cdot\left(\frac{\rho}{A}\cdot Z\right)\cdot\left(\frac{M\cdot z^2}{2\cdot E}\right)\cdot\left(\ln\left[\frac{m_e}{M}\cdot\frac{4\cdot E}{\langle I\rangle}\cdot\right]\right)\left[\frac{MeV\cdot cm^2\cdot m^2}{g\cdot s^2}\right]$$

alakban. Itt m_e az elektron, M és E a bombázó részecske tömegét és a mozgási energiáját, $\langle I\rangle\approx 11.5\cdot Z(eV)$ pedig az anyag átlagos ionizációs energiáját jelenti. Ez az utóbbi alak fizikailag ugyanazt tartalmazza, mint az előző, és közvetlenül is alkalmas számszerű becs-

[2] A relativisztikus számításoknál gyakran használt β a bombázó részecske mozgási energiájából az $m=m_0+\left(\frac{E_{kin}}{c^2}\right)=\frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$ összefüggés figyelembe vételével határozható meg.

lések elvégzésére. (A tényleges számításnál ρ egysége g/cm^3, M-et kg-ban, E-t és I-t J-ban kell beírni.)

Elektronokra és pozitronokra a fenti összefüggés módosításra szorult. Ennek fő oka az, hogy itt a héjelektronok kiütésének folyamatait a nehéz részecskékhez képest másképpen kell elméletileg kezelni, másrészről figyelembe kell venni, hogy a bombázó és a kiütött elektronok egymástól megkülönböztethetetlenek. A fajlagos energiaveszteségre így jellegében teljesen hasonló kifejezést kapunk:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)^{*}_{\text{ütközési}}\left[\frac{MeV}{cm}\right] = 0{,}15354\left(\frac{MeV\cdot cm^2}{g}\right)\cdot\rho\cdot\frac{Z}{A}\cdot\frac{1}{\beta^2}\cdot R^{*}_{\text{ütközési}}(\beta).$$

A maradékfüggvény értékei itt természetesen az elektronra és a pozitronra vonatkoznak.

A fajlagos energiaveszteséget leíró Bethe–Bloch-formula érdekes és a gyakorlat szempontjából hasznos megállapításra ad alkalmat.

- **A fajlagos energiaveszteség $1/v^2$-től függ.**

Az $R_{\text{ütközési}}(\beta)$ függvények lényegében konstansnak tekinthetők abban a tartományban, ahol a bombázó részecskékre a relativisztikus effektus még nem nagy. Ilyenkor:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ütközési}} \sim \rho\cdot\frac{Z}{A}\cdot z^2\cdot\frac{1}{v^2}.$$

Az $1/v^2$-tól való függés egyszerű fizikai kép alapján is érthető. A klasszikus mechanika szerint ugyanis az elektronoknak történő dp impulzusátadás azzal az időtartammal arányos, amely ideig a részecskék kölcsönhatnak, $dp\sim dt$. Ez az időtartam másrészről viszont fordítva arányos a bombázó részecske sebességével, $dt\sim 1/v$. Ha feltételezzük, hogy az impulzust átvevő elektron az ütközés előtt közel nyugalomban volt, akkor az ütközés után az elektron lendülete az átadott impulzussal egyezik, $p=dp$. Ebből a részecske által átadott energia $E=p^2/(2\cdot m)$. Innen $dE/dx\sim(dp)^2\sim 1/v^2$ adódik.

A fajlagos energiaveszteségnek a sebesség négyzet reciprokától való függése miatt a részecske pályájának végén, ahol a sebesség már kicsi, jelentősen megnő az energiaveszteség. Másrészről, minél nagyobb a sebesség, annál kisebb az energiaveszteség ugyanolyan hosszú út befutása mellett. Amikor pedig a részecske sebessége megközelíti a fénysebességet ($v\to c$), a sebességfüggés eltűnik.

- **A fajlagos energiaveszteség a bombázó részecske töltésállapotától négyzetesen függ.**

Az energialeadás négyzetesen függ a bombázó részecske töltésállapotától. A nehezebb ionok esetén azonban a töltésállapot az anyagban való haladáskor változhat. Egyrészről előfordulhat, hogy a részecske pályája mentén további elektronokat ad le, másrészről – különösen akkor, amikor már jelentősen lecsökkent a mozgási energiája – fel is vehet töltéseket. A részecskék haladásuk során akár többször is megváltoztathatják a töltésállapotukat. Azonban nagyon nehéz ezeket a dinamikus folyamatokat előre látni. Mivel azonban a töltésállapottól az energialeadás négyzetesen függ, ezek a változások jelentősen befolyásolhatják a tényleges energiaveszteséget. Ezért a nehezebb ionoknál a töltésállapot effektív értékével szokták figyelembe venni azt a tényt, hogy ilyen esetekben az energialeadás sokszor lényegesen kisebb, mint amit a bombázó részecske bemeneti töltésállapota alapján

várnánk. A kérdéskör vizsgálata szerint olyan esetekben, amikor a részecske MeV-ben kifejezett energiájának számértéke nagyobb, mint $z^2/2$, akkor az abszorbensnek már vékony rétege is megtisztítja az összes elektronjától az iont. Ezt a tényt nagy töltésállapotú ionok létrehozására használják fel a gyorsított részecskenyalábok előállításának gyakorlatában.

Másrészről az abszorbensben a már lelassult ionok több lépésben felvehetnek annyi elektront, hogy kifelé semlegessé válnak. Ilyenkor az ion már nem tudja az energiáját az ütközések révén az elektronoknak leadni, csak az atommagokkal való kölcsönhatással. Az ionok azonban olyan kicsiny maradék energiával kerülnek ebbe az állapotba, hogy az energiaveszteség szempontjából a jelenség elhanyagolható.

- **Az abszorbensben a fajlagos energiaveszteség azonos töltésű azonos sebességű részecskékre közel megegyezik.**

A fajlagos energiaveszteség átírható a bombázó részecske E mozgási energiájának bevezetésével:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ütközési}} \sim \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot z^2 \cdot \frac{M}{E},$$

ahol M a részecske tömegét jelenti. E szerint azonos töltésállapot mellett az azonos nukleononkénti energiával rendelkező részecskék fajlagos energiavesztesége jó közelítéssel azonos.

Így például a 2 MeV energiájú protonok, a 4 MeV-es deuteronok és az egyes töltésállapotban lévő 12 MeV-es ^{12}C ionok fajlagos energiavesztesége azonos.

- **A fajlagos energiaveszteség arányos az abszorbens elektronsűrűségével.**

A (2.1) és (2.2) összefüggések szerint a fajlagos energiaveszteség kifejezésében szerepel a $\left(\frac{Z \cdot \rho}{A}\right)$ mennyiség. Tekintettel arra, hogy a sűrűség és a tömegszám hányadosa az Avogadro-számmal megszorozva az egységnyi térfogatba eső atomok számát adja meg, és figyelembe véve, hogy minden atomon a Z rendszámmal egyező számú elektron van, az előbbi mennyiség arányos az abszorbens közeg egységnyi térfogatában lévő elektronok számával. Ez összhangban van azzal az elképzeléssel, hogy az energiaveszteség nagy része az elektronokkal való kölcsönhatásokkal függ össze. – Ebből következik, hogy ugyanarra a nyalábra a sűrűséggel elosztott fajlagos energiaveszteségnek különböző anyagokra hasonló értékűnek kell lennie.

Természetesen az előbbi megjegyzések kivétel nélkül közelítések, amelyek azonban becsléseknél, nagy pontosságot nem igénylő megfontolásoknál jól alkalmazhatók és segítik a jelenségek mögötti fizikai tartalom megértését.

A **fékezési sugárzás** az előző energiavesztési folyamatoktól eltérő energialeadási jelenség abszorbens anyagokban. A folyamat lényege az, hogy a töltött részecske az atommag erős elektromos terében eltérül. Gyorsuló elektromos részecske az elektrodinamika törvényei szerint elektromágneses sugárzást, a fékezési sugárzást bocsátja ki. A kölcsönhatásban nagy gyorsulás alakulhat ki, így a kemény gamma-sugárzás létrejöhet.

A nagy energiájú töltött részecskék sugárzásos energialeadási folyamatait a sugárzáselmélet jól követi, és az eredmények összhangban vannak a kísérleti tapasztalatokkal. E

szerint tetszőleges *m* tömegű *z* elemi töltéssel rendelkező részecske *Z* rendszámú és *A* tömegszámú anyagban történő sugárzásos energiavesztesége arányos a bombázó részecske fajlagos töltésével, teljes (nyugalmi tömegből és mozgási energiájából összetevődő) energiájával, E_{teljes} arányos az anyag sűrűségével és a Z^2/A mennyiséggel:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{sugárzási} \sim \rho \cdot \left(\frac{z \cdot e}{m}\right) \cdot \left(\frac{Z^2}{A}\right) \cdot E_{teljes} .$$

A fékezési sugárzással történő energiaveszteségről már korábban megjegyeztük, hogy a mi szempontunkból fontos energiatartományban (<100 MeV) csak az elektronok és a pozitronok esetén válhat jelentőssé, a nehéz töltött részecskéknél az említett energiatartományban ez a komponens lényegesen kisebb, mint az ütközési energiaveszteség.

Az elektronok (és pozitronok) sugárzásos és ütközési energiaveszteségének különböző energiákon és különböző anyagokon kialakuló arányának megbecslésére jó eredményeket adó közelítő formulákat dolgoztak ki. Így

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{sugárzási}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ütközési}} = \frac{Z \cdot E}{800}, \text{ ha E > 500 keV és} = \frac{Z \cdot E}{1400}, \text{ ha E<150 keV.}$$

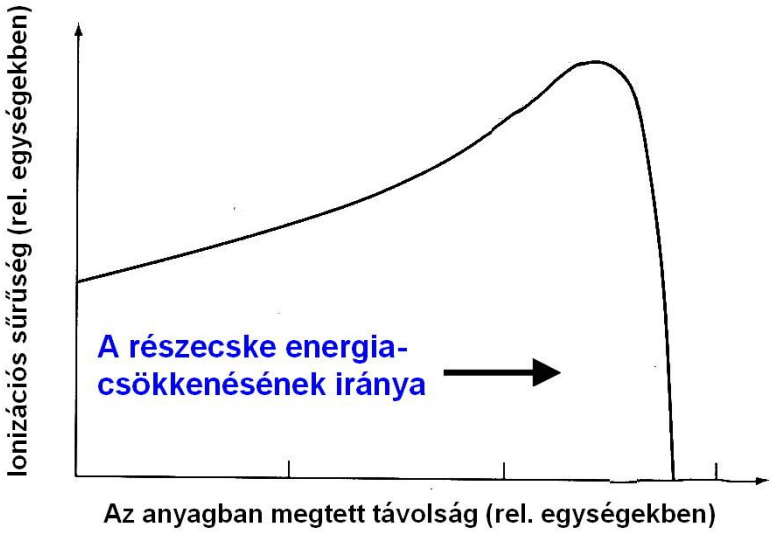
Itt *E* az elektron (pozitron) energiáját jelenti MeV egységekben.

Az elektronok és pozitronok fékezési sugárzással történő energiavesztesége nagy rendszámú anyagoknál és nagy energiákon válik jelentőssé. A jelenség négyzetesen függ az anyag rendszámától. Így míg víz esetén (az effektív rendszám $Z \approx 7{,}2$) az ütközési energiaveszteséggel a sugárzásos energiaveszteség mintegy 100 MeV körül lesz egyenlő, addig ólom esetében már 10 MeV energiájú elektronokra a sugárzásos energiaveszteség a fő energialeadási mechanizmus. A biológiai hatások szempontjából azonban figyelembe kell venni, hogy a szerves anyagokban elsősorban alacsony rendszámú elemek fordulnak elő. Ezért a sugárzásos energiaveszteség jelentősége biológia szempontból csak 10 MeV-nél lényegesen nagyobb energiánál válik meghatározóvá.

A töltött részecskék biológiai hatása elsősorban az **ionizáció**val függ össze, ott nagy a hatás, ahol az ionizáció nagy. A töltött részecskék az anyagban folyamatosan veszítik az energiájukat. A fajlagos energiaveszteség azonban az alacsony sebességeknél megnő ($1/v^2$ függés), és ilyenkor megnő az ionizációs sűrűség is, mielőtt a részecske megállásával nullára csökken. Ezt a viselkedést a jellegzetes, ún. Bragg-görbe írja le (2.18. ábra).

A fajlagos energiaveszteség ismeretében meghatározható a **részecskék hatótávolsága**, az a *R* távolság, amelyet a részecske az anyagban megállásáig megtesz.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE



2.18. ábra: A Bragg-görbe az ionizációs sűrűségnek az anyagban megtett távolságtól való függését mutatja

Az előbbi, elvileg egyszerű meghatározás gyakorlati értelmezését bonyolítja azonban a tényleges megfigyelés, amelyre példát a 2.17. ábrán mutattunk α-részecskék és elektronok esetére. Ezen ugyanis látható, hogy az α-k, de még sokkal inkább az elektronok esetében vannak olyan részecskék, amelyek nagyobb távot, míg mások kisebbet tettek meg az anyagban. Ha feltételezzük, hogy a nagyobb utat befutó részecskék (amelyek kiszóródás nélkül a nyalábban maradtak), azok, amelyek energiájukat valóban az anyaggal való kölcsönhatásban adták le, akkor a 2.17. ábrán R_α-val és R_e-vel jelzett értelmezés közel van a hatótávolság bevezetett értelmezéséhez. A két mennyiséget úgy kaphatjuk, hogy a relatív-gyakoriság-görbén megkeressük az eredeti nyaláb intenzitásának feléhez tartozó pontot, és az ebben a pontban görbéhez húzott érintőnek az abszcisszával való metszéspontját tekintjük a hatótávolság kísérleti értékének.

A hatótávolság kiszámításához az $R = \int_{E_0}^{0} \frac{dE}{\left(\frac{dE}{dx}\right)}$ integrált kell meghatároznunk, ami minden tényleges esetben megtehető.

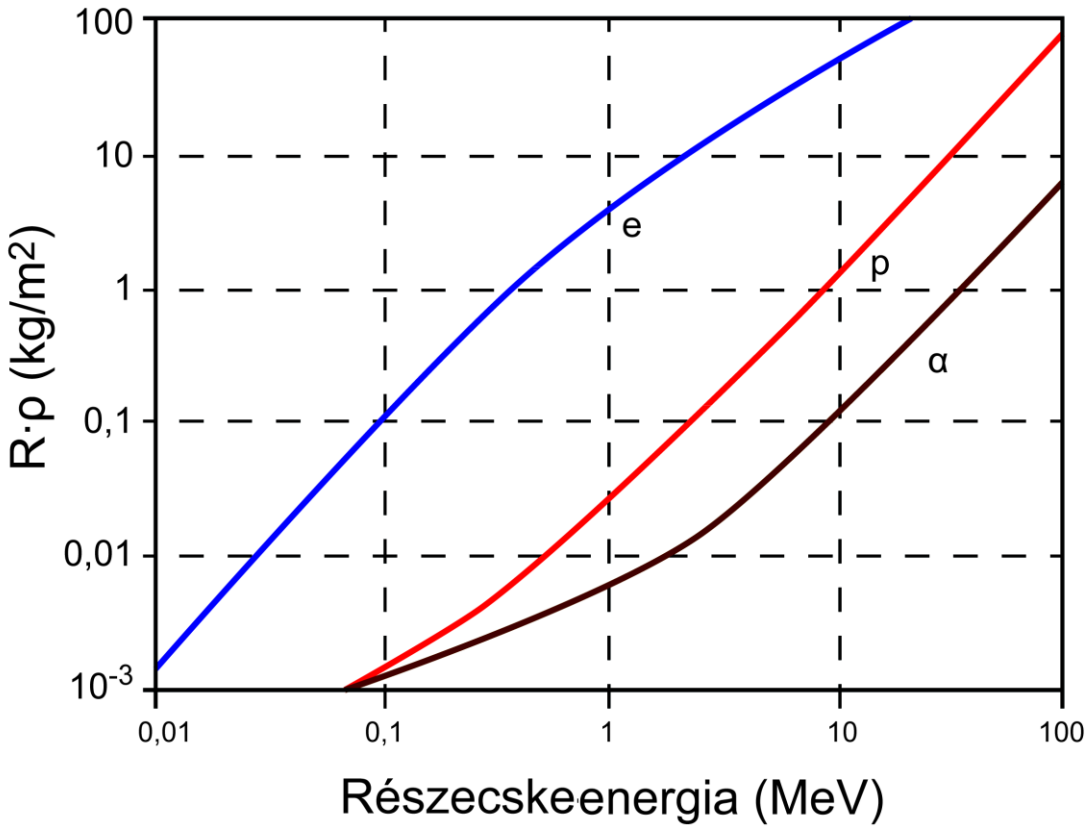
A különböző részecskék hatótávolságának érdekes szabályát kaphatjuk, ha figyelembe vesszük a (2.1) összefüggést. Ezzel

$$R(E_0) = \int_{E_0}^{0} \frac{dE}{-\left(\frac{dE}{dx}\right)} \sim \int_{E_0}^{0} \frac{-E}{\rho \cdot m \cdot z^2} dE\,,$$

ahol m a részecske tömege. Itt figyelembe vettük, hogy $E=m\cdot v^2/2$. Az integrált kiértékelve nem relativisztikus esetekre ($E<<m\cdot c^2$):

$$R(E_0) \sim \frac{E_0^2}{\rho \cdot m \cdot z^2} \sim \frac{m \cdot v^2}{\rho \cdot z^2}.$$

Ebből az következik, hogy ha két részecske sebessége azonos, akkor azonos m/z^2-nél a hatótávolság is azonos. Így például a 40 MeV energiájú α hatótávolsága az abszorbeáló anyagtól függetlenül megegyezik a 10 MeV-os proton hatótávolságával. – Egy másik vonatkozása az előző eredménynek, hogy az $R{\cdot}\rho$ szorzat, a tömeg-hatótávolság értéke egyszerűen függ a részecske adataitól. Elektronokra, protonokra és α-részecskékre a tömeg-hatótávolság energiafüggését a 2.19. ábrán mutatjuk be.



2.19. ábra: Az R.ρ tömeg-hatótávolság energiafüggése elektronra, protonra és α-részecskére

Összefoglalva megállapíthatjuk, hogy nehéz töltött részecskékre vonatkoztatva

- a hatótávolság igen jól meghatározott,
- a hatótávolság fordítva arányos a besugárzott anyag sűrűségével, de az anyag más tulajdonságaitól kevéssé függ,
- a nyaláb kevéssé szóródik szét és egészen a hatótávolság határáig a nyaláb mindvégig éles határú marad.
- Az elektronok és pozitronok az anyagban megtett pályájuk mentén nagy szöggel szóródhatnak. A hatótávolságot a könnyű részecskéknél a 2.17. ábrán értelmezett Re mennyiséggel határozzuk meg. Ezekre a könnyű részecskékre vonatkoztatva
- az anyagban megtett út nagyszögű szórásokat mutat, amely sokszor még visszaszórásokat is tartalmazhat,
- a hatótávolság ennek az útnak a részecske eredeti irányára való vetítése,
- az eredeti irányra való vetítés hossza és a ténylegesen megtett út annál kisebb, minél nagyobb az anyag rendszáma,

- a hatótávolság fordítva arányos az anyag sűrűségével, és arányos az elektronenergiával.

A különböző részecskék által megtett tényleges távolságok érzékeltetésére a 2.1. táblázatban elektronok, protonok és α-részecskék hatótávolságát hasonlítjuk össze levegőre és vízre. A táblázatban látható, hogy levegőben 10 MeV-es elektron hatótávolsága több, mint 4 m, vízben 5 cm. Összehasonlításul: ugyanilyen energiájú proton levegőben 12 cm-t, vízben 1,5 mm-t, az α-részecske levegőben 1 cm-t és vízben 0,1 mm-t tesz meg.

RÉSZECSKEENERGIA	***HATÓTÁV LEVEGŐBEN (mm)***			***HATÓTÁV VÍZBEN (mm)***		
				e	***p***	***α***
(MEV)	***e***	***p***	***α***			
0,1	12	0,13	0,12	0,14	0,0016	0,0014
0,2	33	0,25	0,18	0,40	0,0030	0,0022
0,5	140	0,80	0,32	1,7	0,0098	0,0039
1,0	330	2,3	0,50	4,0	0,028	0,0061
2,0	790	7,0	1,0	9.5	0,086	0,012
5,0	2100	33,0	3,2	25	0,4	0,039
10	4150	120	9.5	50	1,47	0,12
20	8300	400	32	100	4,9	0,39
50		2000	160	250	24	1,9
100		6500	550	400	78	6,6

2.1. táblázat: Elektron, proton és α-részecske hatótávolsága levegőben és vízben 100 keV-től 100 MeV-ig terjedő energiákra

2.4.2. Gamma-sugárzás kölcsönhatása az anyaggal

Az elektromágneses sugarak és az anyag kölcsönhatásában egészen más jellegű folyamatok lépnek fel, mint a töltött részecskék és az anyag között. Az elektromágneses sugarak, szemben a töltött részecskékre jellemző fokozatos, általában kis lépésekben bekövetkező energiaveszteséggel, olyan jelenségeket mutatnak, amely elsősorban a sugárzások intenzitásváltozásával kapcsolatosak. Ezek a jelenségek is több, különböző okú versenyző folyamatból állnak.

Az energiatartomány, amellyel a γ-sugárzások esetében a környezetfizika foglalkozik mintegy 10 keV energiától, tehát az atomok által kibocsátott röntgensugárzások tartományától az orvosi terápiában, a gyakorlati alkalmazásban felhasznált legmagasabb energiákig, 50–100 MeV-ig tart. Ebben a több, mint három nagyságrendet átfogó tartományban az anyag és a γ-sugárzás kölcsönhatása figyelemre méltó változatosságot mutat.

A következőkben ismertetendő folyamatok mindegyike csökkenti a γ-sugárzás intenzitását. Ezért kísérleti oldalról a folyamatok hatását az intenzitáscsökkenést leíró paraméterekkel lehet jellemezni. A tapasztalat szerint ugyanis *dx* vastagságú anyagon való áthaladás után az *I* intenzitás csökkenése arányos a vastagsággal:

$$dI = -\mu \cdot I \cdot dx ,$$

ahonnan

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x} .$$

Itt μ a lineáris elnyelési tényező (lineáris abszorpciós koefficiens) jellemző az anyagra, dimenziója cm^{-1}. Sokszor használják a $\frac{\mu}{\rho}$ (cm^2/g) tömegabszorpciós koefficienst, ahol ρ az anyag sűrűségét jelenti.

Az anyag és a γ-sugarak közötti kölcsönhatás az alábbi folyamatokra osztható:

- A γ-sugárzás és az atomhéj kölcsönhatásai magukban foglalják:

  a) a koherens szóródást, amely megfelel a látható fény tartományában megfigyelt Rayleigh-szórásnak, és amelynek eredményeként az elektromágneses sugárzás energiája nem, de iránya megváltozik,

  b) a Compton-szórást, amelyben a γ-kvantum energiája egy részét egy héjelektronnak átadja és saját energiája lecsökken,

  c) a fotoeffektust, amelynek során a γ-kvantum abszorbeálódik, és teljes energiáját átadja az atomhéj egy elektronjának.

- A γ-sugárzás kölcsönhatása az atommag Coulomb-terével, amely a párképzésben, elektron-pozitron párkeltésében nyilvánul meg.

- A γ-sugárzás által az atommagban kiváltott reakciókat.

A γ-nyaláb intenzitáscsökkenése és a sugárzás biológiai hatásai szempontjából a fotoreakciók hatása elhanyagolható. Ezért ezekből a folyamatokból három bír döntő jelentőséggel. Ezek a fotoeffektus, a Compton-effektus és a párképzés.

A következőkben ezek legfontosabb tulajdonságait fogjuk ismertetni. Mindhárom jelenségre az jellemző, hogy az γ-kvantummal való kölcsönhatásban nagy energiájú töltött részecskék, elektronok és pozitronok keletkeznek.

A **fotoelektromos effektus (fotoeffektus)** az a folyamat, amelynek során a γ-kvantum egyetlen lépésben átadja az energiáját az atomhéj egyik elektronjának, miközben ő maga megsemmisül. A kölcsönhatásban az energiamegmaradásnak és az impulzusmegmaradásnak is teljesülnie kell. Ebből két fontos megállapítás is következik.

- A γ-kvantum energiájának meg kell egyeznie a kilökött elektron mozgási energiája, az elektron atomi kötési energiája és az atom által elvitt kinetikus energia összegével.

- Tekintettel arra, hogy a foton és az elektron energiája és lendülete között más és más összefüggés van ($p_\gamma = \frac{h \cdot \nu}{c} = \frac{E_\gamma}{c}$, illetve $p_e^2 \cdot c^2 + m_e^2 \cdot c^4 = E_e^2$), ezért a fotoeffektus szabad (gyengén kötött) elektronon nem mehet végbe, elvileg nem következhet be. Mindenképpen szükség van harmadik részecskére, amely impulzust vesz fel. A fotoeffektus ezért elsősorban az erősen kötött atomi héjakon, a K-, L- és M-héjakon következhet be.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

Ilyenkor a γ-kvantum által a reakcióba bevitt lendület szétoszlik a kilökött elektron és az atom egésze között.

A fotoeffektusnál a legnagyobb valószínűségű a K-héjról történő elektronkilökődés. Ólomnál a K- és az L-héjra menő abszorpciós valószínűségek aránya ~1,25 körül van, a többi héjra ez a viszony ennél lényegesen kisebb.

A fotoeffektust figyelembe vevő τ abszorpciós kofficiens jó közelítésben arányos a ρ sűrűséggel, és erősen függ a rendszámtól, valamint a γ-kvantum energiájától:

$$\tau \sim \rho \cdot \frac{Z^n}{A} \cdot \frac{1}{E_\gamma^3}, \text{ ha } E_\gamma << 511 \text{ keV, és}$$

$$\tau \sim \rho \cdot \frac{Z^n}{A} \cdot \frac{1}{E_\gamma}, \text{ ha } E_\gamma >> 511 \text{ keV.}$$

Itt n=4–4,6, ahol a kisebb érték az alacsonyabb rendszámokra vonatkozik.

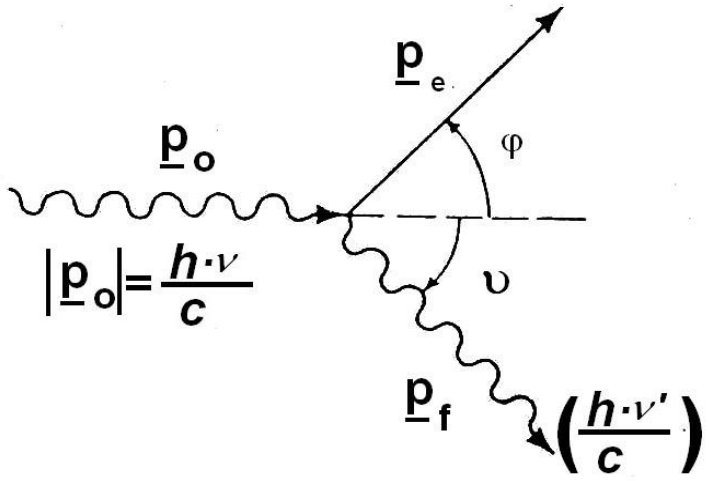
A fotoelektronok szögeloszlása függ a foton energiájától. Minél nagyobb a γ-kvantum energiája, annál inkább előreirányuló eloszlást mutatnak a fotoelektronok.

A fotoeffektust – tekintettel arra, hogy (elektron)lyukat hoz létre az elektronburokban – röntgensugárzás, vagy az ezzel versenyző Auger-elektronok kisugárzása kíséri. Néha, főleg nagyobb rendszámú mintákban felléphet még fékezési sugárzás is. Mindezek a lényegében harmadlagos sugárzások izotróp eloszlást mutatnak. Az atomhéjjal való kölcsönhatás során erősen ionizáló, és ezért nagy biológiai hatásosságú atomionok keletkezhetnek. Ezeknek a nagy lokális energiasűrűségű másodlagos és harmadlagos sugárzásoknak jelentős szerepük lehet a sugárbiológiai hatásokban.

A fotoeffektusra vonatkozó abszorpciós koefficiens erős rendszám- és γ-energiafüggéséből látható, hogy elsősorban alacsony γ-energiáknál és magas rendszámú elemeknél jelenti a meghatározó kölcsönhatási folyamatot. Ez a sugárvédelmi gyakorlatban azt jelenti, hogy kisebb energiákon (<100 keV) nagy rendszámú elemekből épített árnyékolás igen hatékony tud lenni. A fotoeffektus az alacsony rendszámú összetevőket tartalmazó emberi szöveteknél csak a röntgendiagnosztikában játszik fontos szerepet.

A **Compton-effektus** során az elektromágneses kvantum kölcsönhat az atom egy lazán kötött elektronjával, energiájának egy részét átadja neki, azt kilöki. A kvantum maga nem semmisül meg, hanem alacsonyabb energiájú γ-ként távozik a kölcsönhatásból. Végeredményéül egy nagy energiájú elektron és egy kisebb frekvenciájú γ-kvantum keletkezik.

A Compton-effektusnál (2.20. ábra) a $h \cdot \nu$ energiájú foton az atomhéj egy gyengén kötött elektronjával kölcsönhatásba lép. A tárgyalás alapgondolata, hogy olyan elemi folyamatról van szó, amelybe mind a foton, mind az elektron meghatározott energiával és impulzussal megy bele, és ezek a mennyiségek a folyamatban megmaradnak.



2.20. ábra: A Compton-effektusnál lezajló folyamat vázlata. A folyamat előtt az elektron energiája és impulzusa elhanyagolható a γ-kvantum energiájához és impulzusához képest

Az energia- és az impulzusmegmaradás tétele szerint:

$$\underline{p}_0 = \underline{p}_e + \underline{p}_f, \qquad (2.1)$$

$$p_0 \cdot c + m_0 \cdot c^2 = \sqrt{p_e^2 \cdot c^2 + m_0^2 \cdot c^4} + p_f \cdot c. \qquad (2.2)$$

Itt figyelembe vettük, hogy a foton impulzusának nagysága h·ν/c és az elektron energiáját relativisztikusan a $\sqrt{p_e^2 \cdot c^2 + m_0^2 \cdot c^4}$ kifejezéssel kell leírni.

A (2.1) és a (2.2) egyenletek elemi átalakításával:

$$(2.4) \Rightarrow p_e^2 = p_0^2 + p_f^2 - 2 \cdot p_0 \cdot p_f \cdot \cos\upsilon$$

$$(2.5) \Rightarrow h \cdot \nu + m_0 \cdot c^2 = \sqrt{h^2 \cdot \nu^2 + h^2 \cdot \nu'^2 - 2 \cdot h \cdot \nu \cdot h \cdot \nu' \cdot \cos\upsilon + m_0^2 \cdot c^4} + h \cdot \nu'$$

$$\rightarrow h \cdot \nu + m_0 \cdot c^2 - h \cdot \nu' = \sqrt{h^2 \cdot \nu^2 + h^2 \cdot \nu'^2 - 2 \cdot h^2 \cdot \nu \cdot \nu' \cdot \cos\upsilon + m_0^2 \cdot c^4}$$

$$-2 \cdot h^2 \cdot \nu \cdot \nu' - 2 \cdot h \cdot \nu' \cdot m_0 \cdot c^2 + 2 \cdot h \cdot \nu \cdot m_0 \cdot c^2 = -2 \cdot h^2 \cdot \nu \cdot \nu' \cdot \cos\upsilon.$$

Ebből a szórt foton energiája:

$$h \cdot \nu' = \frac{h \cdot \nu \cdot m_0 \cdot c^2}{h \cdot \nu - h \cdot \nu \cdot \cos\upsilon + m_0 \cdot c^2} = \frac{h \cdot \nu}{\gamma(1 - \cos\upsilon) + 1},$$

ahol $\gamma = \frac{h \cdot \nu}{m_0 \cdot c^2}$ az eredeti foton energiáját jelenti az elektron $m_0 \cdot c^2$ (511 keV) nyugalmi energiája egységekben kifejezve.

© Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

A meglökött elektron energiája:

$$m\cdot c^2 - m_0\cdot c^2 = h\cdot\nu - h\cdot\nu' = \frac{h\cdot\nu}{1+\frac{1}{(1-\cos\upsilon)\cdot\gamma}} = \frac{h\cdot\nu}{1+\frac{m_0\cdot c^2}{h\cdot\nu\cdot(1-\cos\upsilon)}}.$$

A szórt foton hullámhossz-változása pedig:

$$\Delta\lambda = \frac{c}{\nu'} - \frac{c}{\nu} = \frac{c}{\nu}\cdot\gamma\cdot(1-\cos\upsilon) + \frac{c}{\nu} - \frac{c}{\nu} =$$
$$= \frac{c}{\nu}\cdot\left(\frac{h\cdot\nu}{m_0\cdot c^2}\right)\cdot(1-\cos\upsilon) = \frac{h}{m_0\cdot c}(1-\cos\upsilon) =$$
$$= \frac{h}{m_0\cdot c}\cdot 2\cdot\sin^2\frac{\upsilon}{2} = 2\cdot\Lambda\cdot\sin^2\frac{\upsilon}{2}.$$

Itt Λ a Compton-hullámhossz $\Lambda = \frac{h}{m_0\cdot c}$, értéke Λ=0,02477 Å=2,427·10^{-12} m.

A meglökött elektron mozgási energiájára és az eredeti γ-kvantum irányához mért szögére, valamint a másodlagos γ energia-változására és szögére vonatkozó kísérleti eredmények mindenben igazolták az előbbi, csupán az energia- és impulzusmegmaradás megkövetéséből kapott összefüggéseket.[3] Ez elsősorban azt bizonyítja, hogy a Compton-jelenségnél valóban a 2.20. ábrán vázolt elemi folyamat zajlik le.

A szórt foton energiájára a $h\cdot\nu' = \frac{h\cdot\nu}{\gamma(1-\cos\upsilon)+1}$ összefüggést kaptuk. Ebből a következő érdekes megállapításokat tehetjük.

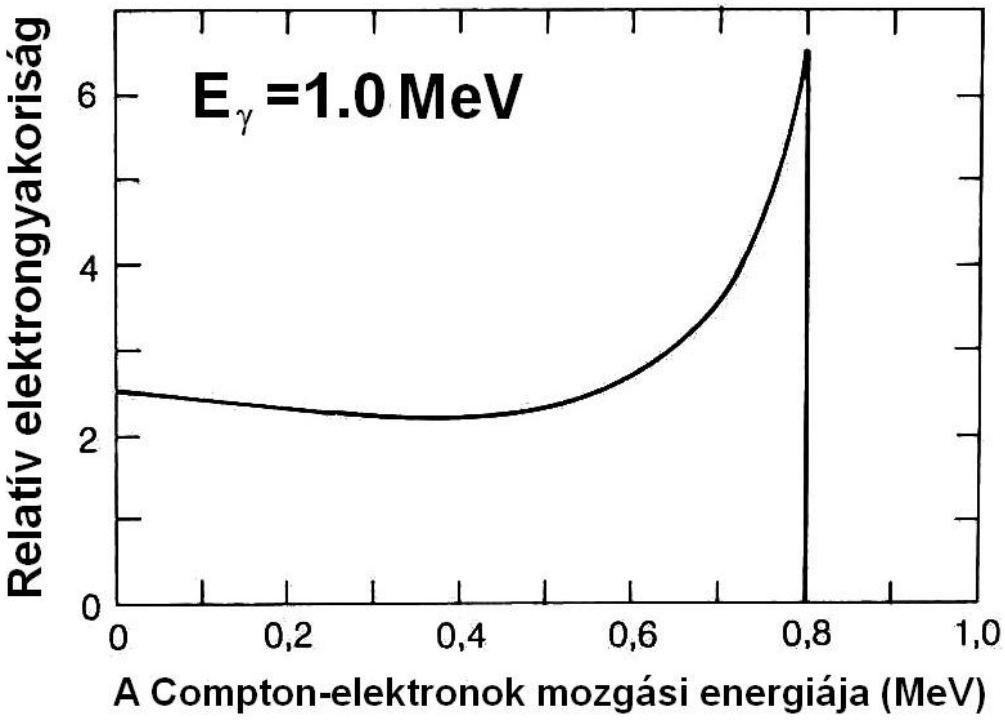
- Ha a foton energiája sokkal kisebb, mint az elektron nyugalmi tömege, vagyis γ<<1, akkor $h\nu \approx h\nu'$, vagyis lényegében koherens szórásról van szó. Az elektromágneses hullámok klasszikus elmélete is ezt az eredményt adja.

- Ha a bejövő foton energiája lényegesen nagyobb, mint 511 keV (γ>1) és a kirepülő gamma-kvantum nem előre szóródik (tehát υ>>0), akkor a szórt foton energiája az alábbiak szerint függ a szórási szögétől:

$$h\cdot\nu' = \frac{h\cdot\nu}{\gamma\cdot(1-\cos\upsilon)+1} \approx \frac{m_0\cdot c^2}{1-\cos\upsilon}.$$

Amennyiben a másodlagos γ-kvantum 180^o-ban visszaszóródik, akkor energiája $h\cdot\nu' \approx \frac{m_0\cdot c^2}{2} = 250keV$. Az ehhez a szóródáshoz tartozó elektronenergia jelenti azt a legnagyobb energiát, amelyet az elektron felvehet (2.21. ábra).

[3] Természetesen azt, hogy a Compton-effektusban kirepülő részecskék milyen intenzitásviszonyokat mutatnak a különböző esetekben, az előbbi megfontolásokból megmondani nem lehet. Ezekre a kérdésekre a kvantumelektrodinamika tud választ adni. A kísérletekkel teljes összhangban lévő elméleti eredményeket az ún. Klein–Nishina-formula írja le.



2.21. ábra: A Compton-elektronok mozgási energia szerinti gyakoriságeloszlása 1,0 MeV energiájú γ-kvantumok esetén. A 800 keV-nél látható éles levágás azzal van összefüggésben, hogy ezek azok az elektronok, amelyek 180°-ban visszaszóródott γ-kvantumokhoz tartoznak és így ennél nagyobb elektronenergia nem fordulhat elő

A Compton-jelenségből származó σ abszorpciós kofficiens komponensnek a fotonenergiától és az abszorbens anyag tulajdonságaitól való függésére csak tapasztalatból származó, közelítő összefüggésünk van. E szerint a környezeti problémáknál legfontosabb 0,2 MeV-től mintegy 10 MeV-ig terjedő γ-energia tartományban közelítőleg:

$$\sigma \sim \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{E_\gamma^n},$$

ahol n 0,5 és 1 közé esik.

A Compton-effektus a kemény gamma-sugarak és az anyag egyik igen fontos kölcsönhatástípusa. Eredményeként a γ energiája lecsökken, és megjelenik egy nagy energiájú meglökött elektron, amelynek iránya széles határok között változhat. Az orvosi gyakorlatban alkalmazott energiatartományban az emberi testszövetek esetén 30 keV felett ez a domináns kölcsönhatás.

A **párképzés** a γ-sugárzásnak erős elektromágneses terekben való kölcsönhatásakor végbemenő folyamata. Az erős terek elsősorban az atommagok közelében alakulnak ki, a párképzés nagy valószínűséggel ott mehet végbe. Ennél a folyamatnál a kölcsönhatásban a foton megsemmisül és egy elektronból, valamint egy protonból álló pár keletkezik. A negatív, illetve pozitív elemi töltéssel rendelkező részecskék együttesen nyilvánvalóan teljesítik a folyamatban a töltésmegmaradás követelményét. A γ-kvantum energiája az elektron-pozitron pár nyugalmi energiájára (ez kétszer 511 keV, összesen 1,022 MeV) és a részecskék mozgási energiájára fordítódik. A lendületmegmaradást az biztosítja, hogy a keltett részecskéken kívül az atommag is átvesz impulzust.

A párképzésben keletkezett elektronok és pozitronok a tapasztalat szerint a foton beesése körüli $\vartheta \approx 2 \cdot \frac{m \cdot c^2}{E_\gamma}$ nyílásszögű kúpon belül repül ki.

A párképzés κ abszorpciós koefficiense a rendszámmal arányos, és a γ-kvantum energiájának logaritmusával nő:

$$\kappa \sim \frac{Z^2}{A} \cdot \rho \cdot \ln E_\gamma ,$$

ha E_γ>1,022 MeV.

A párképzés jellegzetes küszöbjelenség, hiszen 1,022 MeV alatt nem mehet végbe. A folyamat eredménye az, hogy a γ helyett két nagy energiájú részecske fog a továbbiakban az anyaggal kölcsönhatni. Az elektron és a pozitron a korábban, a töltött részecskék és anyag kölcsönhatásánál tárgyalt módon, számos apró lépésben adja le energiáját. Ez igaz mind az elektronra, mind a pozitronra. Azonban a pozitron az elektron antirészecskéje. Így éppen a párképzés fordított irányú folyamataként lehetséges, hogy a pozitron egy anyagbeli elektronnal találkozva megsemmisül, és eközben elektromágneses sugárzás, megsemmisülési vagy annihilációs sugárzás keletkezik.

A pozitron-elektron megsemmisülési folyamat vizsgálata szerint annihiláció a legnagyobb valószínűséggel akkor megy végbe, ha a két részecske impulzusa megegyezik. Ezért nagy a valószínűsége annak, hogy a pozitron az atomfizikai jelenségláncon keresztül teljesen elveszíti az energiáját úgy, hogy egy atomi elektron impulzusához közel legyen a lendülete. Az annihiláció nem kizárólag, de a leginkább ilyenkor következik be. Tekintettel arra, hogy az elektron-pozitron pár energiája ekkor összességében kicsi, lényegében csak nyugalmi energiájuk van, ezért az sugárzódik szét. Az impulzusmegmaradás követelménye azonban megköveteli, hogy legalább két 511 keV energiájú γ-kvantum keletkezzen,[4] amelyek egymással ellentétes irányba repülnek ki.[5]

Az anyag és a γ-sugárzás kölcsönhatásait összefoglalva megállapíthatjuk, hogy a kölcsönhatás elsősorban három jelenség, a fotoeffektus, a Compton-effektus és a párképzés valamelyikének bekövetkezésével valósulhat meg.

- A fotoeffektusnál a γ-kvantum a teljes energiáját átadja egy, az atomon belül erősen kötött elektronnak, miközben ő megsemmisül. Végeredményében nagy energiájú elektron hagyja el a kölcsönhatás helyét. A fotoeffektusnak kísérő jelensége lehet az atom röntgensugárzása, vagy az Auger-elektronok kibocsátása.

- A Compton-effektus a γ-kvantumnak az anyag gyengén kötött elektronján végbemenő rugalmas szórása. Végeredményéül nagy energiájú elektron és az eredeti γ-kvantumnál hosszabb hullámhosszú (kisebb energiájú) γ-sugárzás távozik.

- A párképzés folyamatában a legalább 1,022 MeV energiájú γ-kvantum megsemmisül, miközben két nagy energiájú töltött részecske távozik a kölcsönhatás helyszínéről, egy

[4] Megjegyezzük, hogy semmi nem zárja ki, hogy ne két, hanem több (például három) γ-kvantum keltésével járjon a megsemmisülési folyamat. Ennek valószínűsége azonban kicsi.

[5] A szilárdtestfizikai kutatásokban a pozitronannihilációs folyamatok vizsgálatát arra használják fel, hogy az elektronok anyagban való impulzuseloszlását határozzák meg. Ugyanis meg lehet határozni, hogy a két γ-kvantum iránya mennyire tér el a 180°-tól, és ebből következtetni lehet az elektron-pozitron pár impulzusára. A gyakorlatban ez néhány tizedfok pontosságú szögmérést követel.

elektron és egy pozitron. A párképzés kísérőjelensége, hogy a pozitron utóélete végén, amikor már elveszítette mozgási energiáját, egy elektronnal találkozva megsemmisül, és általában két 511 keV, egymással ellentétes impulzusú γ-sugárzás jön létre.

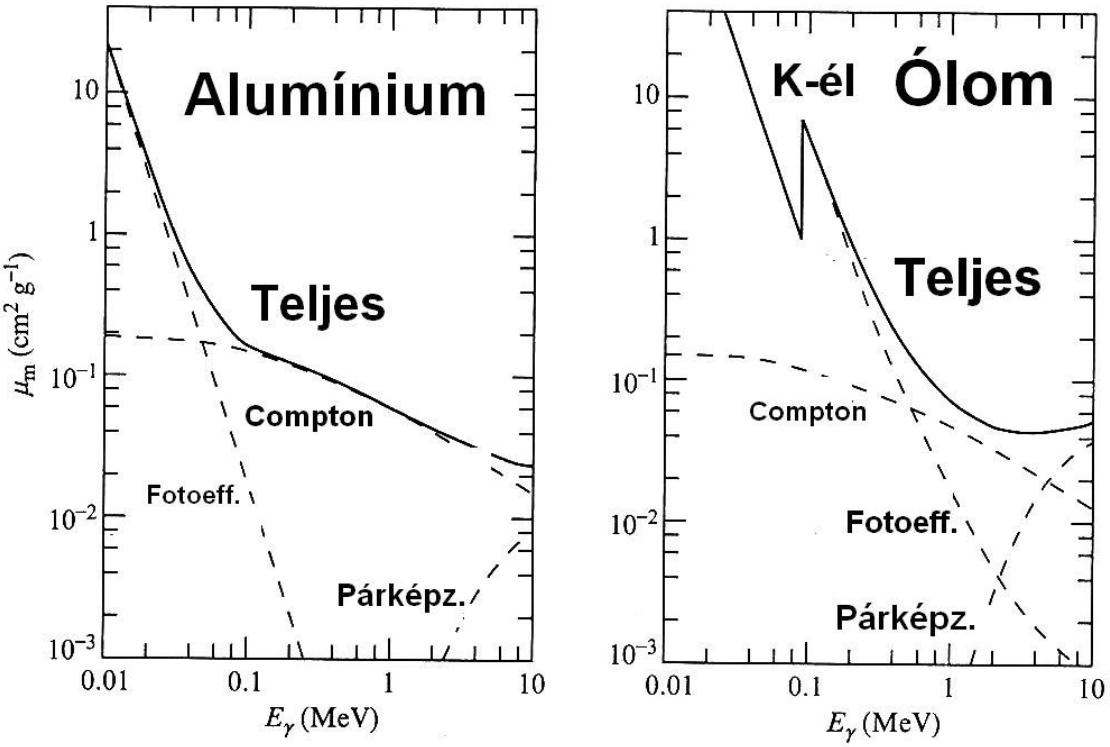
Az előbbi három folyamat bekövetkezése vagylagos. Így a γ-sugárzásra vonatkozó lineáris abszorpciós koefficiens e jelenségekre vonatkozó elnyelési tényezők összege:

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa ,$$

ahol μ, τ, σ és κ a teljes, illetve a fotoeffektus, a Compton-effektus és a párképzés abszorpciós tényezőit jelentik. Ezek az adatok a különböző elemekre és összetett anyagokra széles energiatartományban táblázatosan állnak a felhasználók rendelkezésére.

A 2.22. ábrán egy alacsony és egy magas rendszámú, a gyakorlatban sokszor alkalmazott anyag, az alumínium és az ólom tömegabszorpciós koefficienseit mutatjuk be a 10 keV és 10 MeV közötti energiatartományra. Az ábrán szaggatott vonallal jelöljük az egyes kölcsönhatástípusokra vonatkozó elnyelési részkomponenseket. A kihúzott vonal a három komponens összegét, a teljes tömegabszorpciós tényezőt mutatja.

Az alumínium esetében (Z=13) a fotoeffektus csupán ~40 keV-ig dominál, nagyobb energiákra már a Compton-effektus adja az abszorpció döntő részarányát. A fotoeffektus valószínűsége például az Al-nál ~200 keV körül már mintegy két nagyságrenddel kisebb, mint a Compton-járulék. Ennél az anyagnál a Compton-effektus marad a legnagyobb komponens egészen 10 MeV energiákig.

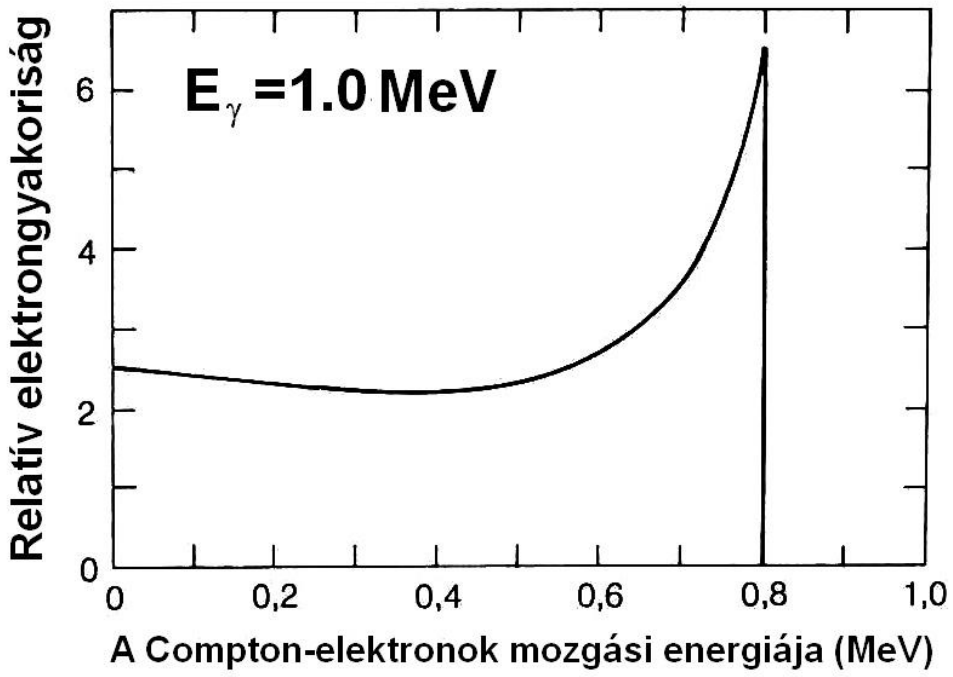


2.22. ábra: A μm tömegabszorpciós koefficiens, valamint a fotoeffektus, a Compton-effektus és a párképzés energiafüggése alumíniumra és ólomra

A nagy rendszámú (Z=82) ólom esetében a tömegabszorpciós koefficiens egészen más energiafüggést mutat. A fotoeffektus részaránya minden energián legalább egy nagyság-

renddel nagyobb értékeket mutat, mint az alumínium esetében. Az energiával való meredek csökkenés után a fotoeffektus valószínűsége ugrásszerűen megnő ott, ahol a γ-energia értéke átlép azon az energián, amelynél már energetikailag lehetséges a K-héjon lévő elektron kilökése. Ezt a helyet hívjuk K-élnek. A fotoeffektus az ólomnál – bár a megfelelő tömegabszorpciós koefficiens meredeken csökken az energiával – egészen ~0,5 MeV energiákig domináns jelenség marad. A Compton-effektus kb. 500 keV-től mintegy 4 MeV-ig az abszorpciós tényező legnagyobb részét adja. E felett a párképzés válik meghatározóvá.

Érdemes rámutatni arra, hogy a Compton-effektusra vonatkozó tömegabszorpciós komponens a két egészen más tulajdonságú anyagban mennyire emlékeztet egymásra. A sűrűséggel való osztás (ezzel térünk át a lineáris elnyelési tényezőről a tömegabszorciós tényezőre) után az anyagtól való függést a *(Z/A)* arány hordozza. Ez viszont annak belátásához vezet, hogy könnyebb magoknál a Compton-effektus tömegabszopciós tényezője alig függhet az anyagi minőségtől. Ezeknél ugyanis a rendszám és a tömegszám aránya 0,5 körül van mindenütt. Nehezebb magoknál, ahol ez az arány 1/2 alá csökken, ugyan kisebb számmal lesz arányos a tényező, de ez nagyobb eltérést nem eredményez.



2.23. ábra: A fotoeffektus, a Compton-effektus és a párképzés dominanciáinak tartományai a rendszám és a γ-energia függvényében. A kihúzott vonalak mentén a két szomszédos folyamat valószínűsége azonos. A vízszintes vonal a biológiai rendszerek anyagának átlagos rendszámát mutatja

A 2.23. ábra azokat a rendszám-energia tartományokat mutatja be tájékoztató jelleggel, ahol a különböző kölcsönhatási folyamatok dominálnak. A fotoeffektus a nagyobb rendszámú elemek felé akár több 100 keV-ig is a legfontosabb jelenség marad, míg a párképzés néhány MeV felett nagyobb rendszámokra a legjelentősebb járulék lesz. Az alacsony rendszámú elemeket tartalmazó biológiai mintákon 20 keV-től 30 MeV γ-energiákig a Compton-effektus a meghatározó nyalábgyengítési jelenség.

A γ-sugárzás és az anyag kölcsönhatásának megtárgyalása után érdemes visszagondolnunk arra, hogy a kölcsönhatásokat elsősorban azért tárgyaljuk, mert a sugárzások környezeti, elsősorban biológiai hatásait kívánjuk leírni. Ebben pedig főszerepet játszanak azok az ionizációs viszonyok, amelyek az egyes sugárzások nyomán a biológiai rendszerekben kialakulnak. Éppen ebből a szempontból fontos rámutatnunk arra, hogy a γ-sugarak anyaggal való mindhárom meghatározó kölcsönhatástípusában nagy energiájú másodlagos elektronok (pozitronok) jönnek létre. Ezek hatótávolsága az anyagban ugyan általában kicsi (1–2 mm a MeV nagyságrendű energiákon), de a töltött részecske keletkezési helyét a nagy áthatoló képességgel rendelkező eredeti γ-sugárzás szabja meg. Így a hatás nem lehet csak felületi, legtöbbször a mélysége is lényeges. Ez, párosulva az általában szintén nagy energiájú elektromágneses sugárzásokat létrehozó másodlagos jelenségekkel (röntgensugarak a fotoeffektus után, a szórt γ a Compton-jelenséget követően, vagy a pozitronannihilációs sugárzás a párképzés után) nem teszi egyszerűvé a γ-sugárzások környezeti hatásainak tárgyalását.

2.4.3. *Neutronok kölcsönhatása az anyaggal*

A neutron az atommagok egyik alkotóeleme, az atommagot felépítő nukleonok egyik fajtája. Tömege közel megegyezik a proton tömegével. A neutron nyugalmi tömege 782 keV-vel (kevesebb, mint a teljes tömeg 1%-a) nagyobb, mint a protoné. Elektromos töltése nincs, saját spinje $1/2\ \hbar$. Szabad neutronok a természetben a kozmikus sugárzásban és a spontán hasadási folyamatokban fordulnak elő. Atomreaktorokban, gyorsítókban komoly intenzitású nyalábokat lehet előállítani.

A neutronok pályájuk mentén nem ionizálnak, az elektromágneses kölcsönhatásban lényegében nem vesznek részt. A szintén elektromos töltés nélküli γ-sugárzáshoz hasonlóan – általában a semleges részecskék nyalábjaira jellemzően – a sugárzás és az anyag kölcsönhatásának a fő eleme az, hogy valamely elemi folyamattal, egy lépésben kikerülnek a részecskék a nyalábból.

A neutronok kiszóródását (a γ-sugarak tárgyalásánál teljesen hasonló módon bevezetett, de most a neutronokra vonatkozó) lineáris tömegabszorpiós koefficiens írja le:

$$dI_n = -\mu_n \cdot I_n \cdot dx\text{, ahonnan } I_n(x) = I_{0n} \cdot e^{-\mu_n \cdot x}.$$

Itt μ_n a neutronokra vonatkozó lineáris elnyelési tényező. A paraméter függ a neutron energiájától, és jellemző a kölcsönható anyagra, dimenziója cm^{-1}. Sokszor használják a $\frac{\mu_n}{\rho}$ (cm^2/g) tömegabszorpciós koefficienst, ahol ρ az anyag sűrűségét jelenti.

A neutronok nem hatnak kölcsön az elektronokkal, csak az atommagokkal való folyamatok révén kerülhetnek ki a neutronsugárzásból. A neutronok általában könnyen reakcióba lépnek az anyag atommagjaival. Az egyik ilyen lehetséges reakció az, hogy a neutron beépül az atommagba, a neutront ugyanis nem taszítja az atommag, abba elvileg mindig be tud épülni. Ilyenkor új, azonos rendszámú, de eggyel nagyobb tömegszámú atommag jön létre. Ez a folyamat a legtöbbször exoterm, a létrejött új atommag sokszor bocsát ki nagy energiájú γ-kvantumot, és gyakran radioaktív. Ez a típusú átalakulás döntő módon meghatározza, hogy a neutronoknak milyen környezeti hatásai vannak: a reakciót töltött részecskére vezető γ-kibocsátás, és több-kevesebb idővel később β-bomlás is követheti.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

ELNEVEZÉS	*ENERGIATARTOMÁNY*	*SEBESSÉG (km/s)*
hideg neutronok	<20 meV	<2,2
termikus neutronok	~0,025 eV	~2,2
epitermikus neutronok	<1 eV	<15
közepes sebességű neutronok	<10 keV	<1500
gyorsneutronok	>10 keV; 5 MeV tartomány	>1500; 1/c~30000

2.2. táblázat: A neutronok energia szerinti elnevezése

A folyamatok milyensége szempontjából lényeges különbségeket mutatnak a különböző energiatartományba tartozó neutronok. A gyakorlat oldaláról nézve az egyes felhasználásoknál a millielektronvolttól a néhányszor 10 MeV-ig változhat a neutronok energiája. Az egyes energiatartományokat nem választja el éles határ. A 2.2. táblázat a neutronok szokásos elnevezéseit foglalja össze. A termikus neutron elnevezés arra utal, hogy azok mozgási energiája a szobahőmérsékletnek felel meg. Ilyen neutronok fluxusa óriási a termikus reaktorokban.

A 1 eV alatti energiájú neutronokat együttesen lassú neutronoknak is hívjuk. A gyorsneutronokat mintegy 5 MeV energiatartomány felett már egyszerű becslésekben is relativisztikusan kell kezelni.

A neutronok az anyagban lévő atommagokkal a következő kölcsönhatási folyamatokba léphetnek:

- rugalmas (elasztikus) szórás,
- rugalmatlan (inelasztikus) szórás,
- sugárzásos befogás,
- töltött részecske kibocsátására vezető magreakció,
- a neutronok által indukált hasadás és neutronspalláció.[6]

Az, hogy adott neutronenergia-tartományban mely magfolyamatok mennek végbe, alapvetően mindig attól az anyagtól függ, amellyel a neutron kölcsönhat. A folyamatok és lejátszódásuk valószínűsége az atommagok magfizikai tulajdonságaitól függ, és még közeli nukleonszámmal bíró magok is merőben más viselkedést mutathatnak. Ezért a továbbiakban csak néhány, a felhasználás szempontjából fontos reakcióra, folyamatra hívjuk fel a figyelmet.

Lassú neutronok sokszor vesznek részt erősen exoterm, nagy energiafelszabadulással járó folyamatokban. Ezeknek a neutronoknak a mozgási energiája kicsi, de megfelelő anyag magjaiba beépülve nagy energiájú nehéz töltött részecskére vezető reakciókat indukálhatnak, nagy energiájú γ-kvantumok kibocsátásával befogódhatnak, és hasadási folyamat is létrejöhet hasadni képes anyagon. Ráadásul a lassú neutronok exoterm reakcióinál általános fizikai okok miatt mindig érvényes az ún. $1/v$ törvény, tehát az, hogy a valószínség annál nagyobb,

[6] A neutronspalláció nagy energiájú neutronokkal végrehajtott, a bombázott atommagot alkotórészeire szétütő folyamat.

minél kisebb a neutron sebessége. Egészen lassú, termikus neutronokra a reakciók bekövetkezésének a valószínűsége óriási is lehet.

Kiemeljük például, hogy termikus neutronokra nagy valószínűségű a $^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$ folyamat, amelyben 2,79 MeV energia szabadul fel. Ezt a folyamatot a kis energiájú neutronok detektálására szokták felhasználni, mert a keletkező, nagy ionizáló képességű nehéziont könnyű megfigyelni. – Hasonlóan nagyon nagy a természetes összetételű kadmium és gadolínium neutronbefogási valószínűsége.

Gyorsneutronok (néhány MeV mozgási energia felett) már olyan folyamatokat is kiválthatnak, ahol saját mozgási energiájuk révén hozzák létre töltött nehéz részek nagy energiájú mozgását. Például nagy hidrogéntartamú biológiai mintákban a neutronok ru galmasan ütköznek a protonokkal, amelyek – az azonos tömeg miatt – nagy mozgási energiát vehetnek át tőlük. A gyorsneutronokat sokszor a meglökött protonok által a detektorokban keltett jelekkel figyeljük meg.

A neutronok nagy áthatolóképességű részecskék, amelyek kölcsönhatásukkor mindig valamely másodlagos sugárzást hoznak létre. Lehetséges, hogy nagy energiájú γ-kvantumok kibocsátását, és azt követő β-bomlást indukálnak (sugárzásos neutronbefogás), nagy energiájú nehéz töltött részecskét váltanak ki (magreakciók), vagy nehéz töltött részecskét, atommagot, protont löknek meg. Ezért a neutronoknak komoly biológiai hatásuk lehet. A neutronnyalábok kezelése, a neutronok detektálása, egyáltalán az anyaggal való kölcsönhatásuk részleteinek követése, az ellenük való védekezés általában igen nehéz feladat, amelyek megoldásához komoly magfizikai ismeretekre van szükség.

2.5. Sugárzásdetektorok áttekintése

A radioaktív sugárzások környezetünkben való jelenlétének felismerése, a sugárzásoknak a környezeti rendszerekre való hatásának tanulmányozása, egyrészről a káros sugárzások elleni védekezés, másrészről a radioaktív sugárzások hasznosítása, az egészségügyi, ipari, gazdasági, méréstechnikai felhasználás miatt megköveteli, hogy rendelkezésünkre álljanak olyan eszközök, amelyekkel a radioaktív sugárzásokat megbízhatóan detektálhatjuk, megfigyelhetjük. Az eddigiekben betekintést nyerhettünk abba, hogy a radioaktív sugárzások témaköre milyen gazdag jelenségkört ölel fel. Láttuk, hogy a különböző sugárzási terek mennyire eltérő tulajdonságú komponenseket tartalmazhatnak. Az ezekhez a feladatokhoz illeszkedő mérőrendszerek nem kevésbé sokfajták, a radioaktív sugárzások detektálására kifejlesztett méréstechnikai módszerek pedig az emberi alkotókészség figyelemre méltó ötletességéről tesznek tanúbizonyságot.

A sugárzások jelenlétéről az ember csak erre kifejlesztett detektorai révén szerezhet tudomást. Másrészről ezen megfigyelő rendszerek működésének alapjait csak a sugárzásoknak az anyaggal való megfelelő kölcsönhatásai jelenthetik. E kölcsönhatások áttekintése azonban megmutatta, hogy a különböző sugárzások olyan mértékben különböző hatásokat hoznak létre az anyagban, hogy bármennyire kívánatos is lenne univerzális részecskedetektor kifejlesztése, az elérhetetlen vágyálom. Helyette az a megvalósítható célkitűzés, hogy a sugárzásokkal kapcsolatos feladatok értelmes megfogalmazása után olyan rendszereket, detektorokat fejlesztünk, amelyek illeszkednek a megoldandó problémához. Így minden detektortípusnál vissza kell utalnunk a sugárzásnak az anyaggal való valamelyik, a megoldáskeresést segítő kölcsönhatásának legfőbb jellemzőire ahhoz, hogy a detektorok működésnek elveit megértsük, gyakorlatát megismerjük, és magát a detektort valóban alkalmazni is tudjuk.

Mindenekelőtt azt foglaljuk össze, hogy milyen típusú információkat kellene a tényleges problémák megoldásánál a sugárzásról, a sugárzásban jelen lévő részecskékről összegyűjteni. A fő kérdés a legtöbb esetben az, hogy hány és milyen részecske, mekkora energiával és impulzussal van jelen a sugárzási térben.

Az előbbi kérdésekre egyszerűnek tűnik kísérletileg megadni a választ, de sokszor már ezekről a paraméterekről is nehéz ténylegesen ismerethez jutni. Pedig a tudomány gyakorlatát általában további információk is érdeklik. Rákérdezhet egyrészről a sugárzási térben lévő részecskék más tulajdonságaira (például milyen töltésállapotban vannak, mekkora a nyaláb irányítottsága, mekkora a γ-fotonok, vagy más részecskék polarizációja). Másrészről érdekelhet minket a sugárzási térben lévő részecskék egymás közötti kapcsolata is, az, hogy egy kiválasztott részecskét milyen más részecske követett egy esetleges magfolyamatból való távozás során. Felvethető, hogy a biológiai sugárdózisokra milyen hatással vannak az olyan többlépéses folyamatok, amelyek során egy nehéz töltött részecske másodlagos részecskéknek olyan energiákat ad át, amelyek semmiképpen nem hanyagolhatók el a primersugárzás tulajdonságaihoz képest, és amely másodlagos részecskék éppúgy ionizáló tulajdonságokkal rendelkeznek, mint az eredetileg is a sugárzási térhez tartozó részecskék.

2.5.1. A részecskedetektorok néhány általános tulajdonsága

A sugárzásdetektorok legfontosabb tulajdonsága az a válaszfüggvény, amelyet meghatározott tulajdonságú részecskének az érzékeny térfogatba való belépése után adnak. A detektálható jelet ennek a

$$A\left(\text{részecsketípus}, E_r, \underline{p}_r, m, v....\right)$$

függvénynek a tulajdonságai határozzák meg. A részecsketulajdonságok-detektorválasz kapcsolat részleteit leggyakrabban a különböző detektoranyagoknál, módszereknél alapos kísérleti, fejlesztési munka határozta meg.

Bármely típusú detektor alkalmazásánál van néhány olyan szempont, amely általános jellegű és amely a detektorok által adott információk kiértékelése szempontjából mindig az adott helyzetre, elrendezésre, alkalmazásra vonatkozólag egyedileg értékelendő.

A detektorok hatásfoka és térszöge

A **mérési elrendezés hatásfoka** azt jelenti, hogy a radioaktív mintában keletkező, és a mintából ki is jutó részecskék hányad része kelt megfigyelhető (általában elektromos) jelet a detektorban. Ez gyakorlatilag soha sem 100%.

Az a részecske, amelyik például nem a detektor felé halad, hanem más irányba indult el a detektorban, jelet nem kelthet. Ráadásul annak is számos, az egyes detektortípusoknál jellegében is különböző oka lehet, hogy a detektor érzékeny térfogatán ténylegesen áthaladó nukleáris részecske nem kelt jelet a detektorban. Ilyen ok lehet, például hogy a részecske kölcsönhatás nélkül keresztülhaladt a detektor érzékeny térfogatán (például a γ-sugárzás, vagy a nagy áthatolóképességű neutronsugárzás), vagy a részecske keltett ugyan jelet, de az nem érte el a minimális küszöbértéket, esetleg időben egybeesett egy másik részecske által keltett jellel, és ahhoz számítottuk hozzá stb.

Az **alkalmazott detektornak a tér adott *P* pontjából látott térszöge** a térnek az a része, amelyet a *P* pontból kiinduló, az illető pontot a detektor érzékeny térfogatát körbefogó, zárt görbe pontjaival összekötő félegyenesek határolnak. A térszög a detektort határoló

előbbi zárt görbének az adott pontból való látószögét adja meg. Az Ω térszöget az adott pont körül húzott r sugarú gömbfelületből a félegyenesek által kivágott A felületdarab területének és r^2-nek

$$\Omega = \frac{A}{r^2}$$

a hányadosával mérjük. A hányados a síkszög mérésére használt radiánhoz hasonlóan puszta szám, amelyet a térszög mérésekor steradiannak (sr) nevezünk. A teljes tér 4π térszögnek felel meg.

A sugárfizikában fontos szerepe van annak, hogy radioaktív mintából mekkora térszög alatt látják a kirepülő részecskék a detektort. Annak a mértéke, hogy az alkalmazott detektor a mintából nézve a teljes tér mekkora részét „látja” úgy, hogy a részecskék egyáltalán áthaladhatnak a detektor érzékeny térfogatán a **térszögfaktor**. Pontforrás esetén, ha elég távol vagyunk tőle, a detektor térszöge a távolság négyzetével fordítva arányos, és az adatok ismeretében könnyű kiszámítani (Ω számítható, a térszögfaktor pedig $\Omega/4\pi$).

Kiterjedt forrás és nagyméretű detektor esetén a térszög tényleges értéke érdemben eltérhet az $1/r^2$-es szabálytól, hiszen a detektor térszöge a forrás minden pontjából más és más, ráadásul a detektor egyes részei a különböző távolságok, vagy a felépítés jellegzetességei miatt még nem is viselkednek azonos módon. Ilyen esetekben a forrást és a detektort már pontszerűnek és homogénnek tekinthető részekre kell bontani, és az **effektív térszög**et az alrendszerek térszöge kiszámításának segítségével összegként (integrálként) megadni. A detektor effektív térszögének meghatározása sokszor nem egyszerű, esetleg többszörösen is bonyolult feladat.

Ha a részecske áthalad a detektor érzékeny térfogatán, akkor sem biztos, hogy megfigyelhető jelet kelt. Így fontos tudnunk a **detektor hatásfok**át, ami azt mondja meg, hogy milyen valószínűséggel ad a detektor választ az érzékeny térfogatán keresztülmenő detektálandó részecskére.

A detektorok ε hatásfokának tényleges értékét általában nagyon sok körülmény határozza meg. Így biztosan függ a detektor felépítésétől, érzékeny térfogatának paramétereitől, a részecske típusától, energiájától, a kísérlet körülményeitől.

A kísérletezőt a legtöbbször az **egyesített hatásfok** érdekli, ami azt jelenti, hogy a mintából egyáltalán kijutó részecskét a kísérleti berendezés milyen valószínűséggel detektálja. Ez izotróp (azaz minden irányban azonos intenzitással sugárzó) forrás esetén az effektív térszögnek és a detektor hatásfokának szorzata.

A detektorok holtideje

A **holtidő** az az idő, amely alatt a detektor egy korábban beérkezett részecske jelének feldolgozásával van elfoglalva, és ezért átmenetileg érzéketlen az újabb bejövő részecskére.

Minden részecskedetektornak van holtideje. A holtidő csökkenti a jelek keltésére rendelkezésre álló időt, és ezért a detektorhatásfok csökkenését okozza. A jelenség különösen nagy aktivitások, nagy intenzitású részecskenyalábok mérése esetén lehet jelentős.

Ha egy detektorban T idő alatt N jelet detektálunk, akkor ez ténylegesen csak a T mérési időnél kisebb $T–N\cdot\tau$ idő alatt megfigyelt részecskék száma (itt τ a holtidőt jelenti). A

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

detektorba egységnyi idő alatt ténylegesen A részecske érkezett be, ez a meghatározandó részecskeszám. Így $A = \frac{N}{(T - N \cdot \tau)}$, míg mérési eredményünk $A' = \frac{N}{T}$. Innen:

$$A = \frac{A' \cdot T}{T - N \cdot \tau} = \frac{A'}{\left(1 - \frac{N \cdot \tau}{T}\right)},$$

ami τ ismeretében azonnal adódik.

A holtidő fontos paramétere a detektornak. Meghatározása egyszerű, leggyakrabban ismert frekvenciájú jelsorozat azonos idő alatt beérkező jeleinek számát hasonlítják össze a holtidővel csökkentett aktív idejű mérőrendszeren átjutó jelek számával.

A detektor holtideje függhet a jelet adó érzékeny térfogat tulajdonságaitól, méretétől, elrendezésétől, valamint a jelfeldolgozó rendszer időbeni paramétereitől. A holtidő alsó határát általában a detektorban lezajlódó fizikai folyamatok határozzák meg.

A **holtidőfaktor** az időnek azt a részarányát jelenti, amelyben a detektor érzéketlen. Bár a holtidőfaktort a korszerű detektoroknál általában folyamatosan mérik, a magas (néhányszor tíz százalék feletti) holtidőarány már komolyan befolyásolja a mérés statisztikai pontosságát.[1]

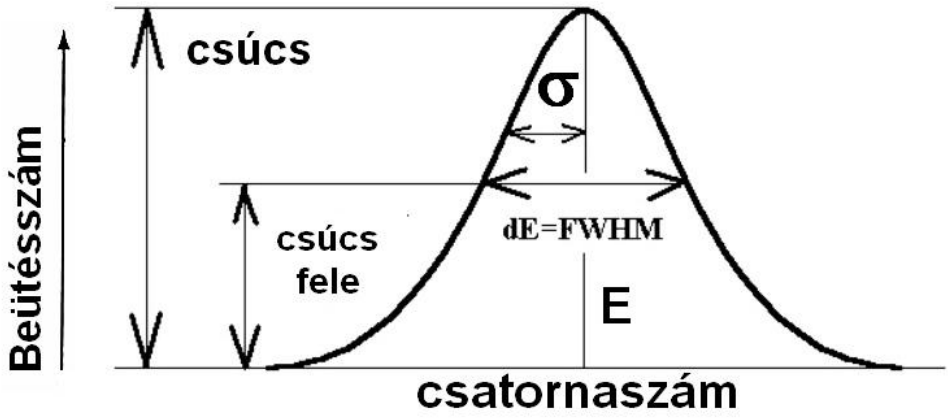
A detektorok energiafelbontása

A részecskedetektorok legtöbbjét úgy építik meg, hogy a részecske energiájáról, vagy impulzusáról is felvilágosítást kaphassunk. Célunk az, hogy minél pontosabban hajtsuk végre ezt a spektroszkópiai feladatot.

A detektorokban azonban általában olyan fizikai folyamatok zajlanak le, amelyek igen sok lépésben alakítják ki a válaszjeleket. Gondoljunk arra, hogy egy töltött részecske anyagban sok ütközéssel hat kölcsön, kis lépésekben adja le az energiáját. Így a részecske energiájával arányos jel statisztikus ingadozásnak van kitéve: az egyik részecske nem pontosan ugyannyi lépésben adja le a teljes energiáját, mint a másik, esetleg az az útszakasz sem pontosan ugyanaz, amelynek megtétele után a részecske megáll. Ezért sok azonos energiájú részecske detektálása után a jelnagyságok eloszlása általában meghatározott jelnagyság körüli jellegzetes eloszlást mutat, amelynél a legnagyobb gyakoriság a mérendő paraméternél van, de körülötte lesznek kisebb és nagyobb jelek egyaránt.

A 2.24. ábra a tipikus eloszlás vázlatát mutatja. A csúcs kiszélesedett, a csúcs helyénél kisebb és nagyobb jeleket is láthatunk. A mért görbéket legtöbbször a görbe fél maximumánál meghatározott szélességgel, a félértékszélességgel (*full width half maximum* – FWHM) jellemzik. A csúcs helyét általában megfeleltetik a részecske E energiájának, a félértékszélességet a dE energiabizonytalanságnak. A relatív bizonytalanságot a dE/E arány jellemzi.

[1] Nagy intenzitást csak alacsony holtidővel rendelkező detektorral célszerű mérni. Irányadásként szerepeljen az a megállapítás, hogy τ holtidővel rendelkező detektorral az $1/\tau$ frekvenciának megfelelő ismétlődési számnál legfeljebb mintegy tízszer kisebb időegység alatti beütésszámú sugárzást mérjünk.



2.24. ábra: Energiamérés céljából felvett részecskegyakoriság-eloszlás vázlata. A függőleges tengelyre a beütésszám, a vízszintesre az abszcisszán csatornaszám van felmérve. A csúcs a legnagyobb beütésszámnál van. (Az FWHM a full width at half maximum angol kifejezés kezdőbetűi. Jelentése: fél maximumnál vett teljes szélesség. σ az eloszlást közelítő Gauss-görbe paramétere: dE=2,35.σ.)

Megjegyezzük, hogy a beütésszám-eloszlások csúcs körüli viselkedése sokszor jól közelíthető az $e^{-\frac{x^2}{2\cdot\sigma^2}}$ alakú Gauss-görbével, ahol x a mért mennyiséget és σ a Gauss-függvény paraméterét jelenti. A félértékszélesség σ-val kifejezve: FWHM=2,35·σ (lásd 2.24. ábra).

Egy detektor energiafelbontása általában annál jobb, minél kisebb az egyes elektronikus jeleket előállító jelenséglánc viszonylagos szórása. Ez pedig akkor kisebb, ha több lépésben történik a részecske energialeadása. – Az egyes detektortípusok energiafelbontása között nagy eltérések lehetnek. Az energiafelbontás a részecskedetektorok egyik legfontosabb paramétere.

A radioaktivitás statisztikus jellege: a Poisson-eloszlás

A radioaktivitás statisztikus jellegű folyamat. Ez azt jelenti, hogy a sugárzó mintában lévő radioaktív magok egymástól teljesen függetlenül bomlanak el. A kísérletekből a vizsgált mag elbomlásának a valószínűségét határozzák meg, de nem tudjuk előre pontosan megmondani, hogy adott magnál melyik időpillanatban bomlik el.

A radioaktív mintákban lévő azonos tulajdonságú bomlásképes atommagok mind egymástól teljesen függetlenül bomlanak, hiszen a magokat körülvevő elektronburok kizárja, hogy a magok egymásra hassanak. – Azonos valószínűségű, teljesen független események bekövetkezését a binomiális eloszlás írja le. Ez azonban radioaktív minták esetén lényegesen egyszerűsödik, mert a makroszkopikus mintákban mindig igen sok radioaktív atommag található.[2] Matematikailag egyszerűen adódik, hogy ilyen – a gyakorlatban mindig teljesülő – esetben a binomiális eloszlás az alábbi Poisson-eloszlásba megy át:

$$P(n) = e^{-\lambda} \cdot \frac{\lambda^n}{n!},$$

[2] Gondoljunk arra, hogy grammatomsúlynyi mennyiségben $6\cdot10^{23}$ atom van és ennek még kis töredéke is igen nagy szám lehet.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

ahol *P(n)* annak a valószínűsége, hogy az esemény (itt a vizsgált bomlás) időegység alatt éppen *n* alkalommal következzen be (*n* a valószínűségi változó – a kísérletekben a beütésszám), λ az esemény időegység alatti bekövetkezésének a valószínűsége (itt a radioaktív atommag várható τ élettartamának reciproka) és *e* a természetes logaritmus alapszáma ($e \approx 2{,}71\ldots$).

A Poisson-eloszlás jellegzetes tulajdonságai könnyen meghatározhatóak. Az eloszlás várható értéke

$$\bar{n} = \lambda ,$$

a négyzetes szórás várható értéke

$$\sigma^2 = \left\langle \bar{n}^2 - \overline{n^2} \right\rangle = \lambda = \bar{n},$$

is λ, és ezért a relatív szórás

$$\frac{\sigma}{\bar{n}} = \frac{1}{\sqrt{\bar{n}}} .$$

Ez azt jelenti, hogy a radioaktivitással kapcsolatos mérések statisztikai szempontból mindig könnyen kiértékelhetőek: a beütésszám hibája a beütésszám négyzetgyöke. Ugyanazon a mintán végrehajtott többszöri, azonos idejű méréseknél a mért beütésszámok 68,3%-a az egyszeres, 95,5% a kétszeres és 99,7%-a a háromszoros hibán belül esik.

Ez a következtetés megfordítható: a radioaktív minták beütésszámainak mérésekor – a fenti érvek miatt – biztosak lehetünk, hogy a kapott eredményeknek Poisson-eloszlást kellene követni. Ezért annak vizsgálata, hogy a beütésszámok követik-e a Poisson-statisztikát, alkalmat nyújt a kísérleti berendezés, a detektor megbízható működésének ellenőrzésére is.

2.5.2. A részecskedetektorok típusai

Az ionizáló sugárzások detektorai kivétel nélkül azon az elven működnek, hogy a megfigyelendő részecske a kölcsönható detektoranyag érzékeny térfogatában a töltésállapotot lokálisan megváltoztatja, és erről vagy közvetlenül, vagy ezt követő jelenségeken (például fénykibocsátáson) keresztül valamely módszerrel a kísérletező tudomást szerez. Ez még azoknak a részecskéknek a detektálására kifejlesztett eszközöknél is így van, amelyek, mint a γ-kvantumok, vagy a neutronok, saját maguk közvetlenül nem ionizálnak. Ilyenkor a másodlagosan keltett ionizáló részecskék veszik át a közvetlenül ionizáló részecske szerepét, annak minden következményével együtt.

A detektorok típusokba sorolásánál az előbbi szempontok játsszák a fő szerepet. Hangsúlyozva és nem elfeledve azt, hogy a részecskedetektorok között számos olyan is lehet, amelyeket nehéz lesz a következő kategóriák valamelyikébe besorolni, mégis a legtöbb ténylegesen, nagyobb körben gyakran felhasznált detektort az alábbi csoportok valamelyikébe oszthatjuk.

- A gázos számlálók esetében az alapgondolat az, hogy a gáz halmazállapotú anyagban létrejövő ionizáció olyan mozgékonyságú töltéshordozókat eredményezhet, amelyek elektromos terekkel begyűjthetőek. Ebbe a csoportba tartozik a legegyszerűbb és legolcsóbb, széles körben felhasznált Geiger–Müller-számlálóktól kezdve a modern részecskefizika által alkalmazott, pontos hely- és energiafelbontást lehetővé tevő proporcionális de-

tektorrendszereken keresztül, az igen jó energia-meghatározási tulajdonsággal rendelkező ionizációs kamrákig, sok detektorfajta.

- A szcintillációs számlálók működése azon alapszik, hogy töltött részecskék meghatározott, különleges tulajdonságú anyagokban, a szcintillátorokban a látható fény tartományába eső felvillanásokat hozhatnak létre. E fény begyűjtése és feldolgozása megengedi, hogy következtethessünk a beérkezett sugárzó részecske tulajdonságaira.

- A félvezető detektorok esetében olyan anyagokból készült eszközökkel figyeljük meg a sugárzásokat, részecskéket, amelyeket a szilárdtestfizikában félvezetőknek hívunk. Ezeknél a részecskével való kölcsönhatás során elektron-lyuk párok jönnek létre, amelyek a detektorokban jó hatásfokkal begyűjthetők. Az összegyűjtött töltés elektromos jeleket kelt, amelyeket feldolgozhatunk.

- A részecskék pályáját láthatóvá tevő detektorok alkalmasak arra, hogy a sugárzási térben lévő részecske teljes pályáját megfigyeljük, és abból vonjunk le következtetéseket. A detektorok igen széles, több egészen különböző fizikai jelenséget alkalmazó típusa tartozik ebbe csoportba. A legközismertebb ezek közül a ködkamra, amely azt használja ki, hogy túltelített gőzökben kondenzációs centrumként (ködképző pontként) viselkednek a részecskék által létrehozott töltések. Ide tartozik a mai fizika élvonalában a részecskefizikai kutatásokban felhasznált buborékkamra és a szikrakamra is. A természetes sugárzások megfigyelésére kiterjedten alkalmazzák a szilárdtest-nyomdetektorokat, a sugárvédelemben pedig a filmdozimétereket, amelyek mind az egyes részecskék pályájának láthatóvá válása elvén működnek.

A részecskedetektorok jellemző tulajdonságai igen széles határok között mozognak. Az egyes detektortípusok a legfontosabb paraméterek szerint is erősen eltérhetnek egymástól. Van, amelyiknek nagyon nagy a hatásfoka egy részecsketípusra, de az energiafelbontása gyenge. Vannak olyan detektoranyagok, amelyekből akármilyen alakú érzékeny térfogatot el lehet készíteni, míg más detektorok energiafelbontása nagyon jó, de csak kisméretű lehet az érzékeny térfogat. Ismét más detektorok jól bírják a hőmérséklet-ingadozásokat, vagy rövid a holtidejük, és vannak, amelyek minden előző szempontból gyenge minőségűek, de nagyon olcsók.

Minden esetben a felhasználó döntésén múlik, hogy milyen detektort alkalmaz egy-egy feladat elvégzésére. A döntés általában sok szempont figyelembe vételével meghozott kompromisszum a célok elérése érdekében, a hatásfok, energiafelbontás, holtidő, ár stb. gazdaságos mérése között.

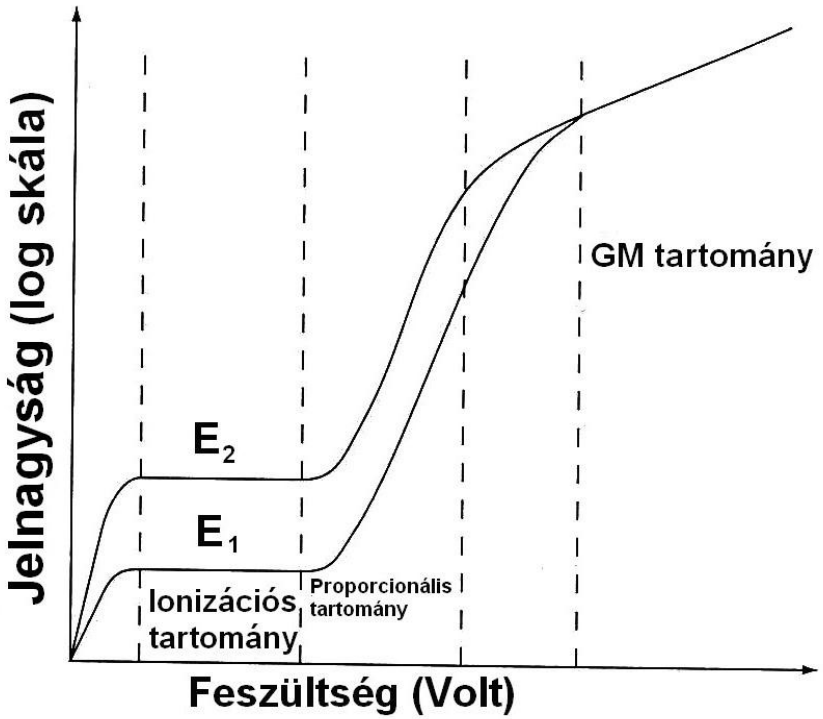
A mai tudomány és kutatási gyakorlat ritkán alkalmaz olyan detektort, amely ne lenne más detektorokkal, akár detektorcsoportokkal és komoly adatfeldolgozó rendszerrel összekötve. Az alapvető működésük szempontjából egy-egy ilyen nagy detektorrendszer elemei, tehát a detektorok maguk a fenti csoportok valamelyikébe általában egyértelműen besorolhatók. Így a következő, az előbbi kategóriák szerinti tárgyalás után képesek leszünk az egyes detektorok felhasználási területét átlátni, a megfelelő detektorfajtát a feladatainkhoz kiválasztani, és a mégoly bonyolult modern detektorrendszerek elemeinek működését legalább elvi szinten megérteni.

A gázos detektorok

A gázos számlálóknál azt az alapjelenséget használják ki, hogy a gázokban ionpárokat hoznak létre a nagy energiájú töltött részecskék, amelyek megfelelő körülmények között elektrosztatikus terekkel begyűjthetők.

A gázokban az anyagi minőségtől függően 25 eV–40 eV közé esik az az energia, amelyet a részecskének egy ionpár keltésekor le kell adnia. A detektorok töltőgázaként gyakran alkalmazott nemesgázban, az argonban 26 eV kell egy ionpár létrehozásához.

Az elektromos teret alkalmasan elhelyezett elektródákra adott nagyfeszültséggel állítják elő. Az ionizációban keltett töltések begyűjtése szempontjából az ionok helyén lévő elektromos tér a döntő. Ahhoz, hogy a töltések rekombináció, vagyis semleges részecskévé történő visszaalakulás előtt elérhessék az elektródákat, általában gyorsan kell mozogniuk, ezért nagy terekre, és a rekombinációs folyamatokra kevéssé hajlamos gázkörnyezetre van szükség.



2.25. ábra: A gázos számlálókban lejátszódó folyamatok egyes tartományainak bemutató vázlata E1 és E2 részecskeenergia mellett. Az ordináta a tetszőleges egységben megadott jelnagyság logaritmusa

A 2.25. ábra vázlatosan mutatja be azokat a tartományokat, amelyek a gázos detektort aszerint jellemezik, hogy mekkora elektromos tereket hozunk létre az érzékeny térfogatban. Az elektromos teret a detektorban elhelyezett elektródákra adott feszültséggel lehet változtatni. Az ábra gázos detektorát két különböző, E_1-el és E_2-vel jelzett energiájú részecskenyaláb éri. A függőleges tengelyre az elektródákon kialakuló elektromos jelek nagyságát mértük fel logaritmikus egységekben.

Kis elektródafeszültségek esetén a részecskenyaláb által létrehozott töltések begyűjtése megkezdődik. Az alacsony feszültségek tartományában a növekvő elektromos térrel egyre több töltést lehet begyűjteni. A folyamatos növekedés arra utal, hogy ezeknél a feszültségeknél vannak olyan töltések, amelyek nem érik el az elektródákat. Minél nagyobb az elektródákra kapcsolt feszültség, annál kevesebb ilyen be nem gyűjtött töltés van.

Az első függőleges szaggatott vonalnak megfelelő elektromos tereknél olyan értéket értünk el, hogy a detektor a gázban keltett összes töltést begyűjti. Ezt az ábrán az ionizáci-

ós kamrára utaló felirattal jelezzük. Ebben a tartományban a jelek nagysága egy egész tartományban független az elektródákra adott feszültségtől. Arról van szó, hogy az elektromos tér a tartományban mindenütt elegendően nagy ahhoz, hogy minden keletkezett primer töltést összegyűjtsünk, de sehol nem olyan nagy, hogy másodlagos töltések jöjjenek létre a részecskék által kiváltott töltések ütközéseivel. – Az ebben a tartományban lezajló folyamatokra jó energiafelbontású, a detektorra kapcsolt feszültség stabilitásával szemben kis igényű detektortípust lehet megépíteni: az ionizációs kamrát. Az ionizációs kamrák egyetlen nagy hátránya az, hogy az egyes részecskéktől származó jelek, mivel semmilyen gázerősítés nem következik be az érzékeny térfogatban, igen kicsik, nehezen kezelhetők.

Emelve az elektródákra adott feszültséget, a második szaggatott vonallal jelzett értéknél a jelnagyság növekedni kezd, és a féllogaritmikus ábrán a jelnagyság növekedése széles tartományban arányos a feszültséggel. Ezt a tartományt proporcionális tartománynak hívjuk. A tartományt az jellemzi, hogy egyre nagyobb terekben egyre több másodlagos töltés keletkezik, amelyeket szintén begyűjtünk. Az elektromos térerősségek már olyan nagyok, hogy az elsődleges ionizációban keletkezett elektronok két, gázmolekulával való ütközés között képesek akkora energiát nyerni a térből, amellyel másodlagos ionizációt tudnak létrehozni. A proporcionális tartomány egészében a keletkezett másodlagos töltések száma még arányos az eredeti ionizációban keletkezett töltések számával. A gázerősítési tényező jelentős, 10^2–10^3 lehet, bizonyos technika megoldások mellett még ennél is nagyobb. – Előnye ezeknek a detektoroknak, hogy a gázerősítések miatt kényelmesen mérhető, nagy jelek keletkeznek. A jó proporcionális kamrák energiafelbontása is nagy (~1 MeV-es részecskékre néhány százalék) lehet. Ugyanakkor hátrány, hogy a detektor feszültségének kis változására a detektor jelei nagyon érzékenyen reagálnak.

Tovább növelve a feszültséget, a jelnagyság növekedésének jellege megváltozik a proporcionális tartományban megfigyelthez képest. A két különböző energiájú részecske hatására keletkező jelnagyságok egymáshoz közelednek, majd megkülönböztethetetlenné válnak. Ez a Geiger–Müller- (GM) tartomány. Ilyenkor a gázos számláló lényegében gázkisülésbe megy át. – Az ebben a tartományban a beérkezett részecske által elindított önálló gázkisülésen alapszik a legegyszerűbb gázos számláló, a Geiger–Müller-cső, a GM-cső. A GM-csövek jelzik a részecskék beérkezését, azonban semmilyen energiainformációval nem szolgálnak, bármilyen fajtájú és energiájú részecskére nézve a jelek nagysága pontosan ugyanaz.

A gázos számlálóknak lényegében három fajtájuk van, az ionizációs kamrák, a proporcionális kamrák és a GM-csövek. A gázos számlálók a gyakorlati élet számos területén igen sok alkalmazásban kapnak szerepet.

A gázdetektorok töltőanyaga meghatározásánál a legfontosabb szempont, hogy a keletkezett ionpárok rekombinációja ne legyen nagy. Így olyan gázok jönnek számításba, amelyek elektronaffinitása, tehát annak a valószínűsége, hogy egy elektronnal történő ütközéskor a gázrészecske magához köti az elektront, alacsony. Az argongáz, elektronaffinitása 10^{-6}. (Ezzel szemben az oxigénmolekula mintegy két nagyságrenddel nagyobb elektronaffinitást mutat.) – Az argonban mintegy 26 eV-ra van szükség egy ionpár létrejöttéhez. Ez azt jelenti, hogy a részecske ~500 keV energialeadásánál közel 20 ezer ionpár keletkezik. Ha a detektor felbontását csak ennek a számnak a statisztikus ingadozása határozza meg (ez jellemző az ionizációs kamrákra és részben a proporcionális számlálókra egyaránt), akkor az elérhető energiafelbontás a százalék körüli tartományba esik.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

Az alkalmazott gáz nyomása a másik beállítható paraméter. A gázok nagyobb nyomáson is ritka anyagok. Ezért abszorpciós koefficiensük általában alacsony. A nyomást mégsem lehet erősen megnövelni, mert a részecskék elektromos tér hatására kialakuló sebessége, az ún. driftsebesség lecsökkenne. Az elektronok sebessége az általában alkalmazott néhány hektopascal (néhány torr[3]) nyomás mellett ~10^3 m/s, az ionoké 1–10 m/s, és függ az elektromos térerősség és a nyomás viszonyától.

Az elektródák elhelyezése a gázos detektorok felépítésének fontos része. Alacsony térerősségek ugyan kondenzátorlapokhoz hasonló elrendezéssel is elérhetők, de nagy tereket nem túlságosan nagy feszültségek ráadásával csak középen futó szál és az őt körülvevő henger-elektróda típusú megvalósítással (lásd 2.26. ábra) lehet előállítani. Ilyenkor a szál körül óriási terek alakulnak ki. Ha azt akarjuk, hogy az elektronok bekerüljenek ezekbe a nagy terekbe, azért, hogy nagy gázerősítéseket érjünk el másodlagos ionizációval (proporcionális kamrák, GM-csövek), akkor a pozitív feszültséget a szálra, a negatív pólust a hengerre kell kapcsolni.

Mind a proporcionális kamráknak, mind a GM-csőnek problémája, hogy az elinduló másodlagos ionizáció az ionoknak a negatív elektródára való megérkezésekor ultraibolya fotont kelt. Az UV-foton azonban (elsősorban a katód anyagából) újabb elektronokat vált ki, amelyek ismét az anód felé gyorsulhatnak, miközben ionpárokat hoznak létre. Így azután kisülés jön létre, amelynek leállításáról külön gondoskodni kell.

Az előbbi jelenséget a detektorban lévő gázhoz adagolt, az ultraibolya fényre nagy abszorpcióval rendelkező adalékgázzal lehet megszüntetni. Erre kiválóan alkalmasak az alkoholgőzök vagy halogén gázok. A manapság alkalmazott gázos detektorokat ennek az elvnek az alapján készítik. – Megjegyezzük, hogy az alkoholmolekulák az ultraibolya fény abszorpciójakor szétesnek, így az ilyen számlálók (az abszorbeáló komponens fokozatos eltűnése miatt) élettartama korlátos. Általában mintegy 10^{10} részecske detektálása után használhatatlanná válnak. Ezzel szemben a halogén segédgázzal megépített számlálók ebből a szempontból korlátlan élettartammal rendelkeznek.

A gázos számlálók holtideje a többi detektortípushoz képest általában viszonylag nagy. Ez részben az ionok alacsony driftsebességéből (~10 m/s), részben a hosszabb regenerációs időkből következik. Nehéz olyan gázos számlálót építeni, amelynek holtideje néhányszor 10 μsec-nál kisebb. Ez viszont a detektálható részecskeintenzitást általában másodpercenként néhányszor tízezerben maximálja.

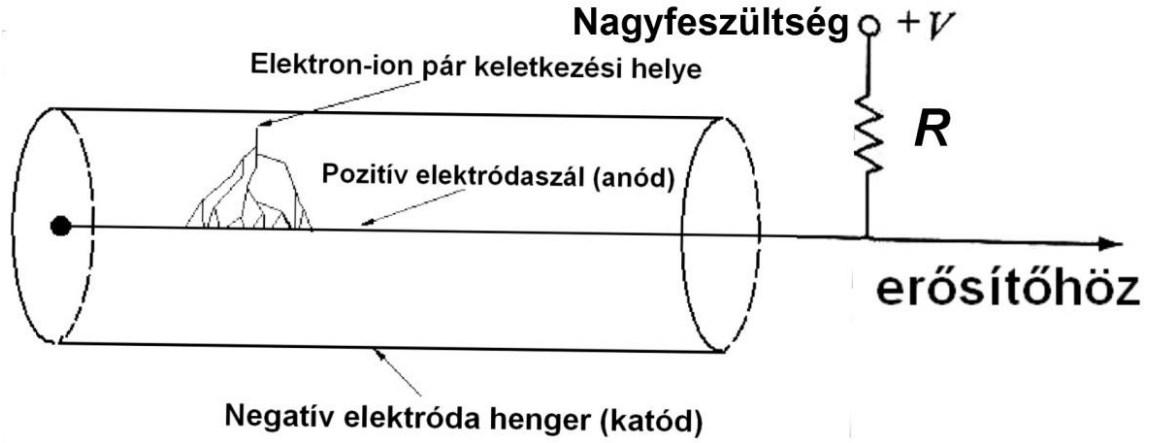
A gázos számlálók hatásfoka csak nehéz, nagy fajlagos energiaveszteségű részecskékre nagy. Az elektronoknak kicsi a fajlagos ionizációs veszteségük, ezért könnyen a detektálható szint alatti pici jeleket keltenek. A gázos számlálók csak korlátozottan, alacsony hatásfokkal alkalmasak γ-sugárzás észlelésére.

Az **ionizációs kamrákat** nehéz töltött részecskék, így elsősorban α-k detektálására dolgozták ki. Gyakran alkalmazzák őket részecskegyorsítók mellett, de minden esetben nehéz, nagy fajlagos ionizációjú részecskék detektálására. A β-részecskék közül csak az alacsony energiájúak mérésére alkalmas. Az ionizációs kamrák kevéssé alkalmasak γ-sugárzás mérésére.

A **proporcionális kamrák** kiváló tulajdonságaikra való tekintettel széles területen használhatóak. A jó tulajdonságaik közé tartozik a jó energiafelbontás és a meglehetősen

[3] A torr a nyomás régi, de még ma is használt egysége. A torr egy mm higany nyomása, 133 Pa.

széles geometriai kereteket biztosító, viszonylag könnyű megépíthetőség, valamint az, hogy kis energialeadással járó helyérzékeny detektorokat lehet ezen az alapon építeni. Így a sokszálas proporcionális kamrák kedvelt elemei a mai részecskedetektor rendszereknek. A nagyméretű, jó energia felbontású és emellett kiváló helyfelbontású proporcionális kamrákban a beérkező részecske azon a szálon adja a legnagyobb jelet, amely a legközelebb volt ahhoz a helyhez, ahol beérkezett. A két, egymásra merőlegesen alkalmazott szálrendszer a részecske pályájának koordinátáit a kamra síkjában kijelöli. A proporcionális kamrákat nehéz töltött részecskék detektálására lehet elsősorban felhasználni.



2.26. ábra: A GM-cső vázlata. A hengeres elrendezés biztosítja, hogy az anód körül nagy terek alakulhatnak ki. Felrajzoltunk egy, az anód felé irányuló elektronlavinát is

A **GM-csövek** a legolcsóbb detektorok. A 2.26. ábra a tipikus GM-csö vázlatát mutatja. A csőre olyan feszültséget kapcsolnak, hogy a szál környékén elegendően nagy legyen az elektromos térerősség az elektronok által kiváltott, másodlagos részecskékből álló lavina elindításához. A jel az ábrán is jelzett *R* munkaellenálláson jön létre. – Érdemes megjegyezni, hogy az első GM-csöveknél a munkaellenállást olyan nagyra választották (néhány száz MΩ), hogy a jel kialakulása esetén a feszültségesés elegendően nagy legyen a tér olyan lecsökkenéséhez, amely miatt a lavina leállt. A mai GM-csövekben sokkal alacsonyabb munkaellenállásokat (~10 kΩ nagyságrendű) választanak, és a töltőgázhoz kevert szerves-, vagy halogéngázzal gondoskodnak a kisülés leállításáról.

A GM-csövek hatásfoka a nehéz töltött részecskékre, így például az α-részecskére lehet nagy. Az α-k hatótávolsága azonban szilárd anyagokban a természetes radioaktivitásoknál fellépő néhány MeV energiára nagyon kicsi. Ezért az olyan GM-csöveknél, amelyeket ilyen α-k detektálására kívánunk felhasználni, külön kell gondoskodni arról, hogy a részecske bejusson a detektor érzékeny térfogatába. Ezt egy igen vékony ablak, lezárás (~10 μg/cm^2 nagyságrendbe eső vastagságú fólia) alkalmazásával lehet elérni. Ezek a végablakos GM-csövek.

A GM-csövek az érzékeny térfogatukba érkező, ott ionizáló nukleáris részecskék jelzésén kívül semmilyen más információval nem szolgálnak. A jelből semmilyen más következtetés nem vonható le, mert a különböző típusú és energiájú részecskékre való megszólalás hatásfoka drámaian eltérhet egymástól. Éppen ezért fontos, hogy mindenki, aki környezettel kapcsolatos megfigyeléseket GM-csővel terepen végez, tudja, hogy eredményeiből messzemenő következtetéseket soha nem vonhat le.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

A szcintillációs számlálók

A *szcintilláció* latin eredetű szó, és fényfelvillanást jelent. A szcintillációs számlálók olyan részecskedetektorok, amelyeknél a részecske anyaggal való kölcsönhatását követően a látható tartományba eső fényfelvillanás jön létre. A fényfelvillanás ezután az ún. fotoelektron-sokszorozó segítségével további feldolgozásra alkalmas elektromos jellé alakul. A szcintillációs detektorok a radioaktivitások megfigyelése, a sugárzások hasznosítása, valamint a sugárvédelem területén széles körben felhasználásra kerülnek, alkalmazásuk az említett helyeken a mindennapi gyakorlat része lett.

Annak, hogy egyes anyagok radioaktív sugárzásra fényfelvillanással válaszolnak, alapvetően két fizikai oka van. Az első a szilárd testek felépítésével, elektronjaik energiaeloszlásával magyarázható, míg az általában nagy molekulájú szerves anyagokban létrejövő másik felvillanási okot molekulafizikai folyamatok magyarázzák.

A szcintilláló anyagok fontos paramétere a **szcintillációs hatásfok**. Ezt az határozza meg, hogy a részecske a szcintillátorban leadott összes energiájának hányad része jelenik meg látható fény formájában. Az anyagban leadott energiának ugyanis csak egy része alakul át fénnyé, az ionizáció és gerjesztés energiája más, fénysugárzást nem keltő módon is leadódhat (ilyenkor ez az energiarész az anyag melegítésére fordítódik).

a) A szcintillátorok

A **szervetlen szcintillátorkristályok** nagy energiájú részecskével való kölcsönhatása nyomán kialakuló fényfelvillanásait az egykristályok szilárdtestfizikai tulajdonságai magyarázzák meg. Ezek jelentős részében ún. aktivátoratomokat alkalmaznak, míg vannak olyan szervetlen kristályok, amelyek tiszta egykristályok.

A szilárd testekben az egyes atomokhoz kevéssé kötött, külső elektronok energiaeloszlása sávszerkezetet mutat. Ez azt jelenti, hogy ha az elektronok energiáját megmérnénk, akkor sok elektronét meghatározott energiasávokban találnánk, míg lennének olyan energiatartományok, amelyekbe eső energiával egyáltalán nem találnánk elektronokat. Az előbbieket a megengedett sávoknak, míg az utóbbi tartományokat tiltott sávoknak nevezzük. Amennyiben a legkevésbé kötött sáv összes energiaszintje be van töltve, akkor az anyag szigetelő tulajdonságú, míg ha ebben a sávban nincs minden elektronállapot betöltve, akkor az elektronok kevéssé lokalizáltak és könnyen elmozdulhatnak, ezért ezek az anyagok elektromos vezetési tulajdonságokat mutatnak, ők a vezetők. A legfelső betöltött energiasáv felett lévő megengedett sávot vezetési sávnak hívjuk.

Az aktivátoratomok beépítésével létrehozott szcintillátorok nagy többsége az **alkali-halogenid szcintillátorok** csoportjához tartozik. Az alkali-halogenid kristályok szigetelők. A velük kölcsönható, töltött részecskék energiát adnak át a betöltött sávban lévő elektronoknak, és átemelik őket azokba az állapotokba, amelyek az elektronok számára a kristályban meg vannak engedve, tehát a vezetési sávba. Így a betöltött sávban lyukak, a vezetési sávban elektronok lesznek. A megfelelő rekombináció mindenfajta kristályban gyors folyamat, amely az ultraibolya tartományba eső energiájú foton keltésével jár. Tekintve, hogy ezekre az UV-fotonokra az anyagnak nagy az elnyelési tényezője, ezért a részecskével való kölcsönhatás eredményeként a szilárd test hőmérséklete fog emelkedni. Amit eddig elmondtunk, az lényegében minden szigetelő kristályra igaz, azokra is, amelyek látható fényt nem bocsátanak ki.

Az alkali-halogenid kristályokba azonban az ezrelék-százalék tartományba eső mennyiségben, alkalmas, ún. aktivátoratomokat lehet beépíteni a kristályok létrehozása, növesztése során. Ezek az atomok megzavarják a kristályok sávszerkezetét, és lokálisan olyan energiaszinteket hoznak létre, amelyek energetikailag a tiltott sávba esnek. Ezek a centrumok a vezetési sávban lévő elektronok legerjesztődése során elektroncsapdaként viselkednek, amelyekbe való beeséskor az átrendeződés a látható fény tartományába eső fotont kelt. Erre a fotonra a kristályok átlátszóak, ezek elhagyhatják a kristályt. A folyamatok felezési ideje függ a vizsgált kristálytól, és tipikusan száztól néhány száz nanosecundum (10^{-7} s) értékű.

Több olyan alkali-halogenid kristály van, amely alkalmas nukleáris részecskék szcintillációs technikával való detektálására. Az ismertebbek ezek közül a NaI(Tl), CsI(Tl), CaF_2(Eu) és a LiI(Eu) kristályok. (A zárójelben lévő atomok a megfelelő aktivátorok.) Ezeknél az anyagoknál fontos, hogy megfelelő módszerekkel nagyobb egykristályokat lehet növelni belőlük. Az ugyanis, hogy az anyag egykristály legyen a szilárdtestfizikai kollektív tulajdonságok leírt módon való kialakulása szempontjából elengedhetetlen. Ugyanakkor a szcintillátorok sugárzási detektorként történő különböző alkalmazhatósága szempontjából egyáltalán nem mindegy, hogy mekkora a szcintilláló anyagdarab. A nagyobb áthatolóképességű, például γ-sugárzásokra kis méretű kristályokból nem lehet nagy hatásfokú detektorokat építeni. Ebből a nézőpontból kiemelkedő tulajdonságúak a nátrium-jodid kristályok, amelyek akár több száz köbcentiméter térfogatúra is növelhetők. – Nem tartozik az alkali-halogenid csoportba a szintén aktivátoratom beépülése segítségével szcintilláló cink-szulfid, ZnS(Ag).[4]

A szervetlen szcintillátorok másik csoportja nem tartozik az alkali-halogenidek közé, és esetükben nincsen szükség aktivátoratom beépülésére sem. Ezek a **tiszta szervetlen szcintillátor**ok. Egyik jellegzetes és fontos képviselőjük a bizmutgermanát kristály, amely figyelemre méltó szcintillációs tulajdonságokkal rendelkezik. Az anyag tapasztalati képlete $Bi_4Ge_3O_{12}$, és szokásosan BGO kristályként jelölik. A BGO-ban nincsen aktivátor, tiszta szervetlen szcintillátor. Ez úgy lehetséges, hogy a kristály kibocsátási (emissziós) és elnyelési (abszorpció) spektruma között viszonylag nagy eltolódás van, ezért a kristály átlátszó a saját maga által kibocsátott fényre. A kristály sűrűsége (7,13 g/cm^3), és a benne szereplő bizmut rendszáma (Z=83) lényegesen magasabb, mint a többi szcintillátoré. A BGO kristály fényhozama a NaI(Tl) hozamának 15–20%-a, de a nagy sűrűség és a magas rendszám alkalmassá teszi nagy energiájú γ-sugarak jelentős hatásfokú detektálására. Erre később még visszatérünk. – Az ebbe a csoportba tartozó anyagok közül gyakran alkalmazzák a BaF_2 báriumfluorid kristályt is.

A **szerves szcintillátorok** fényfelvillanásainak oka az előbbiekhez képest egészen más, azt e nagy molekulák molekulaszerkezeti tulajdonságaiban kereshetjük. Ezeknél a töltött részecske a molekulát ionizálja. Ezeknek a molekuláknak azonban olyan tulajdonságuk van, hogy az elektron-alapállapot vibrációs alakdeformációihoz tartozó potenciálgörbe minimuma a molekulát alkotó atomok átlagos távolságának függvényében lényegesen más értéknél van, és ráadásul más alakú is, mint a gerjesztett elektronállapotnál. Az ionizált molekula képes gyors vibrációs mozgásokat kialakítani, az elektronállapot legerjesztődésénél pedig az alapállapoti molekula hasonló deformációjú állapotába megy át. A két álla-

[4] A cinkszulfid ásványi formája a szfalerit. Ez volt az a természetes kristály, amelynek radioaktív sugárzásokra való szcintillációs képességét az atommagokkal folytatott kísérletek korai időszakában már észrevették.

pot közötti energiakülönbség pedig a nagyobb energiát igénylő ionizációs folyamat ellenére a látható fény tartományába eshet. A szerves kristályok fénykibocsátási folyamatainak felezési ideje általában egy nagyságrenddel rövidebb, mint a szervetlen kristályok fénykibocsátási tulajdonságai, a néhány nanosecundumtól a néhányszor tíz nanosecundumig terjedő tartományba esnek. A szcintilláló szerves kristályok csoportja népes. Ide tartoznak például az antracén ($C_{14}H_{10}$), a naftalin ($C_{10}H_8$) és a sztilbén ($C_{14}H_{12}$).

A **folyadékszcintillátorok** és a **plasztik szcintillátorok** lényegében hasonló molekulafizikai mechanizmuson keresztül keltenek felvillanást nagy energiájú részecskével való kölcsönhatás után. A plasztik szcintillátorok is folyadékokban oldott szerves szcintillátorok, amelyeket később polimerizáltak. Ezeknél a szcintillátoroknál azonban, mint majdnem minden szerves anyagban, molekuláról molekulára történő jelentős energiaátadás következik be a legerjesztődés előtt. Így általában a molekulák közelébe juttatott más anyagok, lényegében az oldószerek is szerepet játszanak. Az elsődleges energiát ugyanis ez az oldószer veszi át a részecskétől, és energiatranszformáció után adja át a szcintilláló molekulának. Tekintve, hogy itt a folyamatok csupán a közvetlen molekuláris környezettől függenek, ezért a szcintilláló molekula távolabbi környezete, annak szerkezete kevéssé számít. Emiatt ezeknek az anyagoknak nagyon nagy előnyük, hogy bármilyen térfogatú és bármilyen alakú detektor készíthető belőlük. Így elsősorban ott alkalmazzák őket, ahol ez a tulajdonság különösen fontos. A plasztik és folyadékszcintillátorok fénykibocsátásának alapvető tulajdonságai hasonlóak a szerves kristályokéhoz.

A folyadékszcintillátorok közül néhánynak olyan tulajdonsága is van, amely lehetővé teszi, hogy a kibocsátott fényfelvillanás elemzésével különbséget tegyünk a részecskék között aszerint, hogy milyen a fajlagos ionizáló képességük. Ezeknek a szcintillátoroknak a fénykibocsátásában van ugyanis egy gyors, néhány ns (nanosecundum), és egy lassú, néhány száz ns felezési idejű komponens. A gyors és a lassú fénykibocsátás arányában lényeges eltérés van az azonos energiájú, de különböző fajtájú töltött részecske között. Magát a részecskeazonosítás lehetőségét jelalak-diszkriminációnak hívják, ami arra utal, hogy a jelek alakja lesz más a különböző részecskék esetén. A gyors és a lassú fénykibocsátás aránya a legkisebb γ-ra, és nagyobb a nagyobb ionizációs képességű nehéz töltött részecskékre. – Vannak olyan feladatok, amelyeknél a jelalak-diszkrimináció lehetősége fontos. Ilyen lehet például a hasadóanyagokból származó neutronok elválasztása a kozmikus háttérről egy biztonsági ellenőrző rendszerben.

A 2.3. táblázatban a leggyakrabban használt szervetlen és szerves szcintillátorok legfontosabb tulajdonságait foglaltuk össze. A táblázatban szerepel a sűrűség, a fénykibocsátó mechanizmus felezési ideje, az 1 MeV-es részecske által az anyagnak leadott energiához tartozó fénykvantumok száma és a fotohatásfok.

A szcintillátorok sűrűségének az anyag lineáris elnyelési tényezőjénél van szerepe, a nagy sűrűségű anyagok fajlagos energiavesztesége nagy. Így nagy energiájú γ-kvantumokra nagy hatásfokú detektorok szcintillátorai általában nagy anyagsűrűséget követelnek. – A fénykibocsátó mechanizmus felezési ideje a szcintillációs detektorok jeleinek időbeli tulajdonságait szabja meg. A detektorok holtideje olyan szcintillátoroknál lehet alacsony, amelyeknél a felezési idők is alacsonyak. Megjegyezzük, hogy a báriumfluorid szcintillátorkristály fénykibocsátásának egy rendkívül gyors és egy lassú felezési idejű komponense is van. A gyors komponens fellépte a kristály különleges felhasználásaira ad lehetőséget.

Az egységnyi energiaveszteségre vonatkozó fotonok száma a szcintillátort felhasználó detektor energiafelbontásának lényeges paramétere. A fotonkeltés ugyanis statisztikus folyamat, amely az impulzusok egymáshoz képesti eltéréseit, a középérték körüli ingadozást adja meg (lásd a 2.24. ábrát). Az energiafelbontás a keltett fotonok száma négyzetgyökével arányos. – A fotohatásfok a szcintillátort felhasználó detektor hatásfokát határozza meg. Megjegyezzük, hogy a fotohatásfok nem arányos szigorúan az ugyanahhoz a leadott energiához tartozó, keltett fotonok számával, mert a különböző szcintillátoroknál kilépő látható fény frekvenciája eltér egymástól.

SZCINTILLÁTOR	*SŰRŰSÉG* (g/cm^3)	*FÉNYKIBOCSÁTÁS FELEZÉSI IDEJE* (*ns*)	*FOTONOK SZÁMA 1 MeV LEADOTT ENERGIÁRA*	*SZCINTILLÁCIÓS HATÁSFOK ELEKTRONRA*
NaI (Tl)	3,67	230	38000	11,3%
CsI(Tl)	4,51	1000	52000	11,9%
ZnS(Ag) (polikristály)	4,09	450		
BGO	7,13	300	8200	2,1%
BaF_2 (gyors és lassú komponens)	4,89	0,6 600	~10000	4,5%
antracén	1,25	30	15300	4,6%
sztilbén	1,16	4,5	7800	2,3%
NE 102A (plasztik)	1,03	2,4	10000	3,0%
NE 213 (folyadék)	0,874	3,7	12000	3,6%

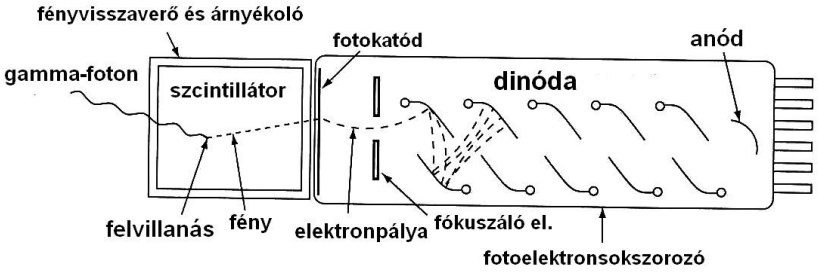
2.3. táblázat: A gyakorlati alkalmazásokban legtöbbször felhasznált szcintillátorok legfontosabb tulajdonságai

b) A szcintillációs detektorok felépítése

A szcintillátor anyagokban a velük kölcsönhatásba lépő részecske által keltett látható fényt használjuk fel arra, hogy abból a sugárzás tulajdonságairól információt hozó elektromos jelet kapjunk.

Mindenekelőtt magát a fényt kell elektromos jellé alakítanunk. Ez fotoelektron-sokszorozóval (gyakran használt angol eredetű szóval, *fotomultiplier*rel) történhet. A fotoelektron-sokszorozó olyan eszköz, amelyben a beérkezett foton fotoeffektussal kivált egy elektront, majd ezt az elektront elektromos térrel gyorsítva olyan elektródára irányítjuk, amelyből egy elektron beérkezésekor egynél több elektron távozhat. Ezt a sokszorozási folyamatot 10–14 lépésben megismételve már könnyen kezelhető elektromos jelet kaphatunk. A fotoelektron-sokszorozó felfogható kis zajú, nagy erősítésű eszköznek, amely a látható tartományba eső fénykvantum fotoeffektusának jelét gyakorlati felhasználásra teszi alkalmassá.

A 2.27. ábra γ-kvantumok detektálására beállított szcintillátor és fotoelektron-sokszorozó egymásra illesztésének vázlatát mutatja be. Az ábrán jelezzük azt a helyet, ahol a γ-foton kölcsönhat a detektor anyagával. Ilyenkor lényegében minden esetben (akár fotoeffektus, akár Compton-effektus, akár párképzés történt) nagy energiájú elektron keletkezik. Az elektronok hatótávolsága a szcintillátor nagy sűrűségű anyagában kicsi, ezért az elektronok keletkezésük közvetlen közelében lefékeződnek és felvillanást keltenek. Az ábrán olyan esetet mutatunk, amikor a fény a fotomultiplier ablaka felé indult. Azonban a fény nem csak a fotoelektron-sokszorozó irányába indulhat. Ezért a szcintillátort fényvisszaverő réteggel vonják be, és a visszaverődés, vagy több visszaverődés a fotokatódra juttathatja a fotont. Annak érdekében, hogy a rendszerbe zavaró fény ne juthasson be, mind a szcintillátort,[5] mind a fotomultipliert a külső fénytől gondosan árnyékolni kell. – A szcintillátor és a fotoelektron-sokszorozó ablakának optikai illesztése fontos részlete a detektor helyes kialakításának. Azért, hogy a szcintillátorból történő kilépésnél minél kevesebb fényvisszaverődés, intenzitáscsökkenés történjen, a szereplő felületek anyagának törésmutatójához hasonló törésmutatójú optikai illesztést hoznak létre, általában erre a célra kifejlesztett zsírszerű anyag segítségével.



2.27. ábra: A szcintillátor és a fotoelektron-sokszorozó illeszkedésének vázlata egy szcintillációs detektorban

A fotoelektron-sokszorozó általában henger alakú üvegcső, amelyben vákuum van. A cső ablakának belső oldalára elektronokra alacsony kilépési munkájú fémet párologtatnak.[6] Ez képezi a fotokatódot. A fotokatódról kilépő alacsony energiájú elektront megfelelően előfeszített fókuszáló elektródával irányítják az első dinódára. A dinóda anyaga (szokásos anyagok például BeO, MgO, Cs_3Sb) olyan, hogy a nagyságrendileg 100 V feszültséggel gyorsított elektron több, általában 4–6 másodlagos elektront vált ki beérkezésekor. Az első dinódáról a második, az előzőhöz képest hasonló nagyságú gyorsító feszültséggel rendelkező dinódára érkeznek az elektronok, ahol minden egyes elektron ismét – az előző lépéshez hasonlóan – több újabb elektront indít útnak. A folyamat ismétlődik addig, amíg az elektronlavina meg nem érkezik az anódra. A lavinával érkező elektronok száma tipikusan 10^7–10^{10} tartományba esik. Az anódra kötött munkaellenálláson tipikusan volt nagyságrendbe eső, könnyen kezelhető elektromos jel alakul ki.

A fotomultiplier sokszorozó elektródjainak (dinódáinak) száma 10 és 14 között szokott lenni. A dinódák közé 100 V nagyságrendű feszültséget kapcsolnak, általában egy ellenállás-osztólánc segítségével. Az egész csőre adott feszültség legtöbbször az 1000 és 2500 V közötti tartományban van. Ennek a feszültségnek azonban stabilnak kell lennie, hiszen a dinódák közötti sokszorozás érzékeny függvénye az elektronok energiájának, így a két

[5] A higroszkópos alkali-halogenid kristályokat még a külső levegőtől is el kell zárni.
[6] A modern fotomultipliereknél az Na_2KSb, vagy a K_2CsSb vegyület alapú multialkáli anyagból készítik a fotokatódot.

dinóda közé kapcsolt feszültségnek. Ezért a fotoelektron-sokszorozót elfeszítő nagyfeszültségű tápegységnek ~10^{-4} relatív stabilitással kell rendelkeznie.

A fotomultiplier jelét erősítés után olyan rendszerrel (legyen az korai típus, vagy a legmodernebb) dolgozzák fel, amely a jelek nagyság szerinti szétválogatását, analízisét (a különbségi diszkriminátorokat, vagy bevett elnevezéssel differenciál diszkriminátorokat alkalmazva) általában lehetővé teszik.

c) Radioaktív sugárzások megfigyelése szcintillációs detektorokkal

A szcintillációs detektorokat a legkülönbözőbb tulajdonságú sugárzások megfigyelésének szinte minden területén széles körben alkalmazzák. E detektorok sok kiváló tulajdonsággal rendelkeznek, áruk az általában lényegesen jobb energiafelbontású félvezető detektorokhoz (lásd később) képest alacsonyabb, maguk a detektorok megbízható működésűek, kezelésük egyszerű, felhasználóbarát. Sok olyan feladat van a gyakorlatban, amikor a szcintillációs detektor a legjobb választás.

A szcintillációs detektorokkal széles energiatartományban megfigyelhetünk könnyű és nehéz töltött részeket, valamint γ-sugárzást egyaránt. A különböző sugárzások tulajdonságai, energiafüggése nagy változatosságot mutat, amely a feladathoz alkalmazkodó detektorkiépítést tesz lehetővé.

A legkülönbözőbb kialakítású és felhasználási célú szcintillációs detektoroknak közös tulajdonsága, hogy az elvileg elérhető legjobb energiafelbontási képességet a keletkezett fotonok számának ingadozása adja meg. A vizsgálatok azt mutatták, hogy az egyes fotonkeltések a többi fotonkeltéstől általában független folyamatnak tekinthetők, és így Poisson-eloszlást követnek. Ezért a detektor felbontásának korlátját a keletkezett fotonok számának statisztikus ingadozása adja meg. Ennél a detektor egyéb felbontást rontó esetleges tulajdonságai miatt a tényleges felbontás természetesen csak rosszabb lehet. Feltételezve, hogy a keletkezett fotonok száma arányos a részecske energiájával, E-vel, és azt, hogy az átlag körüli jelnagyság-ingadozást Gauss-függvény írja le (2.24. ábra), és N-nel jelölve az egy-egy részecske abszorpciójánál keletkezett fotonok számát, $E = k \cdot N$. Ezzel a relatív felbontás:

$$\frac{dE}{E} = \frac{FWHM}{k \cdot N} = \frac{2.35 \cdot k \cdot \sqrt{N}}{k \cdot N} = \frac{2.35}{\sqrt{N}}.$$

Itt kihasználtuk, hogy $\sigma = k \cdot \sqrt{N}$, ahogyan az a fotonok számának Poisson-eloszlást követő tulajdonságából következik. – Ahhoz, hogy egy jel energiafelbontása 1% körül legyen, több mint 55 000 foton keletkezésére van szükség. A 2.3. táblázat szerint 1 MeV energia kristályban történő leadásánál a felbontás minden szcintillátor esetén rosszabb ennél.

A szcintillátorok felhasználásánál fontos szerepet játszik a szcintillátor anyagában előforduló elemek rendszáma. Olyan szcintillátorokat, amelyekben csak könnyű elemek fordulnak elő (ilyenek a szerves szcintillátorok) elsősorban a részecskék energiájának megmérésére lehet felhasználni. A magas rendszámú elemeket tartalmazó szervetlen szcintillátorokban a γ-sugarak nagy valószínűséggel hoznak létre fotoeffektust, amely – mint látni fogjuk – lehetőséget ad a γ energiájának meghatározására.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

2.5.3. Töltött részecskék mérése szcintillációs detektorokkal

Töltött részecskéket megfigyelő szcintillációs detektorok kialakításánál elsőrendű szempont a részecske hatótávolsága az anyagban. A szervetlen kristályok mind szilárd halmazállapotúak és sűrűségük nagy, 3,5 és 7,2 g/cm^3 közé esik (lásd 2.3. táblázat), míg a szerves szcintillátorok 1 g/cm^3 körüli sűrűségűek. Ilyen anyagokban a nehéz töltött részecskék hatótávolsága néhány MeV energiákig nem haladja meg az 1 mm-t (2.1. táblázat és 2.19. ábra), az elektronoké pedig az 1 cm-t. A detektorok kialakításánál elsősorban arra kell ügyelni, hogy az alkalmazott szcintillátor ne legyen vékonyabb, mint a detektálni kívánt részecske hatótávolsága a legnagyobb megmérendő energiájánál. Ha a detektor érzékeny térfogatát viszont túlságosan vastagnak választjuk, akkor azzal feleslegesen, esetleg meg nem engedhető módon megnöveljük a detektorban a hátteret.

A töltött részecskék detektálásánál külön probléma a részecske detektorba való bejutását biztosító ablak vastagsága. Ha olyan részecskékről van szó, amelyek külső forrásból származnak, akkor meg kell követelni, hogy a forrás és a szcintillátor között lévő anyagok összabszorpciója ne lehessen olyan nagy, hogy már megzavarja a részecskék energiameghatározását.

Fontos és gyakori felhasználása a szcintillációs detektoroknak a detektorrendszerekben való alkalmazás. Ilyen összeállítások – sokszor gyorsítók mellé telepített berendezéseknél – a részecskék minőségét úgy osztályozzák, hogy az egymás mögé helyezett detektorok közül a nyaláb felé eső vékony detektor, amelyen átszalad a részecske, meghatározza a $\left(\frac{dE}{dx}\right)$ fajlagos energiaveszteséget, míg a második megméri a részecske teljes energiáját. Az adatokból a részecske rendszám és tömegszám szerint azonosítható, és a teljes energiát is megismerjük. Ezekben az elrendezésekben a szcintillációs detektorok valamelyik, de esetenként mindkét feladatot elláthatják.

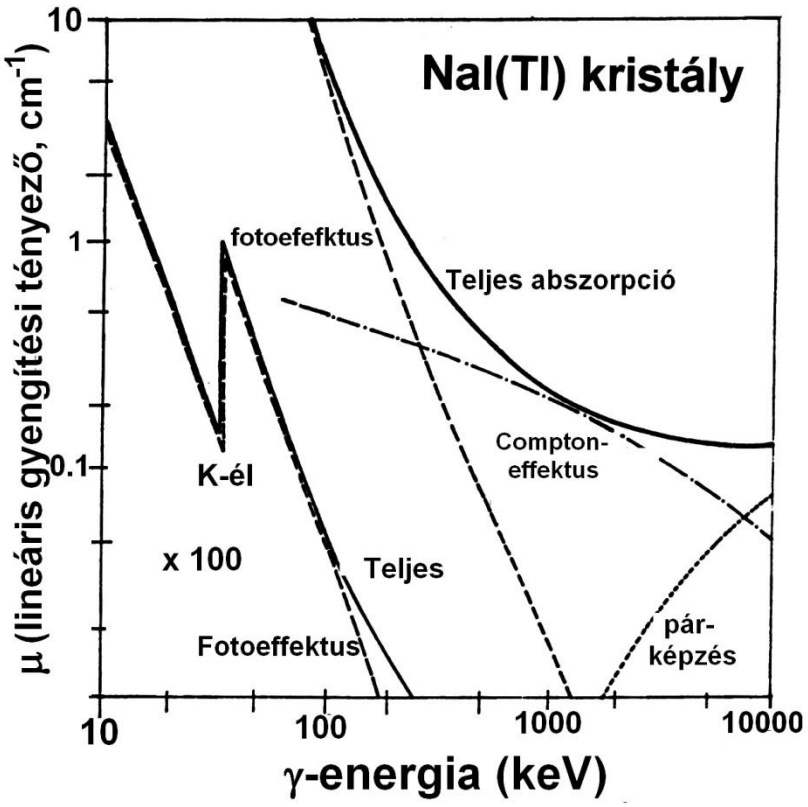
A szcintillátorok kiválóan alkalmasak arra, hogy töltött részecskék detektoraiban felhasználjuk őket. Különösen a tetszőleges vastagságú, alakú és méretű plasztik detektorok alkalmazása nyit lehetőséget innovatív megoldásokra. – Külön ki kell emelni a szerves szcintillátorok kiváló tulajdonságait olyan detektorrendszerekben, ahol az időzítés fontos szerepet játszik (2.3. táblázat). – Jelalak-diszkriminációs képessége csak bizonyos folyadékszcintillátoroknak van. Bár ezek a folyadékok a detektorokat határoló zárófóliákból, felületekből kijutva általában tűz- és robbanásveszélyesek és az egészségre ártalmasak, mégis nehézkesebb alkalmazási technikájuk ellenére sokszor megéri ezt a lehetőséget kihasználni.

2.5.4. Gamma-sugárzás megfigyelése szcintillációs detektorokkal

A nagyméretű, nagy rendszámú elemeket tartalmazó szcintillációs detektorok felhasználásának egyik legfontosabb területét a γ-sugarak detektálása jelenti. Az ide tartozó anyagokból nagyméretű kristályok növeszthetők, amelyek nagy hatásfokkal képesek kölcsönhatni a beérkező γ-sugarakkal.

A 2.28. ábrán az egyik leggyakrabban alkalmazott szcintillátor, a nátrium-jodid lineáris abszorpciós koefficiensének energiafüggése látható. A kétszer logaritmikus ábrában jól követhető, hogy mintegy 300 keV energiáig a fotoeffektus dominál, 0,3-tól ~7 MeV-ig a legvalószínűbb kölcsönhatás a Compton-effektus, 7 MeV-nél nagyobb energiákon pedig a párképzés lesz a legfontosabb.

Az alacsony energiájú (néhányszor 10 keV energiájú) γ-sugarakra a hatótávolság a mm tartományba esik. Ezért vékony NaI(Tl) kristályok alkalmasak arra, hogy ilyen, a röntgentartományba eső energiájú γ-kvantumokat detektáljanak. – Mellékjelenségek azonban bizonyosan fellépnek. A fotoeffektus a jelenség erős rendszámfüggése miatt szinte kizárólag a jódatomokon következik be. A kilépő elektron energiája megegyezik a γ-kvantum energiájának és a jód K-héja 32 keV energiájának a különbségével. Az elektron teljes energiáját természetesen leadja az érzékeny térfogatban. Azonban a K-héjra az L-héjról beugró átmenetnél 28 keV energia szabadul fel, ismét röntgensugárzás formájában. Ennek is kicsi a hatótávolsága a NaI(Tl)-ben, ezért a legtöbb γ – bár több egymást követő lépésben – a teljes energiáját leadja a kristályban. Ráadásul ezen jelenségek időben egymáshoz nagyon közel, kevesebb, mint 10^{-10} sec időtartamon belül mind lezajlanak. Az azonban lehetséges, hogy a 28 keV energiájú γ nem fog kölcsönhatni a szcintillátorral, mert kiszökik abból. Ez azt jelenti, hogy a belépő energiánál 28 keV energiával kisebb energiáknál csúcs jelenik meg: ez az ún. röntgenkiszökési csúcs.



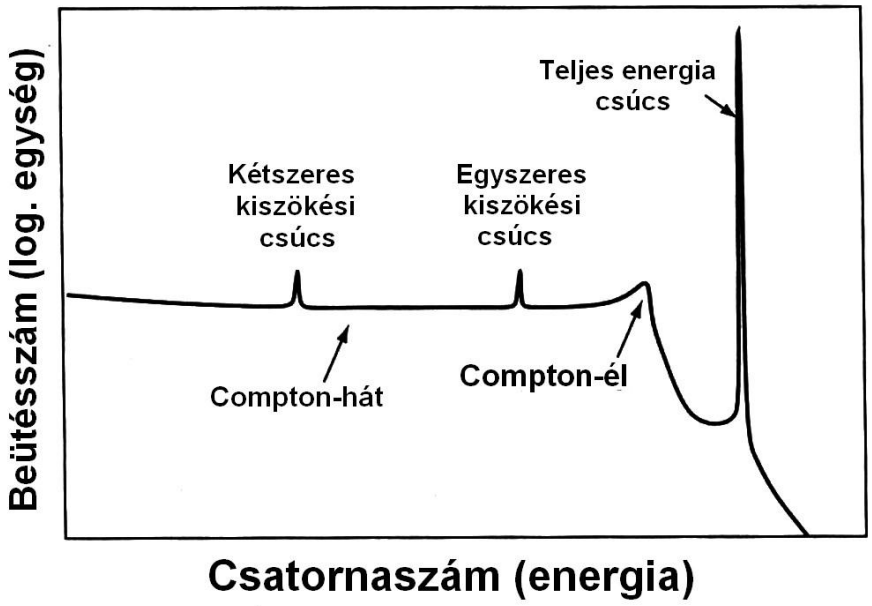
2.28. ábra: A NaI(Tl) szcintillátor lineáris gyengítési tényezője a γ-energia függvényében. Mintegy 300 keV energiáig a fotoeffektus dominál

Mindez előrevetíti azt, hogy nagyobb energiák felé a γ-kvantum és a szcintillátor anyagának kölcsönhatása nem vezet könnyen áttekinthető eredményekre. Azonban a szcintillátor tényleges mérete a továbbiakban nem elhanyagolható szemponttá válik.

Amennyiben nagy energiájú γ-sugárzást szeretnénk detektálni, nagy hatásfokkal ezt csak nagy térfogatú kristályokkal tudjuk végrehajtani. A nagyobb lineáris méretű kristályokban ugyanakkor egy sor másodlagos jelenség is lezajlik, amelyek a detektor jelspektrumának alakjára komolyan hat. Ennek lényege annak vizsgálata, hogy a nagyméretű szcintillátorkristályban a γ-kvantum energiájának mekkora része alakult át fotonok ener-

giájává. A 2.28. ábra például NaI(Tl) kristályra megmutatja, hogy a beérkezett γ-kvantum a három domináns folyamat közül melyikkel milyen mértékben gyengül, de nem ad felvilágosítást arról, hogy a folyamatban keletkező másodlagos részecskéknek mi a sorsa. A detektor az egymás után gyorsan bekövetkező jelenségekből származó fotonokat együttesen dolgozza fel, azt egyetlen jelnek látja.

Vegyük sorra az egyes folyamatokat, és az őket kísérő másodlagos részecskék lehetséges sorsát a gyakorlatban leggyakrabban előforduló néhány száz keV–MeV tartományba eső energiájú γ-sugarak detektálására megfelelő szcintillátorban! Bár ezen a területen a kvalifikáló eltérő céljai és lehetőségei miatt igen nagy a változatosság, kemény γ-k detektálására legalább néhány cm sugarú, és legalább hasonló vastagságú kristályoknál kisebbet nem érdemes használni. Az ilyen legkevesebb száz cm^3, de akár több ezer cm^3 térfogatú szcintilláló anyagban a mérettől függően a különböző folyamatsorozatok a jelnagyság szempontjából más és más eredményre vezethetnek.



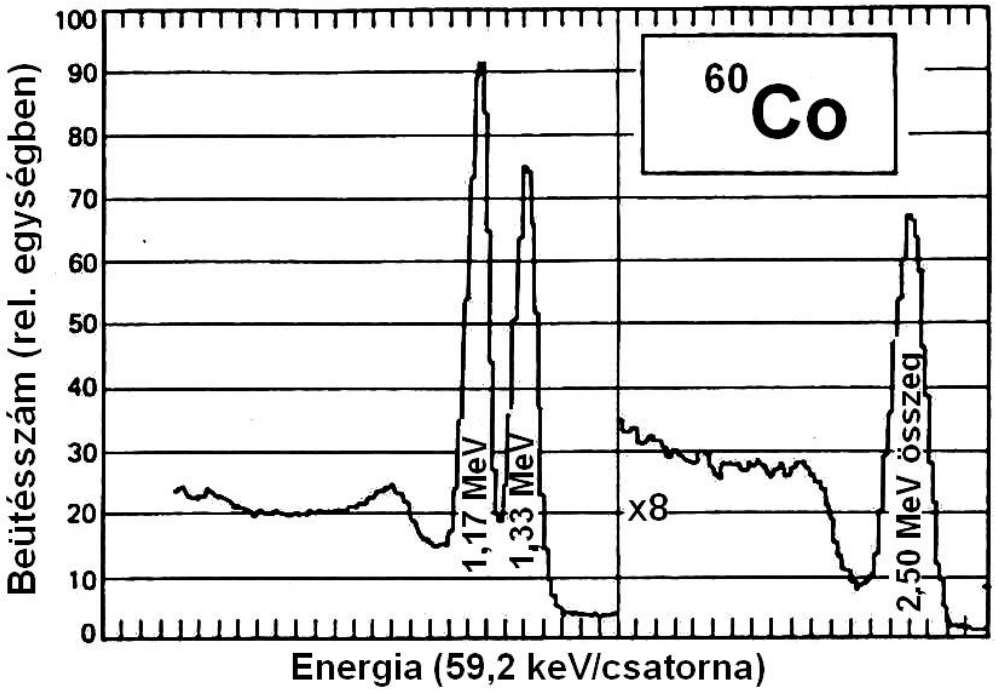
2.29. ábra: Hipotetikus spektrum kb. 2 MeV-es γ-kvantumok detektálásánál fellépő jelenségek bemutatására. (Az ábrán az energiafelbontást a szcintillációs számlálókkal ténylegesen elérhetőnél jobbra választottuk.)

A 2.29. és a 2.30. ábrák szemléltetik az elmondandókat. A 2.29. ábra hipotetikus, azaz nem ténylegesen mért spektrumot mutat 2 MeV energiájú γ-kra a jelenségek jellegének bemutatása céljából. A 2.30. ábra pedig 10,2 cm átmérőjű, 10,2 magasságú henger alakú nagyméretű NaI(Tl) detektorral felvett ^{60}Co spektrumot mutat (bomlássémát lásd a 2.7. ábrán).

A *fotoeffektus*nál a γ-kvantum teljes energiáját leadja, ő maga megsemmisül. A kilökött elektron mozgási energiája a γ energiájának és az elektron kötési energiájának a különbsége. Az elektron hatótávolsága szilárd anyagokban kicsi (<mm), és az elektron a legtöbbször teljes energiáját leadja a kristályban. Az atom azonban, amelynek belső héjáról az elektron távozott vagy Röntgen-kaszkádon keresztül, vagy Auger-elektronokkal legerjesztődik. Mindkét esetben rövid hatótávolságú másodlagos sugárzásokról van szó, ezért nagy annak a valószínűsége, hogy egyik sem szökik ki a kristályból. Szcintillációkat azonban ezek is keltenek, az időbeli összeesés kisebb, mint 10^{-10} s, ezért a fotonok összes száma

arányos lesz az eredeti γ-kvantum energiájával. Az így kialakuló csúcsot **teljes energiacsúcs**nak nevezik (2.29. ábra).

A *Compton-effektus*nál a γ-kvantum meglök egy kevéssé kötött elektront, és az eredetinél ugyan kisebb energiájú, másik kemény γ-foton keletkezik. Az elektronok természetesen nem jutnak ki a kristályból, és ezek a primer részecskék a 2.29. ábrán láthatóhoz hasonló jellegű jeleloszlást hoznak létre. A másodlagos Compton-gamma azonban maga is nagy áthatolóképességű részecske. Lehetséges, hogy további kölcsönhatás nélkül elhagyja a kristályt, és csak a primer elektron energiája marad a szcintillátorban. Lehetséges, hogy fotoeffektust hoz létre, és akkor végül is nagy valószínűséggel a γ teljes energiája a kristályban marad, és a teljes energiacsúcs beütésszámához járul hozzá az esemény. Végül lehet, hogy újabb Compton-effektussal nagy energiájú elektron, és újabb, az előbbinél is kisebb energiájú kemény gamma keletkezik. Ez a harmadlagos γ ismét elhagyhatja a kristályt, vagy újabb abszorpciós folyamatban vehet részt. Abban, hogy ténylegesen mekkora lesz a teljes energiacsúcs, a kristály mérete jelentős szerepet játszik.



2.30. ábra: ^{60}Co sugárforrás spektruma. (A ^{60}Co mag bomlását a 2.7. ábrán mutattuk be.) A mérést 10,2×10,2 cm henger alakú NaI(Tl) kristállyal ellátott detektorral hajtották végre

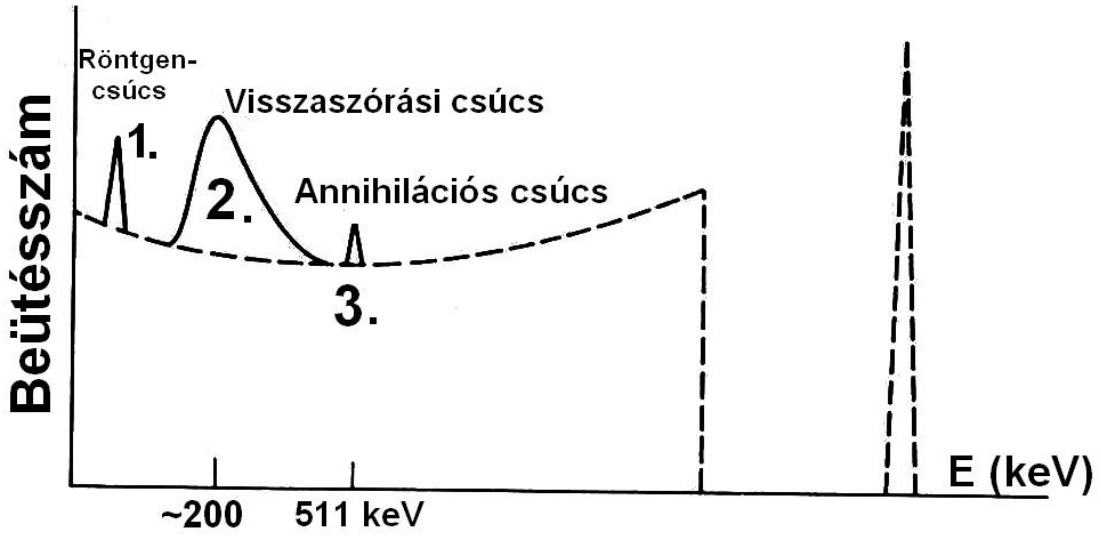
Minden gamma-spektrumban a teljes energiájú csúcs alatt kirajzolódik a Compton-él, amely bemenő nagy energiáknál mintegy 250 keV-vel van lejjebb, mint a csúcs. Ezért a felfutásért azok az események a felelősek, amelyekben a eredeti γ Compton-szórással éppen előre lökte meg az elektront, és a visszaszóródott γ-kvantum pedig kiszökött a kristályból. A Compton-éllel kezdődően látható egy folytonos eloszlás, ez az ún. Compton-hát (2.29. és 2.30. ábrák). Ennek a szerkezetnek az aránya a teljes energiájú csúcshoz a tényleges kísérleti körülményektől, de elsősorban a bombázó energiától és a kristálymérettől függ.

A *párképzés*nél magában a folyamatban egy pozitron-elektron pár keletkezik. A két töltött részecske a detektor anyagában leadja a mozgási energiáját, ami szcintillációs foto-

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

nokhoz vezet. A pozitron azonban, miután elveszítette a mozgási energiáját nagy valószínűséggel egy elektronnal annihilálódik. Ekkor két 511 keV γ-kvantum keletkezik. Ezek mindegyikére külön-külön érvényesek azok a gondolatok, amelyeket a kemény γ-sugarak detektálásával kapcsolatban az előbbiekben tárgyaltunk. – A lehetséges esetek közül markáns változatokat jelent, ha az egyik vagy mind a két annihilációs γ elhagyja a kristályt (2.29. ábra). Ezek csúcsszerűen jelentkeznek. Az egyszeres kiszökési csúcs 511, a kétszeres 1022 keV-vel kisebb energiánál van, mint a teljes energiacsúcs.

A 2.30. ábra érdekes további jelenséget is mutat. A ^{60}Co spektrumában a teljes energiacsúcsokhoz képest kis intenzitással (~10-szer kisebbel), de megjelenik a 2,50 MeV csúcs. Ez olyan esetekből származik, amikor a ^{60}Ni ugyanazon kaszkádbomlásából származó mindkét γ-ja a teljes energiáját bennhagyja a kristályban. A fotomultiplier a két γ-t egyidejűnek fogja detektálni. Az összegcsúcs intenzitása erősen függ a detektor méretétől.



2.31. ábra: Példa arra, hogy a detektor érzékeny térfogata körül lévő anyagban esetleg lejátszódhatnak olyan folyamatok, amelyek a jelspektrumokban külön szerkezettel jelentkezhetnek. Az 1., 2. és 3. szerkezetek ilyenek

A 2.31. ábra azt mutatja, hogy a detektorok γ-spektrumai nemcsak az érzékeny térfogatban lejátszódó folyamatoktól függenek, de lehetséges, hogy a spektrum bizonyos szerkezeteiért a detektorokat körülvevő, ahhoz nem tartozó anyagok elhelyezkedése, tulajdonságai a felelősek. – Az ábrán látható 1. szerkezet oka az, hogy a γ a detektorhoz közeli anyagban fotoeffektust vált ki. A meglökött elektron most kívül van az érzékeny térfogaton, de a kísérő röntgensugárzás esetleg bekerül a detektorba, és ott kis energiájú csúcsként jelentkezik. – A 2., visszaszórási csúcs olyan eseményekből származik, amelyben a γ kölcsönhatás nélkül ment keresztül a detektoron, de a forrással ellentétes oldalon lévő anyagon Compton-szórást szenvedett. Természetesen azok a másodlagos γ-k kerülhetnek vissza a detektorba, amelyek visszafelé szóródtak. A hozzájuk tartozó elektronokat nem detektáljuk, de őket igen. Ez széles csúcsszerű szerkezettel jelenhet meg a spektrumokban, ez az ún. visszaszórási csúcs. A visszaszórási csúcs olyan energiánál van, amely megegyezik a teljes energiacsúcs és a Compton-él távolságával. – A 3. szerkezetnél a hipotetikus γ elektron-pozitron párt keltett a környező anyagban. A pozitronannihilációt követő két ellentétes irányú γ egyike bejuthat a detektorba, és ezért 511 keV-nél csúcs lesz megfigyelhető.

Az előzőekből kitűnik, hogy a nagy energiájú γ-kvantumok szcintillációs detektorokkal való észlelése, és a keletkező spektrumok értelmezése és kiértékelése általában nem egyszerű feladat. A detektorok válaszspektruma még monoenergetikus sugárzás esetén is bonyolult szerezettel bírhat. A spektrumértelmezés problémája igazán összetetté akkor válik, ha – mint általában a gyakorlatban előforduló esetekben – több, különböző energiájú és intenzitású komponens is fellép a sugárzási térben.

A spektrumokból a sugárzásban előforduló γ-k energiájára és relatív vagy abszolút intenzitásáról kívánunk felvilágosítást kapni. Az előforduló energiakomponenseket a spektrumokban látható teljes energiájú csúcsok azonosításával határozhatjuk meg. Egy-egy komponenshez tartozó spektrumok bonyolultak lehetnek és ráadásul még egymásra is ülnek. Így a spektrumok mindig egyedi értelmezést igénylő feladatának elvégzéséhez a legfontosabb tanács az, hogy a mért beütésszám-eloszlások szerkezetének minden részletét értsük meg. nehogy egy-egy kísérőjelenségből származó csúcsot azonosítsunk hibásan sugárzási komponensként.

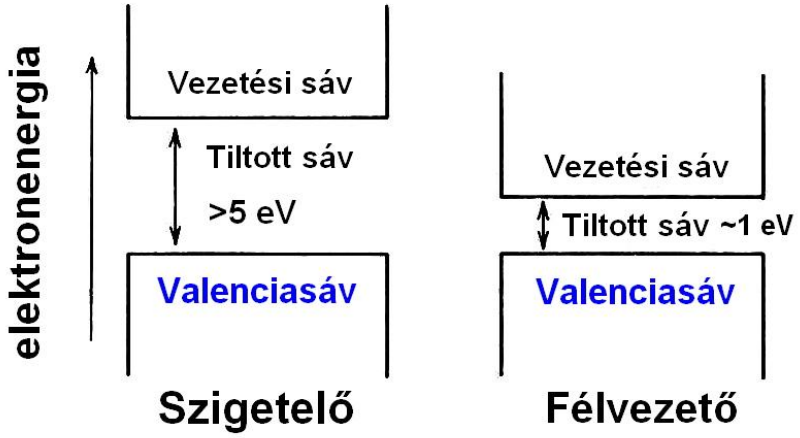
Az intenzitásviszonyok meghatározásához is általában a teljes energiacsúcsban lévő beütésszámok meghatározása szükséges, ami a csúcs alatti háttér levonásának sokszor nem egyszerű feladatát jelenti. Ebből a meghatározott γ-energiához tartozó, detektorra egyedileg vonatkozó teljes energiacsúcs hatásfokának ismeretében, a mért sugárzásra vonatkozó térszög meghatározása után, az esetleg szükséges holtidő-korrekció elvégzésével lehet a sugárzási tér intenzitására következtetni. Mindez a tényleges esetekben a spektrumok kialakulásának előzőekben ismertetett fizikai megértésén túlmenő, komoly szakmai felkészültséget igénylő munka.

2.5.5. *A félvezető detektorok*

A szcintillációs detektorok legfőbb előnye a gázos számlálókkal szemben az, hogy a szcintilláló anyagok szilárd, vagy folyékony halmazállapotuk miatt lényegesen, mintegy három nagyságrenddel nagyobb sűrűségűek, mint a gázok. Ezért a sokkal nagyobb fajlagos energiaveszteség miatt kisebb méretű detektorokat lehet készíteni belőlük, ugyanannak a sugárzásnak a megfigyelésére. Hátrányuk viszont, hogy a szcintillációs folyamatok bonyolultsága és összetett volta miatt az energiafelbontás sokszor nem kielégítő. Egy fotoelektron keltéséhez (amely az információt a fotoelektron-sokszorozóban hordozza) összesen tipikusan 100 elektronvolt energiát kell leadni a detektálandó részecskének. Ez azt jelenti, hogy csak kevés, általában néhány ezer ilyen elektron keletkezik, amelyek statisztikus ingadozása viszonylag nagy. A felbontást csak olyan folyamatban lehet jelentősen javítani, ahol az információhordozó keltésére a szcintillációnál lényegesen kevesebb energiát kell egyes esetekben fordítani. Ugyanakkor mindenképpen meg kell őrizni az érzékeny detektortérfogat nagy sűrűségét.

A félvezető anyagokban a radioaktív részecskék *elektron-lyuk* párokat hoznak létre. Ez annyiban hasonlít a gázokban végbemenő ionizációs folyamatokhoz, hogy itt is töltéshordozó-párok jönnek létre. Azonban amíg a gázokban egy ionpár létrehozásához tipikusan 30 eV energiára van szükség, addig a félvezetőkben az elektron-lyuk párokat a töltött részecske már 3 eV-tal létrehozza. Ez az alapvető oka annak, hogy a félvezető detektorok energiafelbontása sugárzó részecskékre jelentősen jobb, mint a többi detektoré.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE



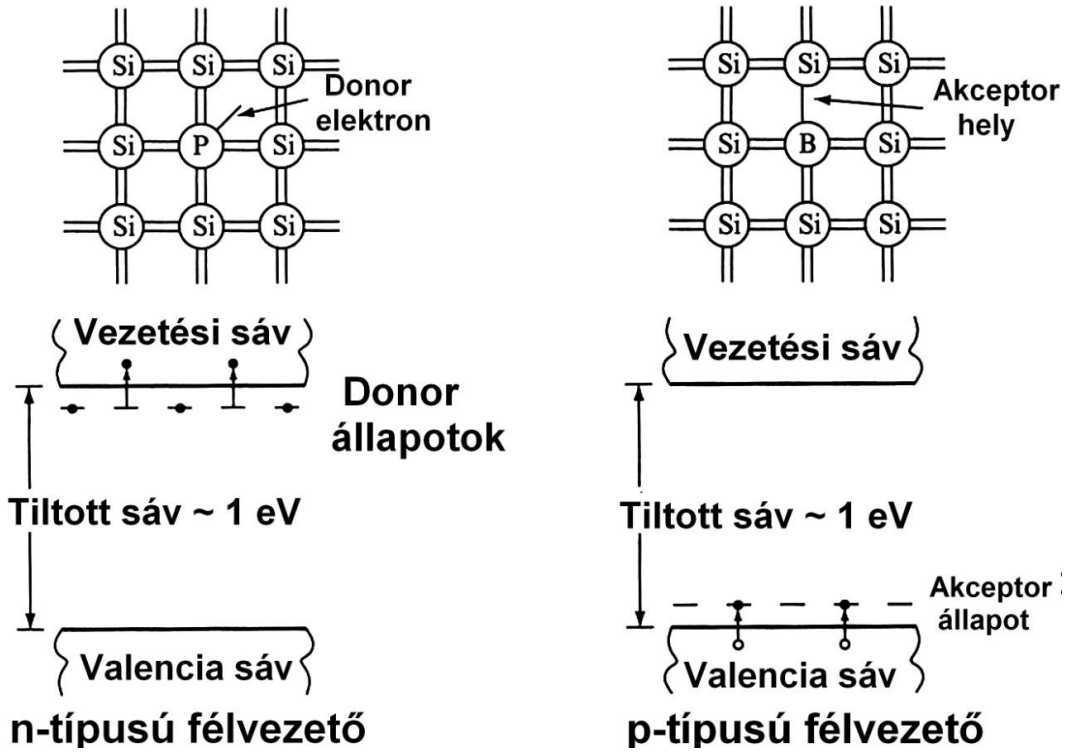
2.32. ábra: Szigetelők és félvezetők sávszerkezetének összehasonlítása

A félvezetők olyan kristályok, amelyben a valenciasáv és a vezetési sáv között lévő tiltott energiatartomány lényegesen kisebb, mint a szigetelő anyagoknál: szemben az ottani ~5 eV-tal, a félvezetők tiltott sávja ~1 eV körül van (2.32. ábra). A 2.4. táblázat a radioaktív részecskék detektálásában leginkább elterjedt szilícium és a germánium félvezetők legfontosabb paramétereit foglalja össze.

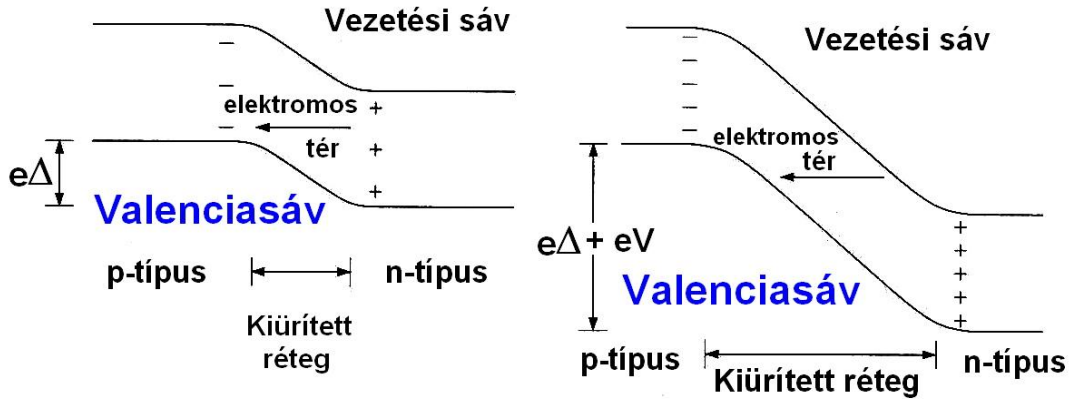
TULAJDONSÁG	*SZILÍCIUM*	*GERMÁNIUM*
Rendszám	14	32
Sűrűség	2,33 (g/cm^3)	5,32 (g/cm^3)
Tiltott sáv szélessége (300 K)	1,115 eV	0,665 eV
elektron-lyuk pár energiája (77 K)	3,76 eV	2,96 eV
elektronmobiltás [v/E], (300 K)	[1350 (cm/s)]/[1 (V/cm)]	[3900 (cm/s)]/[1 (V/cm)]
lyukmobiltás [v/E], (300 K)	[480 (cm/s)]/[1 (V/cm)]	[1900 (cm/s)]/[1 (V/cm)]

2.4. táblázat: A szilícium és germánium félvezetők legfontosabb paraméterei

A tiszta félvezetőben csak termikusan gerjesztett töltéshordozók mozoghatnak, ha a félvezetőt erősen lehűtjük, nincsenek mozgásképes töltéshordozók az anyagban. Gyökeresen megváltoznak azonban a félvezető tulajdonságai, ha a négy vegyértékű szilíciumhoz öt, illetve három vegyértékű szennyezőt adagolunk egészen kis, 2 ppm körüli mennyiségben. Az első esetben elektron töltéshordozók jelennek meg azáltal, hogy a szilícium helyén ülő szennyező egy kevéssé kötött elektronnal rendelkezik, amely könnyen elmozdulhat. A másodikban a három vegyértékű, szennyező atomok körül egy elektron hiányzik, ami pozitív töltésű lyukként kevéssé van lokalizálva. A kialakuló viszonyokat a 2.33. ábra szemlélteti. A germániumban teljesen hasonló viszonyok alakulnak ki hasonló szennyezésekre.



2.33. ábra: Az öt vegyértékű foszforral szennyezett n-típusú félvezetőben és a három vegyértékű borral szennyezett p-típusú félvezetőben kialakuló kristály-szerkezet és energiaviszonyok



2.34. ábra: N- és p-félvezetők közötti átmenetnél kialakuló potenciálviszonyok szemléltetése (Δ a határon kialakuló potenciálkülönbség). A bal oldali ábrarész azt mutatja, amikor nincsen külső feszültség a félvezetőkön, a jobb oldali azt, amikor az átmenetet záróirányban (tehát a p-típusúra a pozitív, n-típusúra a negatív pólust téve) előfeszítjük

Amennyiben egy n- és egy p-típusú félvezetőt egymáshoz illesztünk,[7] akkor az átmenetnél a potenciálviszonyok megváltoznak. Ennek oka az, hogy az n-rétegből elektronok, a p-rétegből lyukak diffundálnak át a másik típusú félvezetőbe egészen addig, amíg a kialakuló tértöltések által megváltoztatott potenciál a további diffúziót meg nem akadályozza.

[7] A rétegek egyszerű egymás mellé tétele, vagy összeszorítása nem elegendő, mert ilyenkor mindig marad olyan hézag, amely miatt a töltéshordozók vándorlása nem fog bekövetkezni. A gyakorlatban különböző rétegekben, de egyetlen kristályban, hozzák létre a p- és az n-típusú réteget.

A két réteg között olyan tartomány jön létre, amelyben nincsenek töltéshordozók. A 2.34. ábra mutatja a kialakuló potenciálviszonyokat.

A határrétegben kialakuló kiürített, töltéshordozókat nem tartalmazó réteg nagymértékben megnövelhető, ha a félvezető átmenetet záróirányban előfeszítjük. Ha ebben a rétegben egy nagy energiájú töltött részecske töltéshordozó-párokat hoz létre, akkor az ott lévő elektromos tér a réteget kiüríti, és az előfeszítő elektródára kötött munkaellenálláson elektromos impulzus keletkezik. Ez a félvezető detektorok működésének az elve.

A gyakorlatban azonban beigazolódott, hogy 2–3 mm vastagságú kiürített rétegnél vastagabbat további feltételek teljesítése nélkül nem lehet elérni. Ilyen vastagság pedig legfeljebb arra elég, hogy a nem túlságosan nagy energiájú töltött részecskék leadják benne a teljes energiájukat. A nagy áthatolóképességű γ-sugarak, vagy nagy energiájú elektronok detektálására ilyen vastagságok nem elegendőek.

A fejlesztési munkában kiderítették, hogy nagy térfogatú, vastag kiürített rétegeket csak teljesen tiszta, szennyezések nélküli kristályokban lehet létrehozni. A szennyezésekkel szemben megkövetelt anyagtisztaság 10^{-12}, ha több cm vastagságú átmenetet kívánunk létrehozni. Vastag, kiürített réteg létrehozására két út kínálkozik. Az egyik olyan kristályokat állít elő, amelyekben a szennyezések részaránya az említett alacsony szinten van. Ezeket a detektorokat HPGe- *(high-purity germanium)* detektoroknak hívják. A másik megoldás a szennyezéseket lítiumatomoknak a kristályon keresztül való driftelésével kompenzálja. Ezek a Si(Li), illetve a Ge(Li) detektorok.

A félvezető detektorok alapvető jellemzőit az alábbiakban foglaljuk össze.

- A félvezető detektorok a sugárzó részecske által keltett összes elektron-lyuk párt elektromos tér segítségével begyűjtik. Az elvi hasonlóság miatt ezeket szilárdtest ionizációs kamráknak tekinthetjük. A detektorok jele kicsi, de kiváló tulajdonságú előerősítőkkel a jel kezelhető anélkül, hogy az energiafelbontás lényegesen romolna.

- A félvezető detektorok igen jó felbontásúak. Ennek a fő oka az, hogy egy elektron-lyuk pár keltéséhez mintegy 3 eV kell csak. A nagyszámú töltés miatt a statisztikai pontosság nagy, és a felbontás kiváló.

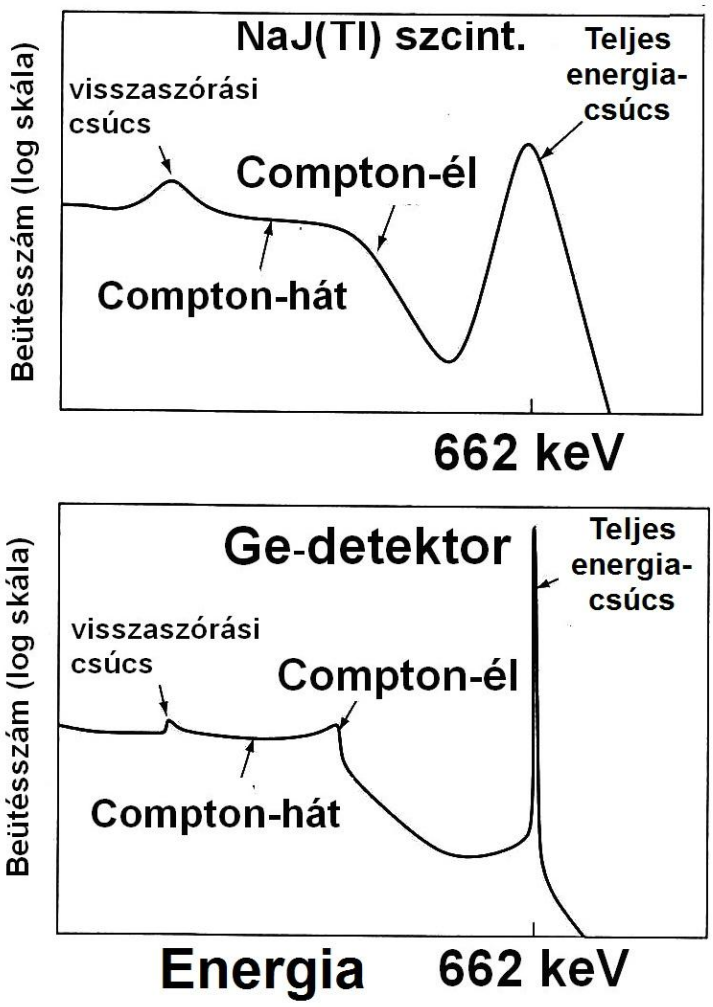
- A germániumkristályokból nagyméretű, akár 1000 cm3 térfogatú detektorok is készíthetők. Ezek a detektorok kiválóan alkalmasak γ-sugarak mérésére, hiszen a germánium rendszáma is magas (Z=32). A szilíciumból készült detektorok érzékeny térfogata általában kicsi, néhányszor 10 mm3-től legfeljebb a néhány száz mm3-ig terjed. Ráadásul a rendszám is alacsony (Z=14), így a nagy energiájú γ-kvantumok észlelésére alkalmatlanok. Ugyanakkor kiválóan alkalmazhatók töltött részecskék (elektronok és nehéz töltött részek), valamint alacsony energiájú Röntgen-kvantumok detektálására.

- A germániumdetektorokat működés közben le kell hűteni a cseppfolyós nitrogén hőmérsékletére (77 K). Az Si-detektorok hűtése nem kötelező, de a hűtött detektorok felbontása lényegesen jobb. A felbontás 2 keV körül van alacsony energiájú röntgensugarakra.

- A félvezető detektorok gyengébb időzítési tulajdonságokat mutatnak, mint a leggyorsabb szcintillátorok (2.3. táblázat). Ugyanakkor kicsi szilíciumdetektorokkal nanosecundum alatti időzítés is elérhető.

A γ-sugarak nagy térfogatú germánium félvezető detektorokkal való megfigyelésénél pontosan ugyanazok a folyamatok zajlanak le, mint amelyeket a szcintillációs detektorok-

nál, különösen a 2.30. és 2.31. ábrákkal kapcsolatban megtárgyaltunk. A különbség elsősorban a sokkal jobb energiafelbontásban van.



2.35. ábra: A ^{137}*Cs preparátum NaI(Tl) és HPGe detektorral felvett γ-spektrumának összehasonlítása. A forrás egyetlen 662 keV energiájú γ-kvantumot bocsát ki (a nívósémát lásd 2.7. ábra)*

A 2.35. ábrán a ^{137}Cs preparátum nátriumjodiddal és nagy tisztaságú germánium félvezető detektorral felvett spektrumait hasonlítjuk össze. A két spektrum jellege teljesen azonos. A germániumdetektor felbontása 3 keV körül van, szemben a nátriumjodid 50 keV, 7% körüli felbontásával.

A félvezető detektorok igen jó, a szcintillációs detektorokhoz képest általában egy nagyságrenddel jobb felbontása jelenti a lényeges különbséget a két detektortípus között. A spektroszkópiai alkalmazásoknál sokszor olyan részletek válnak nyilvánvalóvá a jó felbontású detektorokkal, amelyeket sejteni sem lehetett más spektrumokból. Ugyanakkor mindaz a nehézség, bonyodalom, amelyeket a szcintillációs detektoroknál megvilágítottunk, lényegében azonos formában jelentkezik itt is: a spektrumok értelmezése ugyanúgy nehéz feladat az azonos fizikai háttér ismeretében mint ott, a hatásfok, térszög problémája is hasonlóan jelentkezik. Itt azonban bizonyosan előny, hogy a teljes energiacsúcs területe – a jobb felbontás miatt – egyszerűbben meghatározható.

2.5.6. *A részecske pályáját láthatóvá tevő detektorok*

A részecske pályáját láthatóvá tevő detektorok egészen más jellegű információt szolgáltatnak, mint a többi osztályba tartozó detektorok. Ezek a detektorok azt teszik lehetővé, hogy egy-egy eseményben a töltött részecskék pályáját alaposan tanulmányozzuk, megállapítást tegyünk a pálya elemeire, a részecske ismert külső elektromos és mágneses terekben való irányváltoztatására, a pálya hosszára és a nyom vastagságából sokszor a fajlagos ionizációs képességre is. A nyomok megfigyelése alkalmas lehet arra, hogy egy-egy magfizikai, vagy részecskefizikai eseményt részleteiben tanulmányozzunk. Ily módon szerencsésen kiegészíthetik az egyéb kísérleti technikával kapott eredményeket. Ugyanakkor ennél a detektortípusnál a nagyszámú esemény feldolgozásának korlátai vannak.

A részecske pályájának a megjelenítését minden esetben az teszi lehetővé, hogy a töltött részecske a pályája mentén töltéshordozókat kelt. Ezek a töltéshordozók azután olyan folyamatok szereplői lesznek, amelyek végül makroszkopikus módon láthatóvá teszik a láncolatukat.

A ködkamra

A ködkamra olyan berendezés, amelyben túltelített gőzt állítanak elő. Ha töltött, nagy energiájú részecske e térfogatban töltéseket hoz létre, akkor ezek a töltések cseppképződés kondenzációs magvaiként szolgálnak. Megfelelő beállítás mellett elérhető, hogy cseppnövekedés csak ezeken a cseppeken következzen be. Ily módon a részecske pályája ködcsík formájában láthatóvá válik.

A Wilson-féle expanziós ködkamrában a túltelített térrészt hirtelen nyomáscsökkentéssel hozzák létre. (Ezzel a technikával készítették a 2.14. ábra felvételét.) A Wilson-féle ködkamra ismétlési frekvenciája alacsony, percenként legfeljebb néhány felvételt lehet készíteni. – A diffúziós ködkamrában az érzékeny térfogatot megfelelően létrehozott hőmérsékleti gradienssel állítják be. Bár folyamatos észlelésre ad lehetőséget, legtöbbször csak demonstrációs kísérletekben alkalmazzák.

A buborékkamra

Nagy nyomás alatt a folyadékok magas hőmérsékletekre vihetők a forrás beindulása nélkül. Ha a nyomást rövid idő alatt lecsökkentjük, a folyadék túlhevítődik. A buborékképződés először olyan helyeken indul meg, ahol egy előzőleg áthaladó nagy energiájú töltött részecske ionizált. A buborékok kirajzolják a részecske pályáját. A folyadékok sűrűsége több százszor nagyobb, mint a gázoké, így a töltött részecskék fajlagos energiaveszteségе is sokkal nagyobb, a nyomok jól megfigyelhetők.

Példaként említjük, hogy a modern részecskefizika fellegvárának számító Genfben lévő nemzetközi kutatócentrumban, a CERN-ben felépítették a Nagy Európai Buborékkamrát (*Big European Bubble Chamber* – BEBC). A BEBC hidrogénnel töltött buborékkamra, melynek látható térfogata óriási, 22 m^3, 1,1 m átmérőjű, dugattyúja 1,8 t. A buborékkamra a CERN-ben egy sokkal nagyobb detektorkörnyezet része, amely alkalmas annak a kamrát érzékennyé tevő időpontnak a kiválasztására, amikor tudják, hogy bizonyos kívánt típusú esemény figyelhető meg.

Fotoemulzió

A magfizikai emulziókban előhívásuk után láthatók az anyagon átmenő nagy energiájú töltött részecskék nyomai. Az emulziók általában 10–100 μm vastagok. A magfizika és részecskefizika történetének korai szakaszában az emulziós technikának komoly szerepe

volt. A modern vizsgálatokban, elsősorban a kiértékelés nehézségei miatt, lényegében nem alkalmazzák.

Szilárdtest-nyomdetektorok

A radioaktív töltött részecskék pályájuk mentén ionizálnak. Ha az ionizáció szilárd szigetelő anyagokban megy végbe, akkor az ioncsatorna hosszú időre befagy. Bizonyos anyagokban kémiai maratással a nyomok bejárata láthatóvá tehető, mert a maratás sebessége az ionizált helyen sokkal gyorsabb, mint a környezetében. A maratás folyamatának megfelelő beállításával egyszerű mikroszkóppal látható és kiértékelhető nyomokat figyelhetünk meg.

Számos szilárdtest-nyomdetektor típust fejlesztettek ki. Ezekre jellemző, hogy a nyomok elsősorban a nagy ionizáló képességű töltött részekre lesznek könnyen előhívhatók. A detektor így nagyszámú, alacsony ionizáló képességű részecske áthaladására érzéketlen. A detektor kiválóan alkalmas környezeti aktivitások hosszú idejű megfigyelésére.

A részecske pályáját láthatóvá tévő detektorok közül a szilárdtest-nyomdetektorok azok, amelyeket környezeti kutatásokban, megfigyelésekben a mai gyakorlat felhasznál.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

3. A SUGÁRZÁSOK BIOLÓGIAI HATÁSAI

Az előző fejezetben láttuk, hogy a radioaktív sugárzások hatnak a környezetre. Egy nagy energiájú töltött részecske pályája mentén ütközik, ionizál és általában számos atommal, molekulával való kölcsönhatás után veszti el energiáját. A jelentős áthatoló képességű, töltés nélküli γ-kvantumok és neutronok az anyaggal való kölcsönhatásukkor szintén nagy energiájú töltött részecskéket hoznak létre, amelyeknek általában rövid a hatótávolságuk. Ezek a kölcsönhatások képesek lokálisan megzavarni a szilárd anyagok szerkezetét, ionizálnak, és hatnak a molekuláris kötésekre is. Azonban ahhoz, hogy radioaktív sugárzások szilárd testek, vegyületek, felületek makroszkopikus tulajdonságait lényegesen megváltoztassák, általában nagyszámú részecske bevitelére van szükség. Ilyen besugárzások a mai technikai körülmények között számos gyorsító, vagy atomreaktor mellett lehetségesek. A korszerű ipari gyakorlat fel is használja ezeket a lehetőségeket.

A radioaktív sugárzásoknak komoly biológiai hatásai vannak. A környezettudomány szempontjából ezek döntő jelentőségűek. A vizsgálatok megmutatták, hogy az anyagok makroszkopikus tulajdonságainak megváltoztatásához szükséges besugárzásokkal összehasonlításban a biológiai rendszerekre, így az emberre is már kis energialeadással járó besugárzások is jelentősen hatnak.

A biológiai hatásokra vezető folyamatoknak ugyanaz a fizikai alapja, mint a sugárzások ipari, gyakorlati felhasználásának: az anyagnak és a sugárzó részeknek a kölcsönhatása. Ezeket a folyamatokat az előzőekben részletesen tárgyaltuk. A különbség az, hogy az élettelen anyagoknál a következményeket szilárdtestfizikai, molekulaszerkezeti lokális változások okozzák, a biológiai rendszereknél a sugárzások az előbbiekkel azonos típusú kölcsönhatásaikkal bonyolultan működő biokémiai mechanizmusokat zavarnak meg.

Ebben a fejezetben a környezetünk és a természet megőrzése szempontjából lényeges fontosságú témával foglalkozunk: áttekintjük a radioaktív sugárzások, majd a nem ionizáló sugárzások biológiai rendszerekre való hatásait.

3.1. Az ionizáló sugárzások és a biológiai rendszerek

A radioaktív sugárzások elsődleges, fizikai kölcsönhatásai az anyaggal atomi, vagy atom alatti folyamatokban következnek be. Ezért annak a nyitja, hogy a radioaktív sugárzás miként tud viszonylag kicsi energialeadással meghatározó sugárhatást elérni a biológiai rendszerekben, természetesen nem az elsődleges kölcsönhatási jelenségekben van. Az elsődleges kölcsönhatásokhoz ugyanis a szervetlen anyagokhoz hasonlóan nagyszámú részecske elnyelésére van szükség, ahhoz hogy makroszkopikus anyagtulajdonság-, vagy viselkedésváltozás lépjen fel. Biológiai rendszereknél azonban éppen az elsődleges jelenségsorozatot követő járulékos folyamatok azok, amelyek komolyan megzavarhatják az élethez szükséges bonyolult mechanizmusok működését.

Ebben a fejezetben először a sugárzások fizikájában és biológiájában használatos fogalmakat, mértékegységeket vezetjük be. Ezután azokat a folyamatokat foglaljuk össze, amelyek a radioaktív sugárzások elsődleges jelenségeit az összetett biológiai rendszerekben követik, majd megtárgyaljuk a sugárzások általános biológiai hatásait.

3.1.1. A radioaktív sugárzások fizikai dózisai, dózisfogalmak, dózisegységek

Sok, nagy energiájú részecske makroszkopikus méretű anyagra gyakorolt kollektív hatását a dózissal jellemezhetjük. A dózis a besugárzás mértéke. Fizikai szempontból több, a dozimetria szempontjából más és más paramétert figyelembe vevő dózist definiálhatunk.

Az **abszorbeált dózis** a sugárzásból egy lokális *dm* tömegelem által abszorbeált *dE* energia és az azt abszorbeáló tömeg aránya

$$D_{abs} = \frac{dE}{dm}.$$

Az abszorbeált dózis egysége az 1 gray[1] (Gy): $1Gy = 1\frac{J}{kg}$. Korábban használatos egysége volt a rad (a *röntgen absorbed dose* kezdőbetűiből), 100 rad=1 Gy.

Tekintettel arra, hogy az energiaabszorpcióért felelő folyamatok függenek az abszorbeáló anyag minőségétől, azonos sugárzási intenzitáshoz különböző anyagoknál más és más abszorbeált dózis tartozik. Ezért az abszorbeált dózisnál mindig meg kell adni az elnyelő anyagot.

Az **iondózis** a levegő *dm* tömegeleme besugárzásakor keltett ionok egyik előjel szerinti *dQ* töltésének aránya a tömegelemhez.

$$I = \frac{dQ}{dm}.$$

Az iondózis egysége a *(Cb/kg)*. Korábban széles körben használták a röntgen (R) egységet. Annak a sugárzásnak 1 R az iondózisa, amely 1 cm^3 normál állapotú száraz levegőben (ρ=1,293 g/cm^3) éppen $3{,}3362 \cdot 10^{-10}$ Cb[2] töltést hoz létre az egyik előjelre vonatkoztatva. Ez $2{,}082 \cdot 10^9$ ionpár/cm^3-t jelent. (A hivatalos átszámítási faktor: 1 R=$2{,}58 \cdot 10^{-4}$ Cb/kg.)

A **dózisteljesítmény** az egységnyi időre eső dózis. Az abszorbeált dózisteljesítmény egysége a [W/kg], vagy a [Gy/s]. A dózisteljesítménynek a sugárvédelmi gyakorlatban legtöbbször használt egysége a [μGy/h]. Az iondózis-teljesítmény egysége az [A/kg].

A **lineáris energiatranszfer** (*linear energy transfer* – LET) annak a mértéke, hogy a részecske által leadott energia hogyan oszlik meg az abszorbeáló anyagban. A LET azt adja meg, hogy az abszorbeált dózis a töltött részecske pályája menti előre megadott *r* sugarú térfogatban mekkora értéket vesz fel. Ez a mennyiség fontos abból a szempontból, hogy értékelhessük, hogy milyen sugárhatások érik az anyag egy kiválasztott térfogatát.

$$LET_x = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{r(\mu m)}.$$

A LET-értékében csak az ütközésből származó folyamatok vannak benne, azok közül is csak azok, amelyek nem vezetnek nagy hatótávolságot befutó másodlagos részecskékre. A LET-értékében eleve nincsenek benne a sugárzásból származó energiaveszteségek. A

[1] Az egység nevével Louis Harold Gray (1905–1965) brit fizikusra emlékeznek. Gray az ionizáló sugárzások biológiai hatásaival foglalkozott és a radiobiológia megteremtője volt. Ő vezette be a később róla elnevezett dózisegységet.

[2] Ez a régebben használt elektrosztatikus töltésegységgel egyenlő.

LET a legtöbbször az ionizációs energialeadási sűrűséggel van kapcsolatban. Ha az *r* értékét végtelennek tekintjük, akkor a lineáris energiatranszfer megegyezik a fajlagos energiaveszteséggel. – Ez az egyetlen LET-érték, amelyet *méréssel* meg lehet határozni, más helyzetekben kénytelenek vagyunk becslésekre hagyatkozni.

3.1.2. A radioaktív sugárzások biológiai hatásaira vonatkozó alapfogalmak

Az eddigi bevezetett dózisfogalmak mind valamely fizikai paraméterrel voltak kapcsolatban. A radioaktív sugarak biológiai hatásai nagyon különbözőek lehetnek ugyanakkora abszorbeált dózis esetén. Ahhoz, hogy a biológiai következményeket jól leíró mérőszámokat, mennyiségeket vezethessünk be, előbb szükséges azt áttekintenünk, hogy a sugárzásoknál az emberre nézve milyen jellegű következményekkel kell számolnunk.

A sugárvédelmi fogalmak nemzetközileg elfogadottak, azokat a még a II. világháború előtt létrehozott Nemzetközi Sugárvédelmi Bizottság (*International Commission on Radiological Protection* – ICRP) határozta meg. Ez a Bizottság csak az ionizáló sugárzások elleni védekezéssel foglalkozik, így a nem ionizáló sugárzások (például az ultraibolya sugárzás) hatásait nem veszi figyelembe.

A sugárvédelem vagy az **egyes emberrel** foglalkozik, és akkor az ő testi, vagy ún. szomatikus károsodásának megakadályozása a cél, vagy a **teljes népességre** vonatkozik és akkor a szomatikus és a genetikus sugárkockázatot egyaránt figyelembe veszi. A **sugárkárosodás** az összessége minden betegségnek és minden genetikai ártalomnak, amely a sugárzások hatásaként az emberi szervezetben fellép. A besugárzások vonatkozhatnak az egész testre (egésztest-besugárzások), vagy lehetnek egyes szervekre korlátozottak. A besugárzások következtében fellépő hatások pedig lehetnek orvosilag azonnal kimutathatóak, vagy időlegesen rejtettek, amikor a betegség klinikai jelei csak hosszú látencia után jelentkeznek.

A **sugárkockázaton** azt a valószínűséget értjük, amellyel egy besugárzott egyednél a károsodás meghatározott időn belül fellép. E kockázatnak a teljes népesség esetén a **várható károsodás** felel meg. A várható károsodás az egyes egyedre vonatkozó, a besugárzás bekövetkezése valószínűségével súlyozott sugárkockázatnak és a népesség számának szorzata.

A radioaktív részecskékkel való besugárzások biológiai következményei szempontjából célszerű a sugárhatásokat sztochasztikus és determinisztikus, szomatikus és genetikai hatásokra felosztani.

A **sztochasztikus** (valószínűségi) **sugárhatások** azok az egészségügyi következmények, amelyeknél a hatás felléptének a valószínűsége függ a sugárhatástól, nem pedig annak súlyossága. Ilyen sztochasztikus sugárhatás a rákos daganatok kifejlődése és a genetikai hatás is. Ezeknél a besugárzási dózistól függ a károsodás felléptének valószínűsége. Jelenlegi ismereteink szerint a káros hatás bekövetkezési valószínűségének nincsen küszöbértéke.

A **determinisztikus** (meghatározott) **sugárhatások**nál olyan egészségügyi következményekről van szó, amelyek felléptének súlyossága függ a sugárdózis nagyságától. Ilyen sugárhatásoknál bizonyosan létezik küszöbdózis, amely alatt klinikai következmények nem figyelhetők meg. Lényegében ilyenek az egy-egy, vagy néhány egyedet érő nagyobb besugárzások, amelyek sugárbaleseteknél következnek be. A determinisztikus sugárhatásokhoz tartoznak a sugárbetegség és a sugárhalál is.

A **szomatikus sugárhatáson** olyan jelenségeket, megbetegedéseket értünk, amelyek a ténylegesen besugárzott egyed szervezetében lépnek fel. Ezek a károsodások egyébként lehetnek determinisztikusak, és a besugárzott egyed közvetlen megbetegedésével járhatnak, vagy sztochasztikusak is, amennyiben a besugárzott személyben a besugárzás időpontja után akár évtizedekkel fejlődhet ki rákos daganat, vagy léphet fel egyéb betegség. Ebben az összefüggésben korai hatásról – kissé önkényesen – akkor beszélünk, ha az orvosilag észlelhető károsodás a besugárzás után egy éven belül fellép. Késői hatásról az egy évnél hosszabb idő eltelte után bekövetkező szomatikus károsodás esetén beszélünk.

Genetikai sugárhatásnak a besugárzott egyed örökletes anyagában a sugárzás hatására fellépő károsodásokat nevezzük. E károsodások lehetnek olyanok, amelyek az utód kifejlődésének már korai szakaszában fellépnek, és megakadályozhatják az életképes utód megszületését. Lehetnek olyanok, amelyek valamilyen szomatikus, testi károsodásához vezetnek, az utód esetleg képtelen lesz további utódnemzésre. Végül lehetséges az is, hogy az utód a genetikai károsodást recesszív génként hordozza, és közvetlenül semmilyen testi hátránya nem származik a besugárzásból. A recesszív gének elterjedése azonban populációgenetikai kockázatot jelent, egy későbbi utódban találkozó két recesszív gén hatása már az ő testi károsodásban fog megnyilvánulni.

A radioaktív sugarakkal való besugárzásban a besugárzott egyed teste valamilyen abszorbeált dózist vesz fel. A besugárzás származhat természetes forrásból vagy mesterséges radioaktivitásból, gyorsítókból vagy reaktorból származó részecskenyalábból. Az egésztest-besugárzás és a részbesugárzások az egyed testére vonatkoznak. A besugárzás származhat a testen belüli (inkorporált) sugárforrásból és külső forrásból egyaránt.

Mindezek előre bocsátása után térjünk vissza a biológiai hatásokat leíró dózisfogalom bevezetéséhez. Ennek kiindulópontja az a kísérleti tapasztalat, hogy bármely, az előbbiekben felosztási szempontból áttekintett sugárhatás bármely típusú sugárzással (tehát elektron, α, neutron stb. és azok különböző energiájú nyalábjaival) létrehozható. Ebből következik, hogy a különböző sugárzásoknak a viszonylagos biológiai hatásossága (*relative biological efficiency* – RBE) különböző lehet.

Az RBE értéke definíciószerűen az ugyanazt a biológiai hatást egy meghatározott szerven létrehozó kemény γ-sugárzás dózisának az aránya a hasonló hatást létrehozó sugárzáshoz:

$$RBE = \frac{D_{abs,\gamma}}{D}.$$

A gamma- és röntgensugárzások relatív biológiai hatásossága definíciószerűen 1. Hasonlóan 1 a β-sugarak RBE értéke is, hiszen a gamma-sugarak mindig nagy energiájú elektronokat váltanak ki az anyagban.

Vizsgálatok azt is megállapították, hogy a biológiai hatások (RBE) egyértelműen a sugárzásnak a kiválasztott szövetben való lineáris energialeadástól, a LET-értékétől függenek. Széles LET-tartományban igaz, hogy a biológiai hatásosság nagyobb, ha a lineáris energialeadás nagyobb.

A biológiai hatások átlagos, sugárvédelmi szempontból áttekinthető leírására vezették be az **egyenértékű dózis**t. Ez a szövetben abszorbeált dózisnak és a sugárzásra átlagosan jellemző minőségtényezőnek (Q – *quality factor*nak) a szorzata és ugyanazt az értéket adja, ha a sugárbiológiai hatás ugyanaz. A minőségtényező jó közelítéssel az egyes szervekre

vonatkoztatott relatív biológiai hatásosság egész szervezetre való tömegre súlyozott átlagának tekinthető.

$$H = Q \cdot D_{abs}.$$

Az **egyenértékű dózis egysége a sievert,**[3] 1 Sv=1 [J/kg]. Az egyenértékű dózis régebbi, de néha még mindig használt egysége a rem *(röntgen equivalent man):* 100 rem=1 Sv.

A *Q* minőségtényező értéke definíciószerűen *Q=1* kemény γ-sugarakra. Ilyenkor a sugárhatás csak másodlagos, nagy energiájú elektrontól származhat. Ezek ionizációs képessége pályájuk mentén alacsony. A 3.1. táblázat a *Q* minőségfaktort mutatja néhány sugárzástípusra.

Az egyenértékű dózis általában jól alkalmazható egyszerű sugárvédelmi becsléseknél, a gyakorlatban felmerülő feladatok megoldásánál. Mégis nyilvánvaló, hogy meghatározása kevéssé pontos, igényes megközelítésnél nem alkalmazható. Ennek a fő oka az, hogy az egyes emberi szervekben ugyanarra a besugárzásra különbözik a relatív biológiai hatásosság, így az átlagolások elvileg sem vezethetnek jó eredményekre.

A modern sugárbiológia az embert érő besugárzásoknál az **effektív dózis** fogalmát alkalmazza. Az egyes szervekre vonatkozó biológiai részdózis megegyezik az egyes szerveket ért abszorbeált dózisoknak a szervet érő sugárzási komponensekre vonatkozó relatív biológiai hatásossággal súlyozott összegével:

$$H_{szerv} = \sum_{sugárzás} w_{sugárzás} \cdot D_{szerv,sugárzás}.$$

Ez a kifejezés figyelembe veszi, hogy különböző tulajdonságú sugárzások egyszerre érhetik a szervet. A $D_{szerv,\ sugárzás}$ a kijelölt szervet érő valamely sugárzás abszorbeált dózisa, a $w_{sugárzás}$ jelű mennyiség a sugárzás biológiai hatásosságát adja meg (3.4. táblázat *Q* faktora).

Sugárzás	***Energiatartomány***	***Minőségfaktor (Q)***
röntgensugarak, γ-sugarak	általában	1
e^-, e^+, müon	általában	1
protonok	>2 MeV	10
neutronok	E<10 keV	5
	10–100 keV	10
	1–2 MeV	20
	>2 MeV	10
α-részek, nehézionok	általában	20

3.1. táblázat: A Q minőségfaktor néhány sugárzástípusra

Az effektív dózis meghatározásához az egyes szervekhez tartozó veszélyeztetettségi súlyfaktort határoztak meg olyan epidemiológiai vizsgálatokkal, amelyekben férfiakra és nőkre, valamint az összes korcsoportra átlagoltak. Az egésztest-besugárzás effektív dózá-

[3] A biológiai dózis elnevezésével Rolf Sievert (1896–1966) svéd orvosi fizikusra emlékezünk. Sievert a radiobiológia területén ért el kiemelkedő eredményeket.

sának meghatározásához az összesen 12 releváns szervre képezett biológiai részdózisok megadott w_{szerv} dimenzió nélküli súlyfaktorokkal súlyozott összeget képezik. A veszélyeztetettségi súlyfaktorokat a 3.2. táblázat mutatja be. Így az effektív dózis:

$$E = \sum_{szerv} w_{szerv} \cdot \sum_{sugárzás} w_{sugárzás} \cdot D_{szerv,sugárzás}. \quad (3.1)$$

Ez a mennyiség már jól írja le a különböző összetett sugárzások hatásait. Az effektív dózis egysége a Sv.

Szerv, szövet	w_{SZERV} ***ÉRTÉKEI***
ivarmirigyek (pete, here)	0,20
csontvelő	0,12
gyomor	0,12
tüdő	0,12
vastagbél	0,12
emlő	0,05
hólyag	0,05
máj	0,05
nyelőcső	0,05
pajzsmirigy	0,05
bőr	0,01
csonthártya	0,01
ezeken kívüli	*együtt: 0,05*
Összesen	1,00

3.2. táblázat: Az effektív dózis (3.1) definíciójában szereplő tizenkét szerv és a rájuk vonatkozó w_{szerv} relatív veszélyeztetettségi súlyfaktorok értékei (ICRP 60 kiadvány nyomán)

Az effektív dózis ismeretének nagy előnye, hogy az egyes szervekre vonatkozó kockázati súlyozás miatt az összkockázat megítélését egésztest-, vagy csak résztest-besugárzásnál egyaránt lehetővé teszi. A megfelelő súlyozás miatt az olyan sugárzás, amelynek effektív dózisa ugyanaz résztest, vagy egyetlen szerv besugárzásánál, mint az egésztest-besugárzásnál, ugyanakkora rizikót jelent az egyednek. Az effektív dózissal megbecsülhető és ezért össze is hasonlítható a morbiditási, rákkeltési és genetikai kockázat is.

3.1.3. A sugárhatások szakaszai és a sugárbiológiai folyamatok kiváltó okai

Az ionizáló sugárzások az anyagban kizárólag olyan hatásokat hoznak létre, amelyek nyomán az anyag szerkezetében a besugárzás előtti állapothoz képest kevésbé rendezett állapot áll elő. Ez az új állapot általában nem egyensúlyi helyzet, amiből következik, hogy a besugárzásokat további, hosszabb, vagy rövidebb idejű relaxációs folyamatok követik. Ráadásul a folyamatok térbeli eloszlása a besugárzás dózisának függvényében nagyobb térrészre is kiterjedhet. Most ezeket a folyamatokat fogjuk áttekinteni.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

A biológiai rendszer anyagának a besugárzó részecskével történt **fizikai kölcsönhatási** folyamatainak időtartama a ténylegesen bekövetkező jelenségtől függően legalább 10^{-17} másodperctől legfeljebb mintegy 10^{-12} másodpercig tart. Az előbbi időtartam kb. az az idő, amely alatt a fény néhány százalékának megfelelő sebességgel mozgó részecske átszel egyetlen atomot, a hosszabb időtartam pedig az a becsült idő, amennyi ahhoz szükséges, hogy a kölcsönhatásba lépett atom környezetéből a részecskék olyan messzire eltávozzanak, hogy az atom környékén már semmilyen hatásuk se lehessen (tízezredik-százezredik szomszéd). E fizikai fázisban a részecske pályája mentén gerjesztett atomok, ionok, másodlagos töltött részecskék keletkezhetnek.[4]

Az ember szervei általában olyan tulajdonságúak, hogy a bennük lévő folyadékok miatt a folyamatok fizikai fázisában keletkezett elektromágneses zavarokra, ionizációs nyomsorozatokra válaszul nagyon rövid idő alatt megkezdődnek a kiegyenlítő, relaxáló folyamatok. Az ionok nagy része rövid idő alatt rekombinálódik.

A szervekben a sugárzást követő fizikai folyamatok után kialakul a **kémiai fázis**. Ez azt jelenti, hogy az atomok és molekulák kémiai tulajdonságai határozzák meg az ebben az időtartományban lezajló folyamatokat. A kémiai fázis 10^{-10} s-től a másodperc tartományba eső ideig tarthat.

A kémiai fázist **biokémiai folyamatok** követik, amelyek időtartama 1 s-tól mintegy 1000 s-ig tart. Ebben a fázisban a tisztán kémiai jelenségek mellett biológiai folyamatok is szerepet kapnak.

A lényegében csak **biológiai folyamatok** zárják az ionizáló besugárzással kiváltott változásokat. Legalább órák kellenek a sejtosztódásban fellépő károsodások kialakulásához, és hasonló nagyságrendű a sejt és testi szövetek megváltozásához szükséges idő. Sok körülménytől függő okok miatt napoktól évekig, évtizedekig tarthat a szomatikus hatások kifejlődésének időszaka. Eközben fontos hatásuk van a reparációs (tehát a sejtek sérüléseinek javítását eredményező) és a repopulációs (tehát a sérült sejtek helyére lépő új sejtek előállítása) folyamatoknak. Bár nem bizonyított, de valószínűleg ezeknél a folyamatoknál válik el a determinisztikus és sztochasztikus sugárkárosodás.

Az ionizáló sugárzások által kiváltott, magához a besugárzáshoz közvetlenül tartozó jelenségekhez képest nagyon hosszú idejű kémiai-biokémiai-biológiai folyamatok fellépte egyértelműen arra utal, hogy a sugárzás komoly következményű változásokat indít el a besugárzott biológiai rendszerben. Mai ismereteink szerint ezeket a változásokat a besugárzás nyomán létrejövő **szabadgyökök** hozzák létre.

A szabadgyökök általában elektromosan semleges atomok, atomcsoportok, amelyek legalább egy páratlan elektronnal rendelkeznek. Ez a kompenzálatlan elektron párt keres magának, ezért a szabadgyökök erősen reaktívak. A páratlan elektron miatt ezek a képződmények nem stabilisak, rövid életűek. A szabadgyökök diffúzió útján terjednek a szövetekben és biológiailag aktív helyeken károsodást váltanak ki. Állati szövetek segítségével végrehajtott kísérletek megmutatták, hogy a szabadgyökök károsíthatják a sejteket,

4 Az az idő, amennyi alatt egy részecske teljesen lefékeződik, vagy áthalad az anyagon a részecske sebességétől és a hatótávolságtól függ. Ez az idő a nagy energiájú nehéz töltött részecskéknél a 10^{-10} s tartományba esik, a β-részecskéknek azonban alacsony az ionizációs veszteségük, hatótávolságuk több tíz cm is lehet, ami még fénysebességhez közeli sebességeknél is ~10 ns tartományba kerülhet. Az ionizációs folyamatok egymástól fizikailag távol lévő részjelenségeinek kevés közük van egymáshoz és a lokális jelenséglánchoz.

felgyorsíthatják a rák kifejlődését, kiválthatnak keringési károsodásokat és korral kapcsolatos betegségeket.

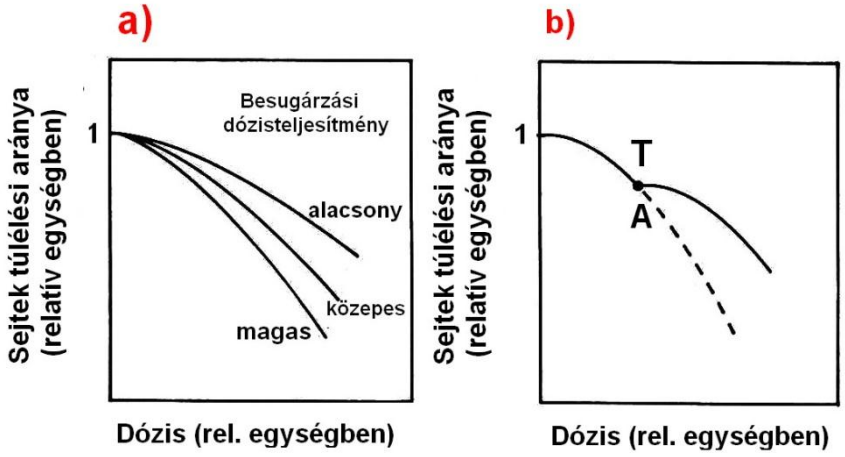
A szabadgyökök lehetnek atomok (például H, F, vagy Cl), szervetlen gyökök (például OH, H_2O_2, CN, NO_2, vagy ClO_3) és szerves gyökök (például CH_3, CH_3CH_2). Különösen fontos, hogy az ún. hidratált elektronok, amelyeket 5–7 vízmolekula vesz körül szintén szabadgyök jellegű aktív viselkedést mutatnak.

Az azonos energiájú, de különböző töltött részecskék ionizációs sűrűsége nagyon eltérő. Így az erősen ionizáló nehéz töltött részecskék (p, α, nehézion) sokkal több szabadgyököt hoznak létre, mint a könnyű elektronok. A részecskefajták sugárhatásában eltérő biológiai hatásosságnak ez lehet a fő oka.

3.1.4. A sugárbiológiai folyamatokat befolyásoló körülmények

A biológiai rendszerek besugárzása összetett folyamatok sorát váltja ki, amelyek sokrétűek és időben jelentősen elhúzódhatnak. A biológiai válaszokat is sok tényező, körülmény befolyásolja. Ezek a körülmények egyaránt lehetnek fizikai, kémiai és biológiai jellegűek. Az alábbiakban a teljesség igénye nélkül, a példa kedvéért néhány ilyen tényezőt említünk meg.

A besugárzás időbeli körülményei, az **időfaktor** nagy hatással van a sugárhatásra. A biológiai válasz szempontjából egyáltalán nem mindegy, hogy ugyanazon ionizáló részecske ugyanakkora dózisát milyen időbeni eloszlásban viselte el a biológiai rendszer. A 3.1. ábra erre mutat be példákat.

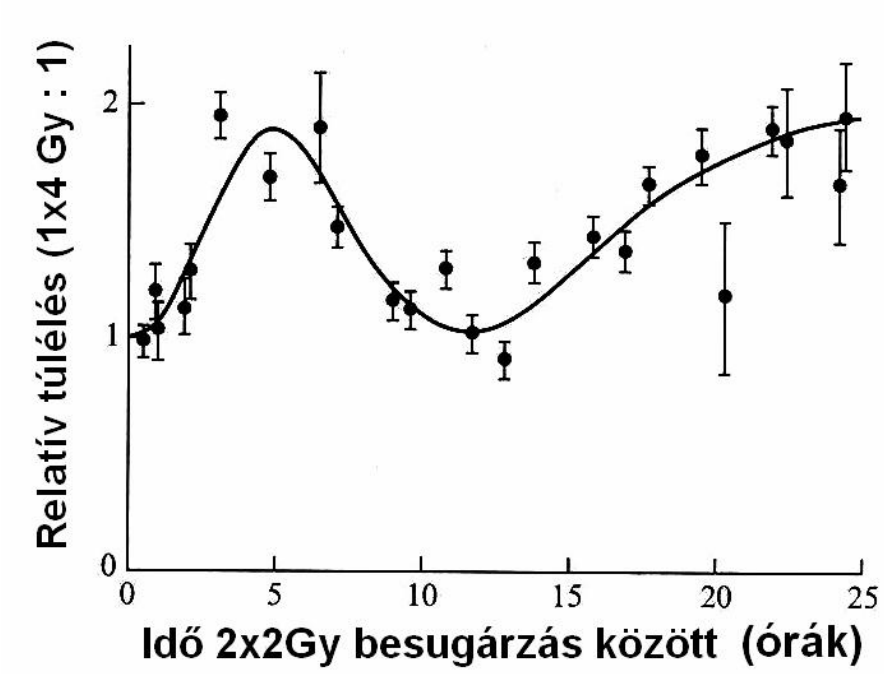


3.1. ábra**:** *Az időfaktor jelentős a sugárbiológiai hatásoknál. A bal oldali a) ábrán látszik, hogy ugyanannál a dózisnál a sejtek túlélése akkor valószínűbb, ha alacsonyabb dózisteljesítménnyel, tehát hosszabb ideig történik a besugárzás. A jobb oldali b) ábrán látszik, hogy a sejtek túlélési valószínűsége jelentősen megváltozott, amikor az A időpontban T időre leállították a besugárzást*

A 3.2. ábra egy kísérlet eredményein keresztül mutatja be, hogy az időbeni viszonyok milyen jelentős hatással vannak a besugárzott biológiai rendszerek válaszaira. A kísérletben egér csontvelősejtjeiből készített minták mindegyikét 4 Gy γ-dózissal sugározták be, 2×2 Gy besugárzási minta szerint. Az első besugárzás vége és a második besugárzás kezdete között eltelt idő függvényében a sejtek túlélési valószínűsége erős függést mutat. Nyilván a sejtek reparációs folyamataival kapcsolatos az, hogy a túlélés előbb növekszik az eltelt idő függvényében, majd ismét csökken. – Ilyen folyamatok magyarázzák, hogy az orvosi terápiában az előírt dózisokat általában sok részletben kapják meg a betegek.

A másik befolyásoló tényező a besugárzott rendszer **hőmérséklet**e. A kísérletek azt mutatják, hogy magasabb hőmérsékleten nagyobb sugárhatást lehet megfigyelni.

A besugárzásokra adott biológiai válaszok erős **oxigéneffektus**t mutatnak: oxigéndús környezetben alacsonyabb dózissal is nagyobb sugárhatást lehet elérni. Ennek az oka az oxigén és a szabadgyökök különleges kölcsönhatásában kereshető.



3.2. ábra: Egér csontvelősejtjeinek relatív túlélése 4 Gy γ-dózissal történt besugárzás után. A minták besugárzását kétszer 2 Gy besugárzási dózisrészletben hajtották végre, a vízszintes tengelyre a két besugárzás közötti időtartamot mérték fel órákban. A kísérlet a túlélési valószínűség jelentős függését mutatja a besugárzás időbeni változtatásaitól

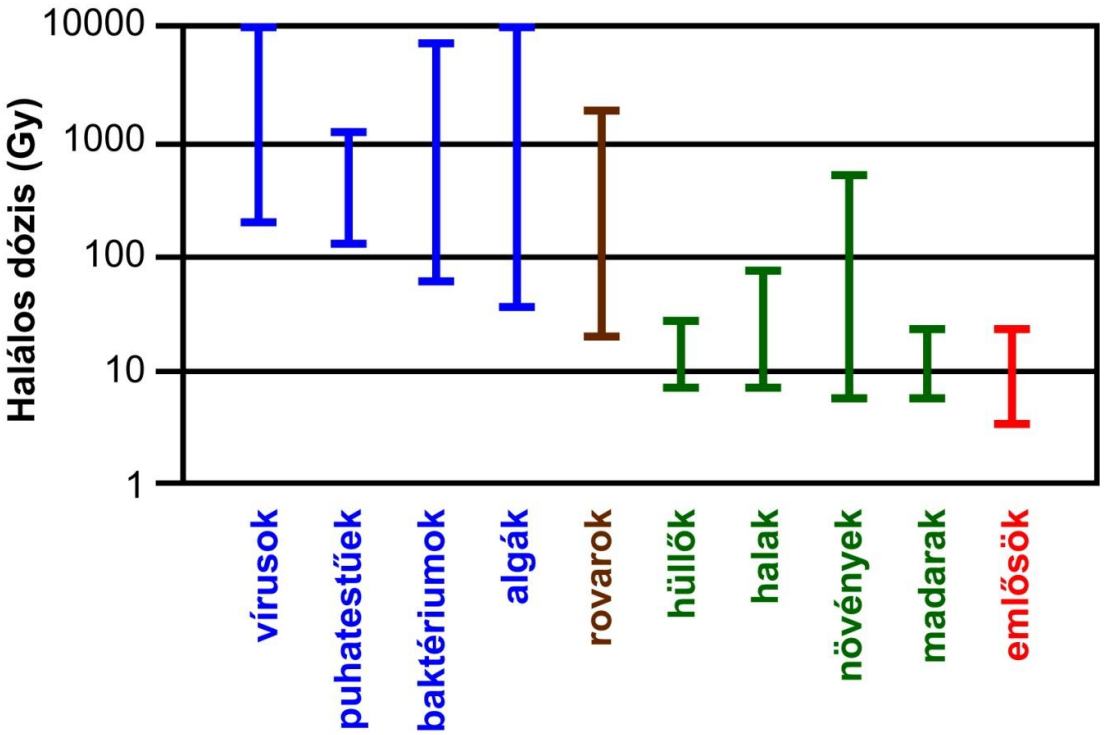
A sugárhatást befolyásoló több más tényező mellett fontos hangsúlyozni a **kémiai környezet** jelentős hatását. Az ok itt is ugyanaz, a kémiai környezet kölcsönhat a besugárzáskor keletkező szabadgyökökkel. A kémiai környezet egyaránt növelheti, vagy csökkentheti a szabadgyökök hatását. Mindez elvileg felveti sugárvédelmi gyógyszerek kifejlesztésének lehetőségét. Ilyen kutatások a katonai vonatkozások miatt általában nem nyilvánosak, de kétség sem fér hozzá, hogy fontos érdek fűződik sikerükhöz.

3.1.5. Az ionizáló sugárzások hatása az élővilágra

Az előzőekből kitűnik, hogy az ionizáló sugárzások komoly hatással vannak az élővilágra. Az élőlények reagálnak a besugárzásra, bár sugárérzékenységük nagyon eltérő. Minden élőlénynek adható halálos, letális dózis, de ezek a dózisok akár nagyságrendekkel is eltérhetnek egymástól. Általában igaz, hogy minél egyszerűbb az élő szervezet, annál nagyobb a sugártűrő képessége.

A 3.3. ábra egyes élőlény-fajcsoportokra mutatja a letális dózisok nagyságát. Az egyegy élőlénycsoportnál látható, akár több nagyságrenden is átnyúló bizonytalanság csak arra

utal, hogy egy-egy csoportba igen sok teljesen eltérő tulajdonságú faj is tartozhat.[5] Az ábrán közölt adatok szerint leginkább a vírusok bírják a besugárzást (több 100 Gy és 10 000 Gy között van a letális dózisuk), legkevésbé pedig a bonyolult felépítésű emlősök, madarak, hüllők, amelyek halálos dózisa néhány Gy és néhányszor 10 Gy közé esik. Az ember és a többi emlős lényegében hasonló sugárérzékenységet mutat.



3.3. ábra: Az élőlények letális dózisa Gy egységekben. Minél egyszerűbbek az élőlények, annál kevésbé sugárérzékenyek

sertés	**1,95**
kutya	**2,65**
majom	**3,5–5**
ember	**3–5**
egér, patkány	**9**

3.3. táblázat: Néhány emlős félhalálos dózisa Sv egységekben

[5] Eddig mintegy 1,5 millió fajt írtak le. A fajok tényleges száma ezt jelentősen meghaladhatja. Az alsó becslés szerint legalább 4 millió faj él a Földön, de vannak felső becslések, amelyek szerint ez a szám akár 30 millió is lehet.

Az élőlények sugárérzékenységének jellemzésére vezették be a félhalálos dózis fogalmát, amely azt az effektív dózist jelenti, amellyel egy populációt besugározva az egyedek fele az ionizáló sugárzás hatására életét veszíti. A 3.3. táblázat néhány emlős félhalálos dózisát mutatja.

3.2. Az ionizáló sugárzások hatása emberre

A sugáregészségügy az orvostudomány egyik fontos területe. Az ember olyan biológiai rendszernek tekinthető, amelyre az összes korábbi megfontolásunk érvényes. Érdeklődésünk fókuszában az ember van, akinek természetesen a többi biológiai rendszertől eltérő jellegzetességei is vannak. A sugáregészségügy az emberek egészségére vonatkozó felismeréseket keresi, az azokból levonható következtetéseket határozza meg és olyan cselekvési tervet valósít meg társadalmi forrásokból, amely alkalmas arra, hogy sugárzási környezetben az ember egyéni, csoportos és társadalmi szinten megőrizze egészségét, megelőzze a sugárkárosodásokat, és egy esetleges sugárbalesetkor korlátozza az ártalmakat.

Ebben a fejezetben először a környezetünkben jelen lévő, elemeiben korábban tárgyalt ionizáló sugárzások dózisainak nagyságával foglalkozunk. Ezután az embereket érő sugárzások hatásait meghatározó szempontokat foglaljuk össze, majd áttekintjük sugárzások egészségügy hatásait. Végül a sugárvédelem célját, módszereit és eszközeit foglaljuk összse.

3.2.1. Környezetünk ionizáló sugárzásainak dózisjárulékai

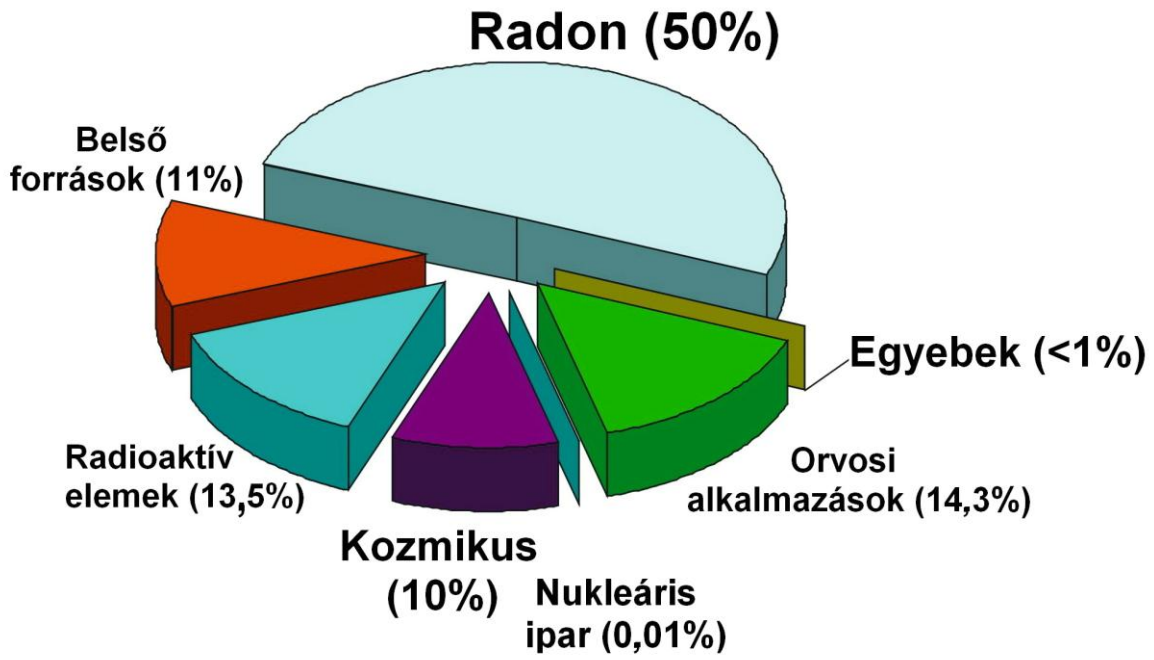
Láttuk, hogy a radioaktivitás a természet része. Ezért az ember törzsfejlődése folyamán mindig folyamatosan ionizáló sugárzásnak volt kitéve. Ennek döntő hányada a természetes sugárzásokból származik.

A 3.4. táblázat a környezeti sugárzásoktól származó, egyes emberekre vonatkozó effektív dózisokat mutatja. A táblázatban az átlagos dózisértékek mellett a lehetséges tartományokat is feltüntettük.

Forrás	*Átlagos dózis (μSv/év)*	*Tartomány (μSv/év)*
Kozmikus sugárzás	260	(200–300)
Radioaktív izotópok	350	(100–1000)
Radon	1300	(300–100000)
Belső források, ételek	300	100–1000
Orvosi alkalmazás	370	nagy dózisokig
Kihullás, kibocsátás	5	(150–200)
Árucikkek	0,4	(1–100)
Foglalkozás	8	20 mSv-ig
Összesen	**2,6 mSv/év**	

3.4. táblázat: A környezeti sugárzásoktól származó évenkénti dózisok Sv egységekben. A dőlt betűkkel jelölt források mesterséges eredetűek

A 3.4. táblázat dózisértékei olyan becsléseknek tekinthetők, amelytől egy-egy esetben akár jelentős eltérések is lehetnek. Az értékek világátlagot jelentenek. – Az egyes sugárforráshoz tartozó tartományok jelentős egyedi variabilitás lehetőségére utalnak. Az orvosi alkalmazásokból származó dózis csak a világ fejlettebb részén éri el a 12–15%-ot, a fejletlenebb országokban ez a komponens kicsi. – A 3.4. táblázat adataiból készült körgrafikont a 3.4. ábra mutatja be.



3.4. ábra: Az évenkénti dózisok (világátlag: 2,6 mSv, magyarországi átlag: 3 mSv) relatív megoszlása források szerint

Magyarországon az évenkénti átlagos dózis a táblázatban szereplőnél kicsit magasabb, mintegy 3 mSv/év körül van. Külön kiemeljük, hogy a környezeti forrásokból származó dózisok nagyjából fele a radontól származik.

3.2.2. A sugárzások hatása az emberre

A sugáregészségügyi hatások áttekintésénél hangsúlyozni kell, hogy

- az ionizáló sugarak a test szöveteiben csak roncsolhatnak,
- minden sugáregészségügyi hatás elérhető bármilyen sugárzástípussal,
- a nagy besugárzásokhoz determinisztikusan hozzátartoznak az egészségügyi válaszreakciók, míg az alacsony dózisokhoz hosszú, akár évtizedes lappangási idők tartoznak.
- Az embereken a besugárzást követő sugárhatást több tényező határozza meg. Ezek
- a besugárzás dózisa,
- a sugárzás típusa (α-, β- és γ-sugárzás),
- a besugárzás időtartama, időeloszlása,
- a besugárzás térbeli eloszlása (besugárzott testszövetek, szervek),

- egyéni variabilitás, egészségi állapot (ugyanaz a besugárzási dózis egészséges emberben más hatást vált ki, mint betegben),
- összeható tények, körülmények (megfigyelték, hogy a besugárzott egyed általános állapota, például mentális állapota is befolyásolja a sugárhatást).

Az emberen az **akut sugárbetegség** tünetei néhány Gy besugárzásnál lépnek fel. A kezdeti szakaszban (1–2 nap) a beteg étvágytalan, hány és fáradtságot érez. Az ezt követő látens időszak annál rövidebb, minél nagyobb a kapott dózis (~3 Gy-nél → 10–20 nap). A sugárbetegség fő szakaszában többféle szindróma is fellép, amelyek a csontvelő, a gyomor és emésztőrendszer, valamint a központi idegrendszer megbetegségét jelentik.

A nagyobb dózisoknál fellépő sugárbetegség súlyosságát a besugárzási dózis és a letalitás kapcsolata jól mutatja.

- 1–2 Gy besugárzási dózisnál még nincs letalitás, a sugárzást kapott egyed néhány napig lesz sugárbeteg.
- 2 és 6 Gy közötti besugárzásnál a letalitás 0–80% között van. A beteg súlyos tünetekkel járó sugárbetegséget kap, amely kb. 2 hónapig tart és vérzések, fertőzések formájában is megnyilvánul.
- 6–10 Gy besugárzási dózis esetén a letalitás valószínűsége 80–100% körül van. A halál ~2 hónap után következik be, elsősorban az emésztőrendszer tönkremenetele miatt.
- 10–15 Gy besugárzásnál alig van túlélési esély, a letalitás 90–100%. A halál várhatóan 2 hét múlva következik be keringési elégtelenség, agyi ödéma miatt.
- 50 Gy feletti besugárzásnál mindenki elpusztul. A besugárzás után várható élettartam ~2 nap, a halál oka keringési zavar, agyi ödéma.

A sugárbetegségben azonban nem hal meg mindenki. Aki túléli a rettenetes közérzettel járó súlyos szervi betegségeket, az meggyógyulhat és korlátos lehetőségekkel ugyan, de teljes, akár hosszú életet is élhet.

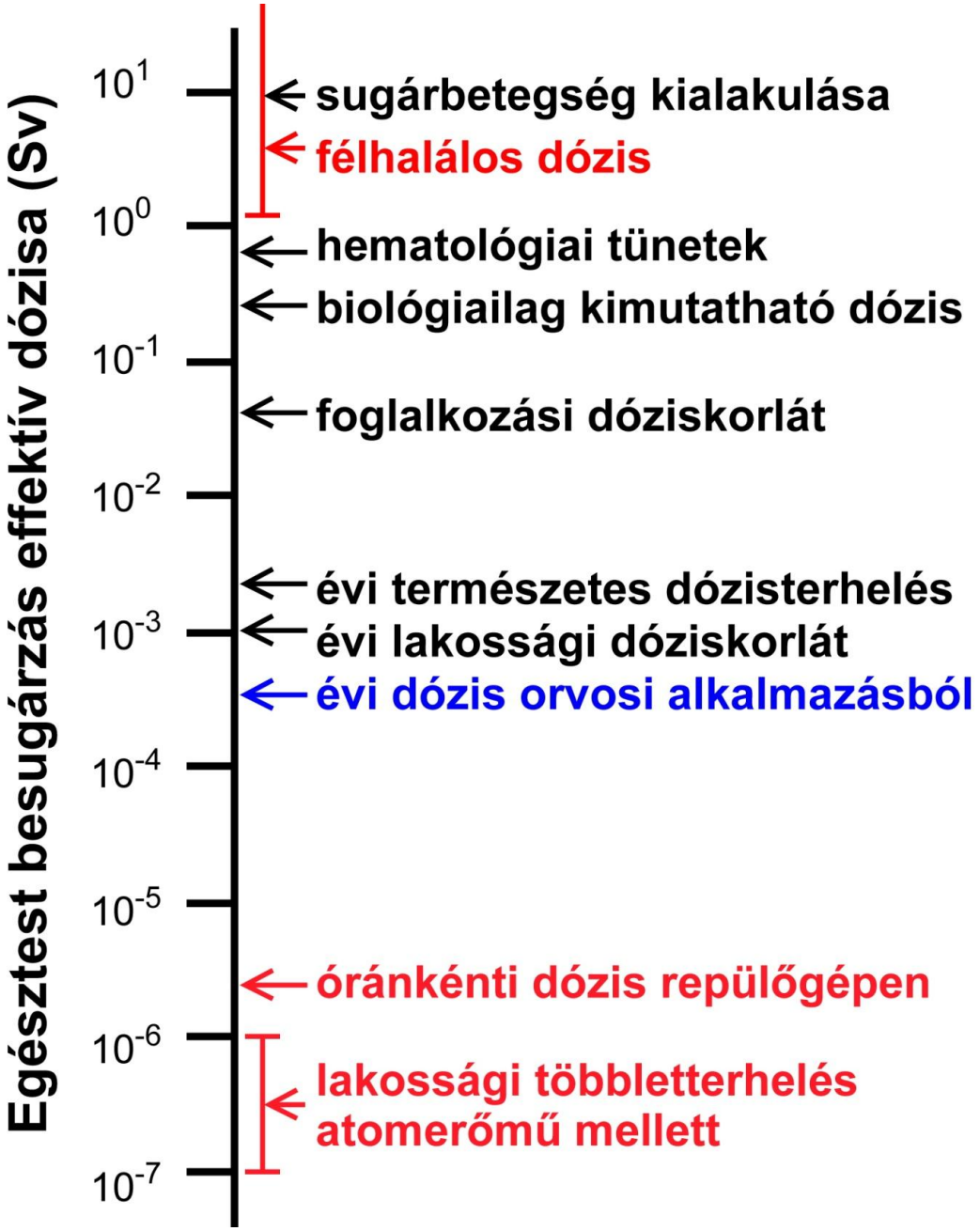
Alacsonyabb dózisoknál a sugárbetegség nem lép fel. Sztochasztikus, többlépcsős folyamatok eredményeként valószínűleg a felhalmozódó mutációk együttes hatására a **daganatképződés** valószínűsége növekszik. A különböző szövetekben a rák kifejlődésének valószínűsége nem azonos. A valószínűségértékeket sok ember megfigyeléséből határozták meg (3.5. táblázat).

Szövet	*Károsodás*	*Valószínűség/Sv*
emlő	rák	$2 \cdot 10^{-3}$
tüdő	rák	$8{,}5 \cdot 10^{-3}$
csontvelő	leukémia	$5 \cdot 10^{-3}$
pajzsmirigy	rák	$8 \cdot 10^{-4}$
más szövet	rák	$3{,}4 \cdot 10^{-2}$

3.5. táblázat: A daganatképződés valószínűségének függése a kapott effektív dózistól

Az egész testre vonatkozó, rákkifejlődési valószínűség nagyjából ~$5 \cdot 10^{-2}$ Sv. Ez azt jelenti, hogy sok 1 Sv dózist kapott egyed közül várhatóan 5%-ban fejlődik ki daganat a korábban besugárzás miatt.

A 3.5. ábra jó áttekintést ad az ionizáló sugárzás és az emberi test válasza közti kapcsolatról. A tengely logaritmikus beosztású, amelyen az egyes jelenségeket kiterjedt körökkel jelezzük. A körök mérete arra hívja fel a figyelmet, hogy az egyéni variabilitás miatt az egyes egyedek között a jelenségek felléptében nagyobb különbségek is lehetnek. – Figyelemre méltó, hogy 200–300 mSv besugárzásokig biológiai módszerekkel a besugárzás még nem mutatható ki, a hematológiai tünetek 600–700 mSv effektív dózisok fölött jelentkeznek.



3.5. ábra: Áttekintés az emberi testnek a különböző effektív dózisokkal történő besugárzással kiváltott reakcióiról

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

3.2.3. A sugárvédelem

Az emberekre az ionizáló sugárzások egészségügyileg káros következményekkel hatnak. Ezért szükség van a tudatos védelemre az ionizáló sugárzásokkal kapcsolatban. Ennek fontossága mellett azonban hangsúlyozni kell, hogy a környezet sugármentesítése nem lehet célja a sugárvédelemnek, hiszen a környezeti sugárzások maguk állandó terhelést jelentenek mindenki számára.

A társadalmilag megszervezett sugárvédelem célja kettős.

- Egyrészről megfelelő intézkedésekkel, a küszöbértékek betartatásával a sugárvédelemnek az előre látható és tervezhető sugárterheléseknél meg kell akadályoznia, hogy egyedeknél, vagy embercsoportoknál a determinisztikus sugárhatások fellépjenek, és el kell érnie, hogy a sztochasztikus hatások a társadalmilag elfogadott szintre korlátozódjanak.

- Másrészről a sugárvédelemnek rendszerszerűen gondoskodnia kell arról, hogy előre nem látott, de bekövetkező nagyobb (általában baleseti) sugárterhelésnél minél kisebb károsodást szenvedjen el a közösség és az egyes egyén.

Bár az utóbbi célok elérése is fontos feladata a sugárvédelmi rendszereknek, mégis ezzel szűkebb irányító csoportok foglalkoznak, ők készülnek, készítenek fel a szükségesetben kötelező intézkedésekre. Így a sugárvédelem mindennapi gyakorlata elsősorban az első pontban megfogalmazott célok elérésére terjed ki. A következőkben ezt tekintjük át.

A korábban említett Nemzetközi Sugárvédelmi Bizottság, az ICRP ad útmutatásokat a sugárvédelem részleteihez. Ez a nagy tekintélyű szervezet szakmai kérdésekkel foglalkozik és csupán ajánlásokat tesz. Ezeket az ajánlásokat azután az egyes országok jogrendjének kell elfogadnia ahhoz, hogy azok hatályosak legyenek. Az Európai Unió tagállamai általában elfogadják a Bizottság ajánlásait.

A sugárvédelem három alapelvét is nemzetközi egyetértésben fogalmazták meg.

- Minden olyan tevékenység, amelynek során ember sugárterhelést kap, legyen indokolt, a tevékenység haszna nagyobb legyen, mint a kára. Az indokoltságot szakmai, gazdasági és társadalmi szempontok mérlegelése után arra jogi felhatalmazással bíró illetékesek határozzák meg.

- A sugárterheléssel járó tevékenység tervezése legyen optimális az ALARA-elvnek megfelelően. Az ALARA-elv az angol betűszó feloldásából nyilvánvaló: as low as reasonably achievably, vagyis a sugárterhelés olyan alacsony legyen, amilyen csak ésszerűen lehet.

- A dóziskorlátok betartása és betartatása szükséges.

A **dóziskorlát**ok azt határozzák meg, hogy a sugárzások felhasználásának következtében mennyire emelkedhet meg a sugárveszélyes munkahelyen dolgozók, illetve a lakosság sugárterhelése. Megállapításuknál abból indultak ki, hogy a természetes környezet sugárzása miatt amúgy is mindenki ki van téve mintegy 3 mSv nagyságú dózisnak, a további dózisterhelés ehhez képest ne okozzon érezhető károkat.

A **megengedett dózis** akkora sugárterhelést jelent, hogy az egyed élete során semmiféle észrevehető károsodást se szomatikusan, se genetikusan ne szenvedjen.

- A lakosságnál a sugárzási kockázat ne növelje meg az egyéb okokból fellépő kockázatokat,
- a sugárveszélyes munkahelyen foglalkoztatottaknál ne csökkenjen a várható élettartam.
- A ma érvényben lévő dóziskorlátokat a Nemzetközi Sugárvédelmi Bizottság 1999-ben határozta meg (The Ionizing Radiation Regulation, ICRP 1999, No. 3232). E szerint
- lakossági évi effektív dózisegyenérték-korlátja 1 mSv,
- sugárveszélyes munkát vállalók évi effektív dózisegyenérték-korlátja 20 mSv, úgy, hogy 5 év alatt legfeljebb 100 mSv lehet az effektív dózis és egyik évben sem haladhatja meg az 50 mSv-et.

A sugárvédelem érinti a tudomány, a technika, a jog, a közigazgatás, a politika és a szociológia területeit akkor, amikor céljait, a népesség sugárvédelmét, és a sugárzó anyagok, eszközök, berendezések alkalmazásának szabályozását ellátja. Tevékenysége hatósági feladat, amennyiben ajánlások és szabályozások rendszerét kell betartatni és működtetni. Az a mennyiség, amelyet a sugárvédelem gyakorlatában megmérnek, vagy megbecsülnek az egyes résztvevők által kapott effektív dózis.

A sugárvédelem rendszere a társadalom nagy szektorát jelenti, amely komoly létszámot alkalmaz, jelentős erőforrások felett rendelkezik, szervezettségét és az egyes szervezetek jogkörét törvények, jogszabályok rendezik.

Magyarországon a sugárvédelem hatósági jogköreivel az ÁNTSZ rendelkezik, az ionizáló sugárzást kibocsátó források, eszközök, anyagok kötelező hatósági engedélyezési és ellenőrzési feladatait az Állami Népegészségügyi és Tisztiorvosi Szolgálat (ÁNTSZ) Sugáregészségügyi Decentrumai látják el. (A másodfokú hatóság az Országos Tisztifőorvosi Hivatal – OTH.) Az ország teljes területét 7 Decentrum látja el.

A hatósági tevékenységen túl a Sugáregészségügyi Decentrumok országos lefedettségű környezetellenőrzési feladatot is ellátnak. A Decentrumok működtetik az Egészségügyi Radiológiai Mérő és Adatszolgáltató Hálózatot (ERMAH), amelynek feladata a környezeti közegek rendszeres területi mintavételezése, és a méréseket végrehajtó radiológiai laboratóriumok működtetése.

A hazai sugárvédelmi rendszer további szervezetei az Országos Környezeti Sugárvédelmi Ellenőrző Rendszer (OKSER) (alapfeladata a lakosság természetes és mesterséges eredetű sugárterhelését meghatározó környezeti sugárzási viszonyok és a környezetben mérhető radioaktív anyagkoncentrációk országos ellenőrzési eredményeinek gyűjtése), a Paks körüli sugárzásokat ellenőrző Hatósági Környezeti Sugárvédelmi Ellenőrző Rendszer (HAKSER), az Országos Sugáregészségügyi Készenléti Szolgálat és az Országos Személyi Dozimetriai Szolgálat. – A sugárvédelem gyakorlati munkáját tudományos oldalról az Országos „Frédéric Joliot-Curie” Sugárbiológiai és Sugáregészségügyi Kutató Intézet segíti.

3.3. A nem ionizáló sugárzások egészségügyi hatásai

A nem ionizáló sugárzások olyan sugárzások, amelyek kvantumainak energiája nem éri el az ionizációhoz szükséges (a különböző rendszámú atomokra eltérő értékű) mintegy 20 eV energiát. Ilyen kis energiájú töltött részecskenyalábоknak a környezetben nincsen jelentőségük, hiszen a legvékonyabb anyagokon sem hatolnak át. – A 20 eV-nál kisebb energiájú neutronok nyalábjai nagy áthatolóképességűek lehetnek, és a neutronok pályájukat mindig

ionizáló sugárzást kiváltó magreakciókkal fejezik be, amelyeknek egészségügyi hatásai komolyak lehetnek. Azonban ilyen neutronnyalábok csak mesterségesen előállított speciális sugárforrások, gyorsítók, vagy atomreaktorok környékén jöhetnek létre és a környezetben szándékos emberi beavatkozás nélkül egyáltalán nem fordulnak elő. Így a nem ionizáló sugárzások érdemben a 2.1. fejezetben áttekintett elektromágneses hullámok jelenségköréhez tartoznak.

A nem ionizáló elektromágneses sugárzások fotonenergiájától megköveteljük, hogy az atomok ionizációjához szükséges, átlagosan mintegy 20 eV alatt legyen. Ehhez $\sim 3 \cdot 10^{15}$ Hz-nél (3 PHz) alacsonyabb frekvenciák, és mintegy 100 nm-nél nagyobb hullámhosszok tartoznak.

A 2.1. ábrán bemutattuk az elektromágneses spektrumot. A spektrum nem ionizáló részét három nagyobb tartományra oszthatjuk a ν frekvencia szerint:

- a sztatikus terek és az alacsony frekvenciájú ($0<\nu<3$ kHz) elektromágneses hullámok,
- a rádió- és mikrohullámok (3 kHz$<\nu<$300 GHz, azaz hullámhosszban a 1 km$>\lambda>$mm) és
- az optikai jelenségek (300 GHz$<\nu<$3 PHz, azaz 1 mm$>\lambda>$ 100 nm)
- tartományára.

Ezek a tartományok a mai mindennapi életben számos helyen alkalmazott elektromágneses jelenségeket fogják át. A sztatikus elektromos és mágneses terek szinte mindenütt kialakulnak, az alacsony frekvenciájú elektromágneses jelenségek tipikus példája pedig az elektromos energia továbbításának váltóáramokkal történő továbbítása. A következő tartományba esnek például a rádió, a televízió, a radar, a mobiltelefonok és a mikrohullámok alkalmazásához szükséges elektromágneses hullámhosszak. A harmadik, optikai tartomány az infravöröstől, tehát a hősugaraktól kezdve tartalmazza az összes optikai jelenséget számos gyakorlati felhasználásával együtt.

A modern világ mindennapi eszközeinek többsége nem képzelhető el ezen elektromágneses sugárzások felhasználása nélkül. A rájuk épülő eszközök alkalmazása azt jelenti, hogy állandóan ki vagyunk téve ezen hullámok sugárzásának, ami folyamatosan éri környezetünket és bennünket is.

Nagy terek, nagy intenzitású elektromágneses sugárzások minden frekvencián komoly, halálos károsodást okoz az embernek. Kisebb terek, intenzitások azonban látszólag nem okoznak egészségromlást. Ilyen sugárzásokkal az emberek tömegei gyakorlatilag egész életükben együtt élnek. Ebben a fejezetben azokat a kérdéseket tekintjük át, hogy a mindennapi életben minket körülvevő elektromágneses tereknek, nem ionizáló sugárzásoknak vannak-e egészségügyileg káros hatásai. Megvizsgáljuk, hogy milyen a jelenséghez illeszkedő paraméterrel lehet jellemezni ezeket a besugárzásokat, milyen a dozimetriájuk és hogyan lehet az esetleges káros hatások ellen védekezni.

Ezek a kérdések nem csak természettudományos problémák. Társadalmi szinten kell ugyanis értékelni azt, hogy az ebbe a hullámhossztartományba eső mesterséges sugárzási terektől származó besugárzások esetleges veszélyei, kárai nem nagyobbak-e, mint azok az előnyök, amelyekhez az alkalmazásokon keresztül juthatunk.

A nem ionizáló elektromágneses sugárzások biológiai hatásait nemzetközi szervezet, a Nemzetközi Bizottság a Nem ionizáló Sugárzások Védelméről (*International Commission on Non-ionizing Radiation Protection* – ICNIRP) vizsgálja, és dolgoz ki velük kapcsolatban sugárzásvédelmi ajánlásokat. Ezek az ajánlások az egyes országok jogalkotásra felhatalmazott testületein keresztül jutnak be a különböző jogrendszerekbe. Az Európai Unió tagállamai általában beépítik ezeket az ajánlásokat jogrendjükbe.

3.3.1. A nem ionizáló elektromágneses sugárzások dozimetriája

Az elektromágneses sugárzásoknak még ez a frekvenciában felülről korlátozott tartománya is olyan széles jelenségkört foglal magában, hogy nincs egyetlen olyan releváns mennyiség sem, amely alkalmas lenne az egészségügyi hatások leírására. Ehelyett különböző frekvenciatartományokban más és más alkalmas paraméter képes csak jellemezni a besugárzásokat.

A frekvencia szerint különböző elektromágneses tartományokban a sugárzás és az emberi test kölcsönhatási mechanizmusai eltérnek egymástól. Ezért a dozimetriailag alkalmas mennyiségek az egyes tartományokban különbözőek és a következők (az egyes paraméterek akár több tartományban is megőrizhetik relevanciájukat).

- Állandó elektromos és mágneses terelnél: maguk a térnagyságok a jellemző paraméterek, a B mágneses indukció (egysége Tesla, T) és az E elektromos térerősség (V/m).
- ~10 MHz frekvenciáig: a testben keltett áramsűrűség, J (A/mm2).
- 10 és 110 MHz között: a testben keltett áram, I (A).
- 100 kHz és 10 GHz között: a fajlagos teljesítményabszorpció, SAR (specific absorption rate, egysége: W/kg),
- $$SAR = \frac{dP}{dm}\left[\frac{W}{kg}\right].$$
- 300 MHz felett (a SAR paraméter mellett): a fajlagos energiaabszorpció, SA (specific absorption, egysége: J/kg),
- $$SA = \frac{dE}{dm}\left[\frac{J}{kg}\right].$$
- 100 MHz és 300 GHz között: az SA fajlagos abszorpció mellett a sugárzás teljesítménysűrűsége S (egysége: W/m2) és a besugárzási idő. E két utóbbi mennyiség szorzata megadja, hogy az expozíció alatt a felületen mekkora energiát nyelt el a besugárzott rendszer.
- Az optikai (az infravörös, a látható és az ultraibolya) tartományban: itt felületi jelenségről van szó, a teljesítménysűrűség, S és az expozíciós idő, t jellemzi.

A fenti, egy-egy frekvenciatartományban jellemző paraméterek sokaságából is látható, hogy a jelenségkör kiterjedt. Területeit nem azonos alapossággal vizsgálták meg eddig. Ráadásul sokszor kicsiny, vagy vitatott egészségügyi hatásokat figyeltek meg. Ezért nem várható, hogy mindenütt egyformán elfogadott határértékekkel lehessen jellemezni a spektrum egyik vagy másik részét. Az összesített kép a számos részlet miatt sokszor nehezen követhető.

A továbbiakban elsősorban arra fogunk hangsúlyt fektetni, hogy az általunk tárgyalt frekvenciatartományokban a fontos jellemző paramétert bemutassuk, a hozzájuk tartozó egészségügyi határértékekre pedig becsléseket adjunk meg – a kísérleti tapasztalatok bizonytalansága miatt – tájékoztatásként. Az egyes tartományok részletes sugárvédelmi megismertetéséhez további tanulmányokra van szükség.

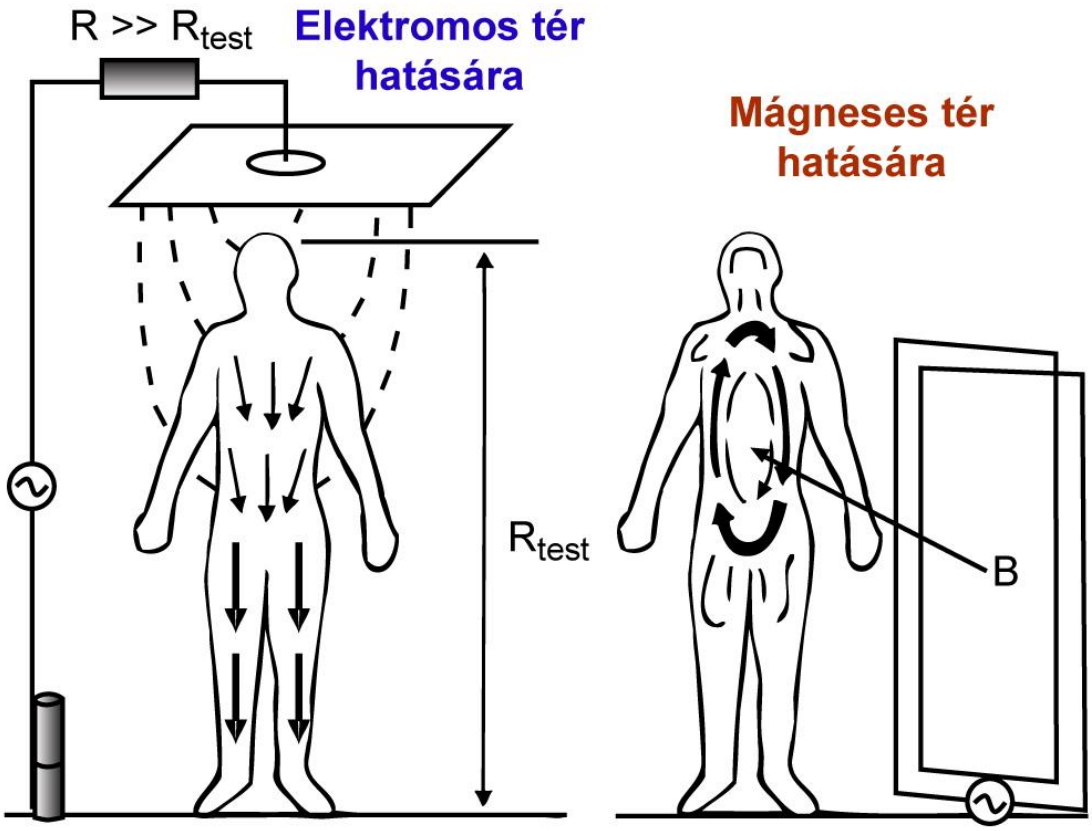
3.3.2. A nem ionizáló elektromágneses sugárzások egészségügyi hatásai

Említettük, hogy nagy tereknek, nagy intenzitásoknak minden frekvencián katasztrofális hatásai lehetnek az emberre. Ugyanakkor a vizsgálatok kimutatták, hogy az egészségügyileg káros hatásoknak mindenütt küszöbértékük van. Az egészségügyi hatásokkal kapcsolatos vitáknak a tárgya legtöbbször az, hogy ezek a küszöbök hol vannak, és a mindennapi életben előforduló értékek mellett okoznak-e a nem ionizáló sugárzások akár sztochasztikusan fellépő károsodásokat.

Sztatikus terek, alacsony frekvenciák

A <3 kHz frekvenciájú elektromágneses terek mindenütt jelen vannak.

Ezekre a terekre válaszként az emberi testben indukált áramok jönnek létre. Az emberi testben kialakuló áramokat a 3.6. ábra mutatja be.



3.6. ábra: Az emberi testben alacsony frekvenciájú elektromos (bal oldali ábrarész) és mágneses tér (jobb oldali ábrarész) hatására létrejövő áramok

Tekintve, hogy az ember szervezetében természetes okok miatt, biokémiai folyamatok eredményeként 1 és 10 mA/m^2 közé eső áramsűrűségek alakulnak ki, a sugárvédelmi határértékeknél azt követeljük meg, hogy az alsó határ közelébe eső értéknél nagyobbak a

külső behatásra se jöjjenek létre. A sztatikus terek és az alacsony frekvenciájú áramok határértékeit a lakosságra, és az ilyen hatásoknak foglalkozásuk miatt kitett egyedekre vonatkozólag a 3.5. táblázat mutatja. A határértéken belül maradó sugárzásoknak a tapasztalat szerint nincsen rákkeltő hatásuk, és a besugárzások a már kifejlődés állapotában lévő rákos daganatok növekedését sem gyorsítják meg.

Terek jellege	*Lakosság (ipari frekvenciákra)*	*Foglalkoztatottak (ipari frekvenciákra)*
Mágneses indukció	100 μT	500 μT
Elektromos térerő	5 kV/m	10 kV/m
Indukált áramerősség	2 mA/m^2	10 mA/m^2

3.6. táblázat: Alacsony frekvenciás terek, áramsűrűségek határértékei

Érdekes a 3.5. táblázat határértékeit összehasonlítani azokkal a terekkel, amelyek átlagos lakossági környezetben mérhetőek. A megfigyelések szerint az épületeken belül általában teljesül, hogy az elektromos berendezések, hálózatok miatt a testben az áramsűrűségek ~1 $\mu A/m^2$ nagyságrendbe esnek. – Az elektromos háztartási gépek rendeltetésszerű használat mellett 0,01–0,3 μT tereket hoznak létre. A föld alatti kábelek fölött a felszínen 10–40 μT tereket lehet mérni. – A nagyfeszültségű vezetékek alatt, 2 m-re 5–30 μT a tér. Mindezek az értékek kicsik és messze vannak a 3.6. táblázatban szereplő határértékektől.

Nagyfrekvenciás terek 10 kHz és 300 GHz között

Ebbe a frekvenciatartományba számos, a modern ember életét megváltoztató berendezés frekvenciája tartozik. Így a rádió, a televízió, a mobiltelefon, a radar és a különböző mikrohullámot alkalmazó berendezések által igényelt frekvencia mind ide esik. Nem vitás, hogy ebben a frekvenciatartományban a nagy terek egészségre károsak lehetnek. Ráadásul ide eső természetes sugárzást keveset ismerünk, az általunk kapott besugárzások szinte mind mesterséges forrásból származik. Azonban még ha ki is mutatnák az egészségkárosodást, akkor is mérlegelés kérdése lenne, hogy lemondana-e a mai ember azokról az előnyökről, élvezetről, melyet a fenti berendezések jelentenek a mindennapi életben.

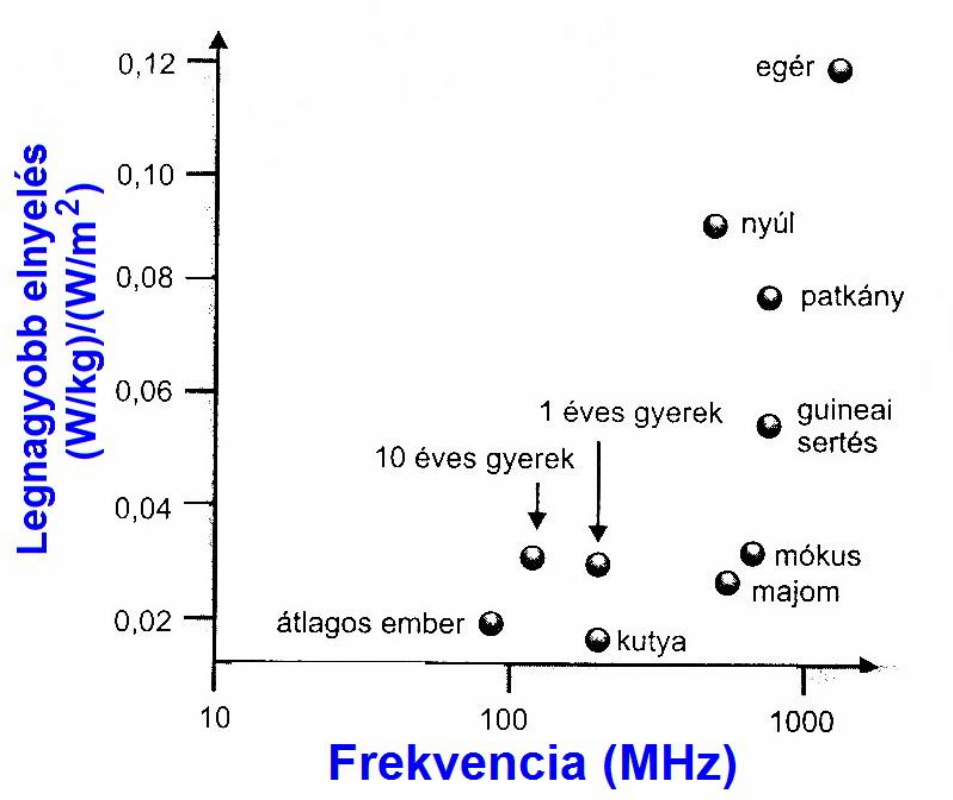
Ebben a tartományban releváns dozimetriai jellemzőkre (térerősségek, SAR stb.) is mind a lakosságra, mind azokra a foglalkoztatottakra, akik munkájuk miatt ilyen sugárzásoknak vannak kitéve, határértékeket állapítottak meg, amelyek függenek a frekvenciától.

A nagyfrekvenciás terek és az emberi test kölcsönhatásának vizsgálatakor kiderült, hogy ezek a sugárzások a frekvencia függvényében többé-kevésbe behatolnak a testbe. A kísérletek szerint a

- néhány MHz frekvenciájú sugárzások 10–30 cm-re,
- a néhány GHz frekvenciájúak néhány cm-re,
- >10 GHz-esek ~mm-re, vagy annál is kevésbé

hatolnak be szervezetbe. A kölcsönhatásban a fő jelenség a vízmolekula dipólus momentumával való kölcsönhatás.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE



3.7. ábra: Élő szervezetek S teljesítménysűrűségű elektromágneses terekkel történő besugárzásánál a frekvencia változtatása mellett mért legnagyobb fajlagos teljesítményabszorpcióinak (SAR) értéke. A függőleges tengelyre a SAR/S értékeket mérték fel

A 3.7. ábra a jelenségkör összetett voltát mutatja. Itt azokat a legnagyobb fajlagos teljesítményabszorpció-besugárzási teljesítménysűrűség arányértékeket (SAR/S) mutatjuk be, amelyek a legnagyobbak a besugárzási frekvencia függvényében. A mérési adatokból látható, hogy a legnagyobb elnyeléshez tartozó frekvencia és az élőlény mérete között korreláció van. Így az átlagos ember, a 10 éves és az 1 éves gyermek legnagyobb értékei nem azonos besugárzási frekvenciánál lépnek fel, és értékeik sem azonosak. Az átlagos emberre az elnyelési érték 2% alatt van, más állatoknál ennél lényegesen nagyobb értéket is megfigyeltek.

A biológiai jelenségeket a termikus hatás, a sejtek közötti erőhatás és (nagyfrekvencián) a sejtmembránra való hatás hozza létre. A 30 kHz alatti frekvenciáknál a téreffektusok, az ennél nagyobb frekvenciáknál a hőhatás dominál.

Az emberi szervezetre történő termikus hatásokat a fajlagos teljesítményabszorpció értéke határozza meg. Ha a SAR-érték <2 W/kg értéktartományba esik, akkor nincsen hőmérsékletváltozás, mert a test termoregulációs képessége a teljesítményfelvételt ki tudja egyenlíteni. A besugárzott testrész >1 ^{o}C hőmérsékletemelkedése következik be 2–8 W/kg fajlagos teljesítményabszorpció mellett, mert az ilyen teljesítményfelvételt az emberi test már nem tudja kompenzálni.

A fajlagos teljesítményabszorpcióra (SAR) vonatkozó határértékeket a 3.7. táblázat foglalja össze.

A besugárzás jellege	*SAR határérték, lakosságra*	*SAR határérték foglalkoztatottakra*
Egész testre	0,08 W/kg	0,4 W/kg
Lokálisan: fej, törzs	2 W/kg	10 W/kg
Lokálisan: végtagok	4 W/kg	20 W/kg
Sugárzásintenzisokkal (S) kifejezett besugárzási határok (100 MHz felett)	***S határérték, lakosságra***	***S határérték foglalkoztatottakra***
400 MHz-nél	2 W/m^2	10 W/m^2
900 MHz-nél	4,5 W/m^2	22,5 W/m^2
1800 MHz-nél	9 W/m^2	22,5 W/m^2

3.7. táblázat: A 10 kHz–300 GHz frekvenciatartományba eső besugárzások fajlagos teljesítményabszorpcióira vonatkozó egészségügyi határértékek. A tartományban a sugárzásintenzitások is relevánsak és a határértékek frekvenciafüggőek

A 100 MHz feletti tartományban a SAR mellett a teljesítménysűrűség is releváns paraméter.

Nézzünk néhány példát a sugárzási teljesítménysűrűségekre!

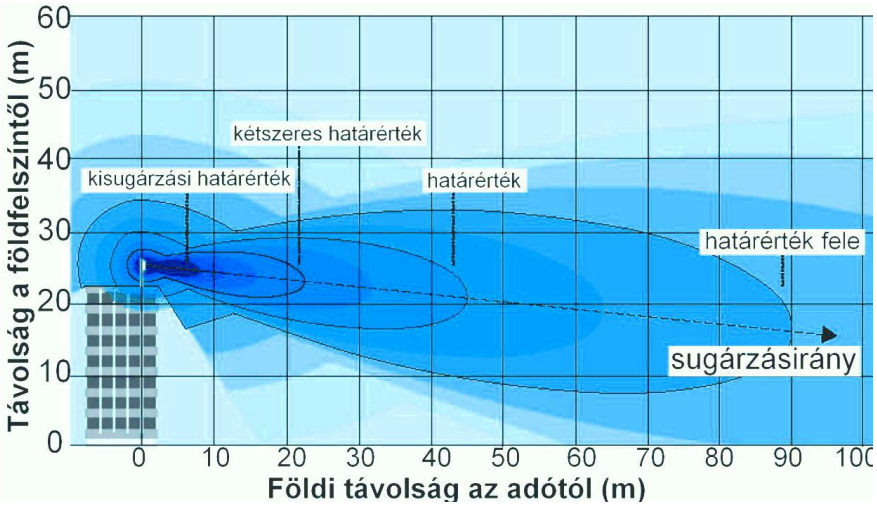
- TV- és rádióadó teljesítménysűrűségének az EU szabvány szerint kisebbnek kell lennie 2 W/m2-nél. Ez az átlagos adóktól 100–300 m-re már általában igaz.

- Mobil cellaadók 400 MHz, 900 MHz, 1,8 GHz és 2,1 GHz frekvenciákon működnek. A mobiltelefonok aktív és passzív elemek, maga a telefon is sugároz az információátadás fázisában.

a) Telefonkészülék 900 MHz-en 1 W, a többi frekvencián 2 W teljesítménnyel ad. Fülhöz szorított készülék esetén ezek a teljesítmények magas SAR-értékeket adhatnak, ráadásul az agyban, amely közel van az ember füléhez.

b) A lakott területen alkalmazott (mikrocella) bázisállomások 100 W körüli teljesítménnyel sugároznak. Így néhányszor 10 méterre az adótól még az erősen fókuszált adók esetén is a 2 W/m^2 határérték alá esik a teljesítménysűrűség.

A határértékeken belüli nagyfrekvenciás terek a megfigyelések szerint rákot bizonyosan nem okoznak. Felvetették, hogy esetleg a rák elburjánzását elősegíthetik. Erre azonban mindeddig semmiféle adat nem utal.



3.8. ábra: Mobiltelefon (mikro)cellaállomás sugárzási viszonyai. Az adók mindig erősen irányfókuszáltak. A határérték 2 W/m^2. Az adók alatt mindig jó az árnyékolás és kicsi a teljesítménysűrűség

Az optikai tartomány

Az optikai tartomány frekvenciában 300 GHz-től a 3 PHz-ig, hullámhossz szerint 1 mm-től 100 nm-ig terjed. Ez magában foglalja az infravörös (*infrared* – IR), a látható és az ultraibolya (*ultraviolet* – UV) sugarakat.

Az optikai tartományt a hullámhosszak (λ) szerint szokásos további tartományokra osztani.

- Az ultraibolya (UV-) sugarak hullámhossza 100 nm<λ<380 nm, ami 12,4 eV–3,4 eV tartománynak felel meg. A gyakorlati életben szokásos a tartomány további felosztása:

UV-A: 380–315 nm,

UV-B: 315–280 nm,

UV-C: 280–100 nm.

Megjegyezzük, hogy ~200 nm alatti hullámhosszúságú ultraibolya sugarakat már a vékony levegőréteg is elnyeli.

- A látható fény hullámhossza 400 nm<λ<800 nm, frekvencia szerint 750–350 THz, energiakvantum szerint 3,4 eV–1,6 eV.

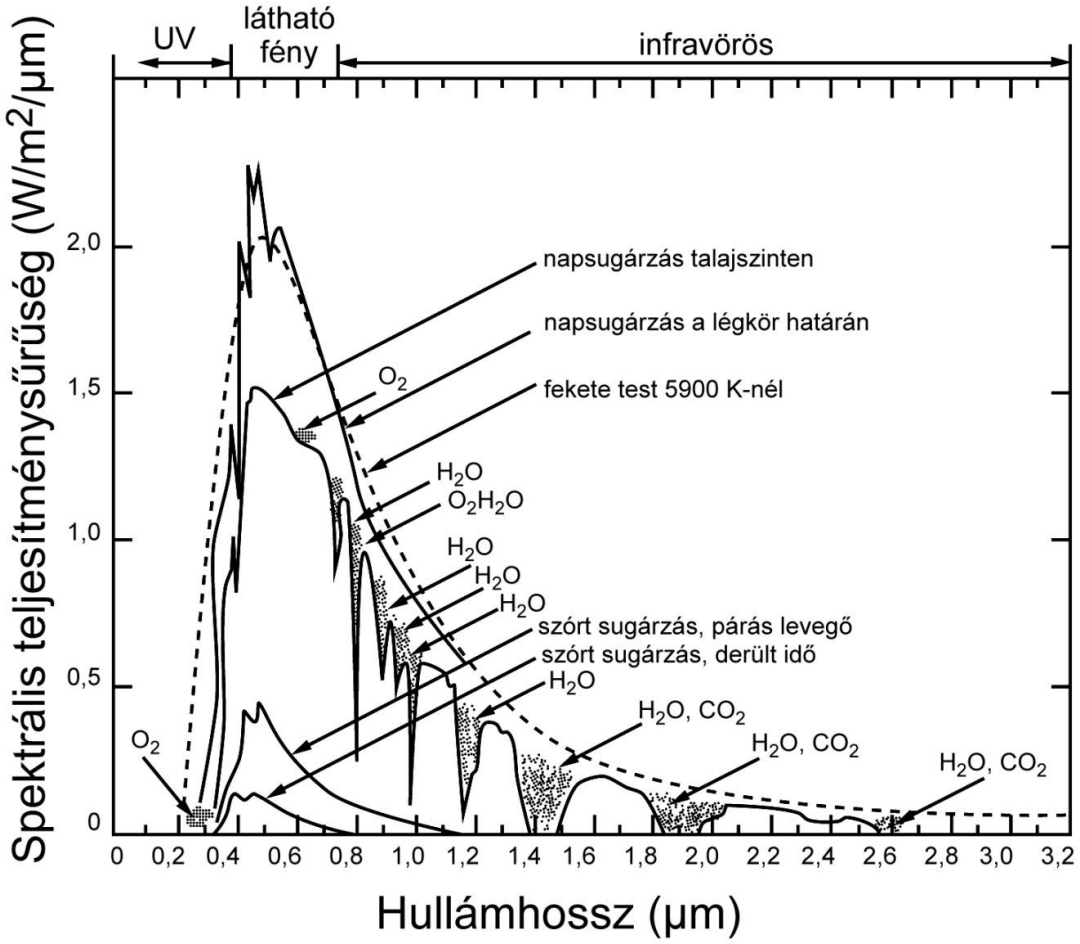
- Az infravörös (IR-) sugarak hullámhossza 800 nm<λ<1 mm. A gyakorlati életben szokásos az IR-tartomány további felosztása:

IR-A: 800–1,4 μm,

IR-B: 1,4–3 μm,

IR-C: 3 μm–1000 μm (1 mm).

A Földön észlelhető optikai sugárzások fő forrása a Nap. A 3.9. ábra a ~5900 K hőmérséklettel sugárzó Nap sugárzási teljesítményének hullámhosszfüggését mutatja be.



3.9. ábra: A Nap optikai tartományba eső sugárzásának spektrális teljesítménysűrűsége a légkör határán (felső folytonos görbe) és a talajszinten (alsó folytonos görbe). Szaggatott vonallal az 5900 K hőmérsékletű feketetest-sugárzását mutatjuk. A Föld felszínére a légkör alkotóinak (ezeket az ábrán feltüntettük) szűrése után érkezik a Nap sugárzása

A Nap optikai sugárzása teljesítménysűrűségének maximuma a látható fény tartományába esik, szép példáját adva ezzel a látásra vonatkozó természetes kiválasztódásnak.

A Nap légkör határára érkező UV-sugárzásának csupán 6%-a éri el a Föld felszínét. Ennek oka az, hogy a ~25 km magasságban lévő ózonréteg elnyeli a $\lambda<320$ nm sugárzást. Így az ózonréteg hatása miatt a Földre csak az UV-A sugárzás érkezik. – A hosszabb hullámhosszú sugárzások közül a felső légrétegek sűrűségingadozási jelenségek miatt elsősorban az alacsonyabb hullámhosszú, kék fényt szórják ki (a szórás arányos $1/\lambda^4$-nel, ez adja az ég kék színét). A légkörben lévő aeroszolok és a vízgőztartalom is komolyan befolyásolják a felszínre érkező sugárzások spektrális eloszlását.

A Nap sugárzásához mint főforráshoz járulnak a mesterséges megvilágítások. Ezek egészségügyi hatásait természetesen a tényleges besugárzási viszonyok határozzák meg.

Az optikai sugárzásokra legérzékenyebb szervünk a szem. A látható tartományba eső sugárzás fotokémiai hatást hoz létre a retinán, erős sugárzás esetén károsodás jöhet létre, akár vakságot is okozhat. Az UV- és az IR-besugárzások károsak lehetnek a szemre. Az IR-A károsíthatja mind a szivárványhártyát, a szemlencsét és a recehártyát, még a hosszúhullámú IR-C is káros lehet a szaruhártyára.

Az optikai tartomány három tartománya közül egészségügyi szempontból a legnagyobb jelentősége általában az ultraibolya sugárzásnak van. Ezek a sugarak (mint láttuk) nem ionizálnak, de a molekulák vibrációs (10^{-2}–10^{-3} eV) és forgásból származó energiáját

(10^{-4}–10^{-6} eV) növelik. A hatás molekuláris szinten van, keresztkötéseket és szálтöréseket hozhat létre biológiailag aktív molekulákban (DNS, lipid, protein). Az UV-sugarak áthatoló képessége kicsi, és függ a fény hullámhosszától is, a molekulák elnyelési tulajdonságainak eltérése miatt. Ha a súlyfaktort az UV-C határán lévő 270 nm-nél 1-nek tekintjük, akkor az áthatolás 180 nm-nél 0,012 és 305 nm-nél (UV-A tartomány) 0,06. Ezért egészségügyi szempontból a bőr és a szem számít. Az UV-besugárzás bizonyítottan növeli a bőrrák felléptének valószínűségét.

Az optikai tartományba eső sugárzások mindegyike kiválthat termikus hatásokat. Az infravörös sugárzás felmelegítheti a bőrt, 44,5 ^{o}C felett fájdalmat vált ki.

Az optikai tartomány dóziskorlátait a bőrfelületre besugárzott energiasűrűséggel szokták megadni. Általános javaslat, hogy értéke ne haladja meg a 30 J/m^2 értéket. Így 1 mW/m^2 UV-B sugárzás jelenlétében kb. 8 órát napozhatunk várhatóan komolyabb károsodás nélkül.

4. HANGOK ÉS ZAJ A KÖRNYEZETÜNKBEN

A hang és a hanggal kapcsolatos jelenségek alapvetően hozzátartoznak környezetünkhöz. A természeti folyamatokat a legtöbbször mechanikai rezgések is kísérik, amelyek a környezetet alkotó közegekben terjednek, a földkéregben, vízben, levegőben, és mint hullámjelenségek nagy távolságra is eljuthatnak. A bioszféra élőlényei közül nagyon sok képes érzékelni ezeket a hullámokat, amelyeknek az érzékszervekkel megfigyelhető részét hangoknak hívjuk. Sok élőlény saját maga is képes hangokat kelteni. A fejlettebb állatok legtöbbjének életében komoly szerepet játszik a hang, segítségével képesek például fajtársaikkal kommunikálni, vagy a hangokra figyelve a közeledő veszélyeket időben felismerni.

Az ember életében, társas szerveződésében meghatározó a hang és az általa közvetített beszéd. Az emberi beszéd természetesen nem az egyedüli módja az ismeretek közlésének, de egészen bizonyos, hogy központi szerepet játszott az emberiség kialakulásában. A mai embert számos vonatkozásban a hangok alakítják, és a legtöbben elképzelni is alig tudják, hogy milyen lehet a hangok nélkül élni. A családunk tagjaival való beszélgetés, a zene, a környezet hangjai, a szél zúgása, a tengeri hullámok mormolása, vagy a madarak tavaszi füttye létünk elengedhetetlen része.

Ugyanakkor a környezetünkben keletkező, hozzánk eljutó hangok egy része kifejezetten zavaró is lehet. Nagy hangerővel működő gépi berendezés mellett, zajos vendéglő közelében, forgalmas úton dübörgő járművek szomszédságában lehetetlenné válhat a beszélgetés vagy a pihenés. Hasonló helyzetbe pedig már mindenki került: az erős, rendezetlen hangok az egyik legkellemetlenebb kísérői lehetnek környezetünknek. Ezt a többi hangjelenségtől megkülönböztetve zajnak nevezzük: **zajszennyezésnek a környezeti hangoknak azt az emberi tevékenység következtében kialakuló csoportját nevezzük, amely az emberre, az ember egészségére káros, zavaró hatással van.**

A tapasztalatok azt bizonyítják, hogy a zaj nemcsak betegségek forrása lehet, de megronthatja az emberek közötti kapcsolatokat is, káros hatása akár társadalmi méretekben is jelentkezhet. Olyan jelenségeket figyeltek meg, és követtek a statisztika eszközeivel, amelyek egész embercsoportok lakhelyváltozásával voltak kapcsolatosak: meghatározott területről a családok többsége egymástól függetlenül, egyéni elhatározása alapján távozott úgy, hogy a felmérés szerint a fő ok a „kevésbé zajos” vidékre való távozás volt. Hasonló mozzanatra utalt a legutóbbi években a budapesti népesedésmozgásokkal kapcsolatos felmérés is. A hangszennyezés, a zaj nyilvánvalóan a környezet szennyezésének egyik, sok embert érintő, talán a legnehezebben megfogható fajtája.

A zajszennyezés jelentősége az elmúlt évszázadban fokozatosan növekedett, párhuzamosan azzal, hogy a növekedő népességszám mellett az emberi társadalmak egyre nagyobb hányada nagy népességsűrűségű, városias településformában él. A népességváltozással együtt járó gazdasági átalakulással ipari üzemek, szállítási útvonalak, forgalmas utak, repülőterek kerültek a lakókörzetek közvetlen közelébe. Az iparilag magasan fejlett, de éppen ezért általában túlzsúfolt területeken élők zajterhelése elkerülhetetlenül nőtt. Ily módon társadalmilag komoly problémává váltak azok a károk, amelyeket a zaj okoz.

© Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

A zaj ártalmainak kimutatása, a károk pontos megbecsülése általában igen nehéz. A hang elszáll, hatása számos tényezőtől függ, amelyeknek számadatokkal való jellemzése nem könnyű feladat. Így érthető, hogy a zajjal kapcsolatos politika kialakítása, a műszaki-technikai ajánlások elvégzése, a szükséges jogszabályi környezet kialakítása csak lassan halad előre, és a különböző kultúrákban nagyon eltérő szinten van.

Pedig a modern világban a zaj ártalmai óriásiak. Becslések szerint például az Európai Unió lakóinak 20%-a, mintegy 100 millió ember olyan zajszintnek van kitéve, amelyet az egészségügy normái szerint elviselhetetlennek és súlyosan károsítónak tekinthetünk, és amelyet maguk az érintettek erősen zavarónak éreznek, és következtében alvászavarokról panaszkodnak. Ha ehhez hozzávesszük, hogy további mintegy 200 millió ember élhet olyan környezetben, ahol napközben folyamatosan, vagy időszakosan nagy a zajterhelés, akkor érezhető a probléma nagysága. – Az előbbi számok nagyságrendjével minden felmérés egyetért.

Mekkora lehet az a kár pénzben kifejezve, amely a zajártalom miatt adódik? Ezzel a kérdéssel az Európai Unióban számos tanulmány foglalkozott a legkülönfélébb megközelítésben. A becslések széles határok között szórtak, de azt valószínűsítették, hogy a zajterhelésből származó összes kár az EU belső termelési értéke 0,2%-a és 2%-a közé esik. Ez azt jelenti, hogy a kár pénzben kifejezve mintegy 20 és 200 milliárd euró között van. Még az alacsonyabb becslési érték is óriási összeget jelent!

Ebben a fejezetben a környezeti zajjal kapcsolatos ismeretekkel foglalkozunk. Arra összpontosítunk, hogy a zaj természetének megértése után rámutassunk azokra a károkra és hátrányokra, amelyet a zajszennyezés okoz az emberi társadalmaknak, ismertessük a zajok tényszerű jellemzésére használható mennyiségeket, a zajok jelzésére szolgáló módszereket, és megmutassuk azokat a szabályokat, eszközöket és eljárásokat, amellyel a társadalom a zaj ellen védekezhet. Így előbb a teljesség igénye nélkül összefoglaljuk a hang fizikájával kapcsolatos legalapvetőbb ismereteket, azokat, amelyek fontosak a zajszennyezés jellegének, és az ellene való védekezés lényegének megértéséhez. Ezután a zajjal magával foglalkozunk. Bevezetjük a zajszinteket, majd a zajjelzőket, amelyek lehetőséget adnak a különböző zajjelenségek jellemzésére. Végül áttekintjük a zaj terjedésének folyamatait, és a zaj elleni védekezés legfontosabb mozzanatait.

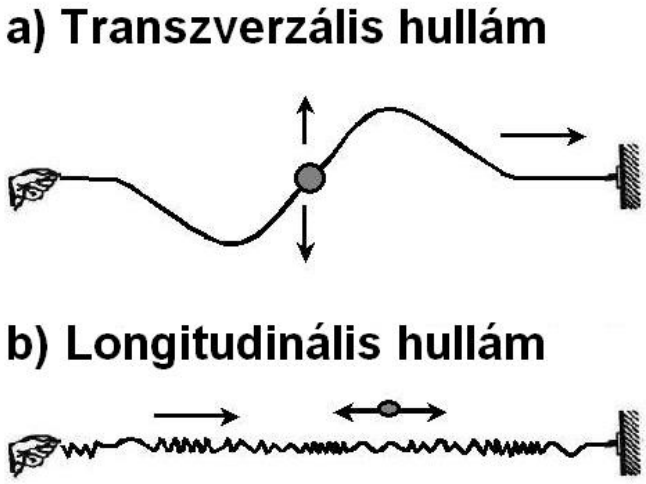
4.1. A hang fizikájának alapjai

A hang a minket körülvevő közegekben terjedő mechanikai rezgés, hullám. A hullám haladó zavar, amelyet az jellemez, hogy a mozgás közben tényleges anyagáramlás nincsen. Csupán a közeg részecskéinek egymásnak átadott rezgési állapota terjed tova, maga a rezgést végző részecske – a hullám elhaladása után – abban a pontban marad, amely körül a rezgést végzi. Tekintve azonban, hogy a rezgéseknek van energiájuk, és a hullámokban a rezgési állapot terjed, a hullámok energiát közvetítenek. A hullámok, aszerint hogy a részecskék rezgésüket a rezgési állapot terjedési irányában, vagy arra merőlegesen végzik, lehetnek longitudinális vagy transzverzális hullámok.

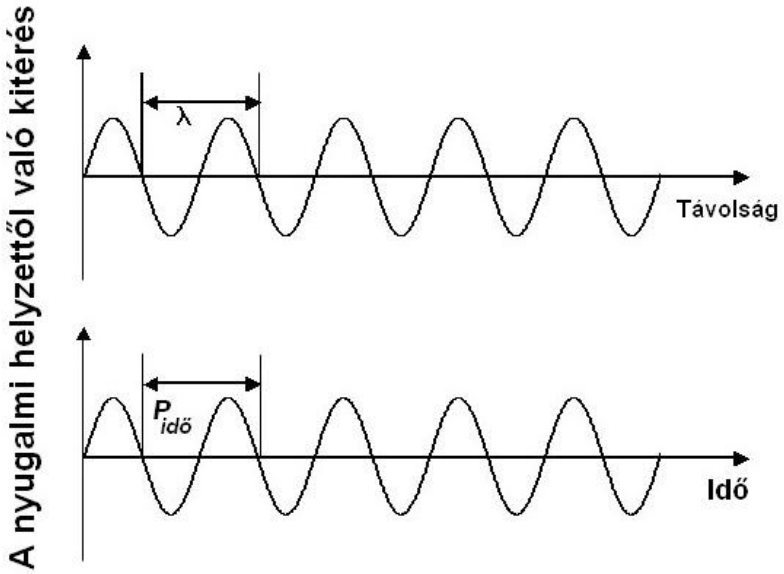
A 4.1. ábra transzverzális és longitudinális hullám esetén mutatja a rezgési viszonyokat. Az ábra felső részén a hullámmozgást végző közeg (az ábrán rugalmas szalag) egy megfigyelt pontjában lévő részecske a hullám terjedési irányára merőlegesen tér ki, és végez rezgést saját korábbi nyugalmi helyzete körül. A hullámzavar úgy terjed tovább, hogy minden részecske a mellette lévő részecskét az őket összetartó erők révén magával húzza és rezgésre készteti. – A longitudinális hullámoknál (az alsó ábrarészen hosszirányban

megrezgetett rugón kialakuló longitudinális hullám látható) a részecskék a hullám haladási irányában rezegnek, és a hullám elhaladta után ebben az esetben is a korábbi helyükön maradnak, tehát anyagáramlás nem történik.

Az előbbiekből nyilvánvaló, hogy transzverzális hullámok csak olyan közegben alakulhatnak ki, ahol vannak nyíróerők, tehát az egymás mellett lévő részecskék között erők hatnak. Ezért gázokban, alacsony viszkozitású folyadékokban csak longitudinális hullámok alakulhatnak ki. – Érdemes még azt is megjegyezni, hogy mivel a környezeti zavarok általában a részecskék kis kitérésével járnak együtt, és a rugalmas közegekben a visszatérítő erők kis kitéréseknél arányosak a kitérés nagyságával, ezért a hullámmozgást végző közeg részecskéi jó közelítéssel harmonikus rezgőmozgást végeznek.



4.1. ábra: A transzverzális hullámnál (a) egy megfigyelt részecske a hullám terjedési irányára merőlegesen végez rezgést, míg a longitudinális hullámnál (b) azzal párhuzamosan



4.2. ábra: a) Az ábra felső része a hullámmozgást végző közegben a nyugalmi helyzettől való kitérést mutatja adott meghatározott időpillanatban. A két azonos rezgésállapotban lévő részecske egymást követő távolsága a λ hullámhossz. b) Az alsó ábrarész egy megfigyelt részecske rezgésének időbeli változását mutatja. A részecske azonos rezgésállapotba (fázisba) $P_{idő}$ periódusidő elteltével kerül

A hullámokat (akár transzverzális, akár longitudinális hullámról van szó) jellemzi a hullámhossz és a frekvencia. A hullámhossz az a távolság, amely megmondja, hogy az azonos rezgésállapotban (fázisban) lévő részecskék adott időpillanatban milyen távolságra vannak egymástól, az *f* frekvencia pedig megmondja, hogy egy meghatározott helyen lévő részecske időegység alatt hány teljes rezgést végez el (4.2. ábra).[1] Így $f = \frac{1}{P_{idő}}$, és az azonos rezgésállapotban lévő pont haladási sebessége pedig

$$v = \frac{\lambda}{P_{idő}} = \lambda \cdot f$$

a fázissebesség. Ez az a sebesség, amellyel a hullám által közvetített jel terjed. A hullám terjedésének fázissebessége a közeg tulajdonságaitól, jellemzőitől függ, míg a hullám frekvenciája a hullámmozgást kiváltó jelenségtől, tehát a forrástól függ.

4.1.1. A hanghullámokról

Az előbbiek általában mindenfajta hullámmozgásra érvényesek, így a hangra is.

A mindennapi életben a hangot az emberhez általában a levegő közvetíti. A levegőben a hang longitudinális nyomáshullámként terjed. A levegőben terjedő hangnak transzverzális komponense nincs, hiszen a levegőben nyíróerők nincsenek.

A levegőben terjedő hanghullámok sebessége döntően a levegő hőmérsékletétől függ, a légnedvesség csekély hatása elhanyagolható. Érdemes azonban megjegyezni, hogy a hang terjedési sebessége a légnyomástól nem függ. A terjedési sebesség 0 °C-nál 331,5 m/s. Az általános formula:

$$c = \sqrt{\kappa \cdot R \cdot T_{Höm}},$$

ahol $T_{Höm}$ az abszolút hőmérséklet,[2] R a levegő univerzális gázállandója, κ pedig a levegő állandó nyomáson és térfogaton mért fajhőjének hányadosa. Az utóbbi jellemzőkön keresztül függhet a hang terjedési sebessége a nedvességtartalomtól. Jól használható közelítő formula

$$c = (331{,}5 + 0{,}6 t_{Höm}) \frac{m}{s},$$

ahol $t_{Höm}$ a $^{\circ}C$-ban mért hőmérséklet.

Látható, hogy magasabb hőmérsékleten a hangsebesség nagyobb, 20 °C-nál már 343 m/s. Folyadékban vagy szilárd közegben a hang terjedési sebessége lényegesen (ötszörtízszer) nagyobb. Így például a hang terjedési sebessége vízben 20 °C-nál 1482 m/s, míg a szilárd rézben 5010, üvegben pedig 5640 m/s.

A hangot jellemzi az intenzitása: azaz a terjedési irányára merőleges egységnyi felületen időegység alatt áthaladó hangenergia.

[1] A frekvencia egysége a herz (Hz), 1 Hz=1/s. A kiloherz (kHz) 1000 Hz-et, a megaherz (MHz) 10^6/s ismétlődést jelent.

[2] Az abszolút hőmérséklet megegyezik a Celsius-fokban mért hőmérséklet és 273,15 összegével. Az abszolút hőmérsékletet kelvinben (K) fejezzük ki.

$$I = \frac{E}{T \cdot A} = \frac{P}{A}\left[\frac{W}{m^2}\right],$$

ahol P a hangteljesítményt, E, T és A pedig rendre az áthaladó hangenergiát, a megfigyelési időt és a terjedési irányra merőleges felületet jelenti.

A hang intenzitásszintjét (angol rövidítésben SIL – *sound intensity level* L_I) az I intenzitás és egy alapintenzitás, az I_0 hallásküszöb hányadosa tízes alapú logaritmusának tízszeresével mérjük.

$$L_I(dB) = 10 \cdot \lg\left(\frac{I}{I_0}\right)$$

Az így kapott intenzitásszint puszta szám. Mégis mértékegységként bevezetjük[3] a decibelt (dB), annak jelzésére, hogy két mennyiség arányának logaritmusáról van szó. (Emlékezzünk, amikor a szög mérésére puszta számot használunk, hozzátesszük a radiánt mint mértékegységet.) Az I_0 viszonyítási alapszintértéke megállapodás szerint: 10^{-12} W/m^2. Ezt a hangintenzitást határozták meg mint az emberek többségének hallásküszöbét 1 kHz frekvencia mellett,[4] a hang intenzitásszintjének meghatározásához más frekvenciákon is ezt az értéket alkalmazzuk.

A gázokban terjedő hanghullámok nyomás- és sűrűséghullám terjedését jelentik. Megmutatható, hogy a hangintenzitás arányos a $I \sim \frac{{p_A}^2}{\rho_0 \cdot c}$ mennyiséggel, ahol p_A a levegőben terjedő nyomáshullám amplitúdója (hangnyomás), ρ_0 a levegő sűrűsége és c a hangsebesség. Így a hang intenzitásszintjét jó közelítéssel kifejezhetjük a hangnyomással is:

$$L_I(dB) = 10 \cdot \lg\left(\frac{I}{I_0}\right) = 10 \cdot \lg\left(\frac{p^2}{p_0^2}\right) = 20 \cdot \lg\left(\frac{p}{p_0}\right) = L_p(dB),$$

ahol p_0 a hallásküszöbhöz tartozó hangnyomást jelenti. A hallásküszöbhöz tartozó hangnyomás 1 kHz frekvencián $2 \cdot 10^{-5}$ Pa (20 μPa).

Az L_p fenti kifejezésére sokszor mint a hang hangnyomásszintjére (angol rövidítésben SPL – *sound pressure level*) hivatkoznak, és ezt is decibelben fejezzük ki. A hang teljesítményszintjének és nyomásszintjének decibelben kifejezett számértékét – bár az előbbiek szerint szigorúan véve nem feltétlenül egyeznek meg – gyakorlatilag azonosnak tekintjük, és általában nem különböztetjük meg egymástól.

[3] Jelek, mennyiségek gyengülésének (erősítésének) jellemzésére a tudományban és a technikában több helyen – olyan esetekben, ahol nem lineáris viselkedés a meghatározó – alkalmazzák a decibelt mint változást mérő jelzőt. Így például az elektrotechnikában a jelek gyengítésének (erősítésének) jellemzésére széles körben alkalmazzák a változások decibelben kifejezett értékét, de még bankok, beruházások pénzforgalmi alakulásának jellemzésére is alkalmazzák.

[4] A 10^{-12} W/m^2 értéket mint az 1 kHz-hez tartozó hallásküszöböt a tudomány fejlődésének korai szakaszában (1933-ban) határozták meg. Később, már az 1930-as években kiderült, hogy ez az érték nem egészen pontos, a tényleges érték ennél kismértékben nagyobb. Azonban utólag I_0 értékén már nem változtattak (lásd a 4.5. ábrán az alsó szaggatott görbét).

A P teljesítményű hangforrásnak teljes térbe való irányítatlan sugárzása esetén az intenzitás r távolságban $I = \frac{P}{4 \cdot \pi \cdot r^2}$. Ebből következik, hogy $I \sim \frac{1}{r^2}$, vagyis a hang intenzitása a forrástól való távolság négyzetével csökken. Szabadban lévő hangforrásnál (például repülőgép esetén) ez ténylegesen megfigyelhető. Ugyanakkor olyan körülmények között, ahol a hang visszaverődése szerepet játszik, a hang intenzitásának csökkenése jelentősen eltérhet a fenti szabálytól. Így például színházban éneklő művésztől származó hang intenzitása az $1/r^2$-es szabálynál lényegesen kevésbé gyöngül a távolsággal.

A hang jellegzetes hullámtulajdonságokat mutat. Számos esetben megfigyelhető a hang hullámhosszának nagyságrendjébe eső méretű akadályokon (hallható hang esetén ez néhány cm-től 10 m nagyságrendbe esik, a frekvenciától függően) az elhajlás jelensége éppúgy, mint a nagyobb síkfelületek környékén a visszaverődés és az interferencia is. Ezek a jelenségek a zajok terjedésénél, és az ellenük való védekezésnél számos helyen szerepet játszanak – ott vissza is fogunk rájuk térni.

4.1.2. A hangok frekvenciaspektruma

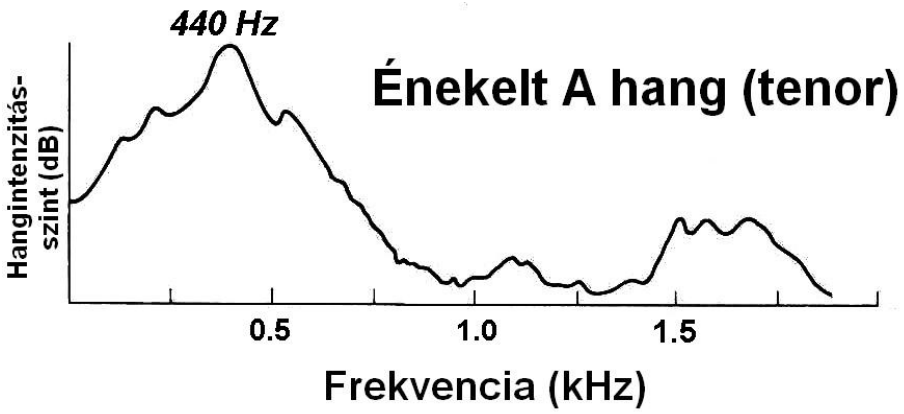
A környezetünkben előforduló hangok a legtöbbször nem egyetlen frekvenciával jellemezhető tiszta hangok. Általában több, legtöbbször igen sok frekvencia egyidejű hangzásaként lehet felfogni a fület elérő hangot.

A hangtan tudományos megközelítésének egyik legfontosabb, matematikailag is általánosságban bizonyítható alaptétele, hogy bármilyen hang előállítható különböző frekvenciájú hangok meghatározott intenzitású együtthangzásával, szuperpozíciójával.[5] Ez az összefüggés a hang frekvenciaeloszlása, vagy frekvenciaspektruma. A hang frekvenciaspektruma tehát azt mutatja meg, hogy melyik frekvenciájú tiszta hangot milyen intenzitással kell megszólaltatni ahhoz, hogy tényleges hanghoz jussunk.

A 4.3. ábra a példa kedvéért egy tenor által énekelt „a” hang frekvenciaspektrumát mutatja. A függőleges tengelyen a hangintenzitásszintjét ábrázoljuk dB-ekben, míg a vízszintes tengelyen a hang frekvenciáját mértük fel. Az ábrán példát láthatunk arra, hogy még az egyszerűbb esetekben is széles az a frekvenciatartomány, ahol az egyes frekvenciaértékekhez tartozó hangok jelentős intenzitásszinttel járulnak hozzá a hang kialakításához. – A hangok frekvenciaspektruma kísérletileg is meghatározható, arra kifejlesztett frekvenciaanalizátorok alkalmazásával.

Egy hang frekvenciaspektruma meghatározott időpillanatban észlelhető hangra vonatkozik. Azonban a hangjelenség mindig időben lezajló folyamat. Ezért a frekvenciaspektrum általában állandóan változik az időben. Elvileg minden hangot a frekvencia, a hangintenzitásszint és az idő háromdimenziós összefüggésével jellemezhetünk.

[5] Ezt hívjuk a hangjel Fourier-felbontásának.



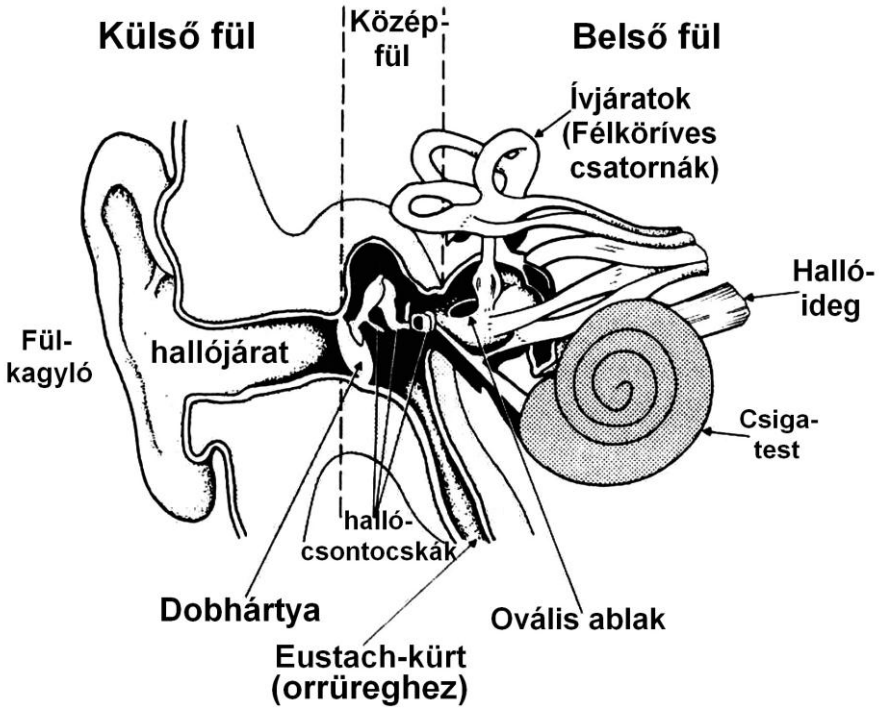
4.3. ábra: Férfi által énekelt „a” hang frekvenciaspektruma

4.2. Az ember és a hang

4.2.1. Az emberi fül

Az öt emberi érzékszerv közül a hangok érzékelésére kifejlődő fül kétségkívül az egyik leginkább csodálatra méltó szervünk. Látni fogjuk, hogy három nagyságrendet átölelő frekvenciatartományba, és tizennégy nagyságrendnyi hangintenzitás-tartományba eső hangot képes érzékelni. Egyetlen más olyan szervünk sincsen, amely ilyen széles tartományba eső jeleket képes feldolgozni.

Az emberi fül működésének megértése az orvostudomány külön fejezetét jelenti, amelyben komoly, főleg anatómiai, fizikai, fiziológiai és neurobiológiai ismeretekre van szükség. Mi arra szorítkozunk, hogy néhány alapvető megjegyzést teszünk a fül működési mechanizmusának lényegéről, és arra összpontosítunk, hogy az embereket érő zajok jellegét és az emberi szervezet válaszfolyamatait megvizsgáljuk.



4.4. ábra: Az emberi fül felépítésének vázlat

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

A 4.4. ábra vázlatosan mutatja az emberi fül felépítését. A fület szokás a fülkagylóból és a hallójáratból álló külső fülre, a dobhártya és az ovális ablak közötti középfülre, és azon túl, a koponya belseje felé eső belső fülre felosztani.

A hangvezető szerepét betöltő fülkagyló és hallójárat a dobhártyára, a középfül bejáratára vezeti a hangot. A fülkagyló és a hallójárat, amelyek üregrezonátorokként is működnek, a hangvezetést a különböző frekvenciájú hangokra különbözőképpen végzik, más és más mértékben erősítik azokat. Így a tapasztalat szerint a 2–5 kHz közötti frekvenciájú hangokra a legnagyobb az erősítés, amely a 15 dB-t, azaz ~30-szoros faktort is eléri. Kisebb és magasabb frekvenciákra ez az erősítés lényegesen kisebb. – A fülkagyló és a hallójárat fontos szerepet tölt be abban is, hogy a dobhártyát és az érzékeny belső szervrészeket védi. A hallójárat apró szőrszálai és az állandóan termelődő fülzsír is elsősorban védelmi célt szolgál.

A középfül a rugalmas tulajdonságú dobhártyával kezdődik. A dobhártyát a hang által okozott nyomásingadozás mechanikai rezgésre készteti, amely átadódik a hártya mögötti három apró hallócsontnak,[1] amelyek finom emelőszerű mozgással mechanikai zavarként közvetítik a rezgéseket a belső fül ovális ablaka felé. A dobhártya és a hallócsontocskák erősítik az alacsony frekvenciájú rezgéseket is. Az erősítés természetesen függ a frekvenciától. A külső és középfül által létrehozott erősítés összesen akár 20 dB (két nagyságrend) is lehet.

A belső fül feladata az, hogy a piciny fizikai ingereket, amely a hangtól származnak, idegsejtek által továbbítható impulzussá alakítsa, amelyet azután az agy feldolgoz. Így a hallás tulajdonképpeni szerve a centiméternél is kisebb csigatest belsejében lévő hártyás csiga, amelyet csontos falú üreg, a csontos csiga vesz körül.[2] A hártyás csiga hosszirányban három, folyadékkal töltött csatornácskát tartalmaz. Az ovális ablakhoz érkező, különböző frekvenciájú és intenzitású hangtól származó vibrációk eltérő folyadékmozgásokat hoznak létre. A csatornák két membránnal vannak elválasztva, amelyek közül az alaphártya az ingerelosztó. Az ezen ülő bonyolult Corti-szerv az ingerületátalakító-rendszer, amelyben a szőrsejtek mintegy 50 ezer idegsejthez kapcsolódnak. A stimulált idegsejtek száma egy-egy hanghatásnál igen különböző lehet, ami lehetővé teszi a leghalkabb hangoktól a nagyon nagy hangerőig való érzékelést. A különböző frekvenciájú rezgések pedig a Corti-szerv különböző helyein hoznak létre ingerületet.

Az idegsejtek kötege hozza létre a hallóideget, amely az ingerületet a belső fülből az agyba vezeti. Ahogyan ez más ingerületekre is jellemző, az agy meghatározott része dolgozza fel a hangérzületet.

A belső fülben találhatók az ívjáratok, vagy félköríves csatornák is (4.3. ábra). Nincs közük a halláshoz, ők az emberi test egyensúlyát érzékelő detektorok. – A fület az orrüreggel (a garattal) az ún. Eustach-féle kürt köti össze.

Érdemes megjegyezni, hogy az emlősök hallószervei alapvető hasonlóak egymáshoz. A hasonlóság mellett azonban a különböző fajok hallószervei jellegzetes eltéréseket, az állatfajra jellemző sajátosságokat mutatnak, emiatt még az a frekvenciatartomány is jelentősen eltérhet, amelyre az egyes emlősök érzékenyek. Így például közismert, hogy a kutya vagy a denevér lényegesen magasabb frekvenciájú hangokat is meghall, mint az ember.

[1] A hallócsontok, a kengyel, az üllő és a kalapács az emberi test legapróbb csontocskái.
[2] Ennek a szervnek a működését vizsgálta és derítette fel Békésy György (1899–1972). Békésy kutatásaiért 1961-ben orvosi Nobel-díjat kapott.

Ugyanakkor a zaj problematikája az emberi társadalom nehézsége, melyben az emberre jellemző hallástulajdonságok játsszanak szerepet. Ezért az emberi fül felépítésének ismertetése után a következőkben speciálisan az emberi hallással kapcsolatos ismeretek tárgyalására térünk ki.

4.2.2. *Az emberi hallás*

Az emberi fül meglepően kicsiny nyomásváltozásokat képes feldolgozni. A hallásküszöb, tehát az a nyomás, amelyet fülünk már érzékel – mint láttuk – 1 kHz-nél mintegy 20 μPa. Ez a szokásos légköri nyomásnak (10^5 Pa=1 bar) kevesebb, mint egy milliárdod része. Még a fájdalomküszöbhöz tartozó hangnyomás: ~100 Pa is csak ezredrésze a légköri nyomásnak. Az előbbi nyomásváltozás értékeknek megfelelő intenzitástartomány 10^{-12} W/m^2-től 100 W/m^2-ig terjed, és mintegy 14 nagyságrendet ölel át.

Az emberi fül a hang intenzitásszintjének változására közel logaritmikusan válaszol. Ez a tény adja a magyarázatát annak, hogy a hang intenzitásszintjét és a hangnyomásszintjét dB-ekben adjuk meg. A legkisebb változás, amely már érzékelhető, 3 dB körül van, ami kétszeres hangintenzitás-változást jelent. Mindenki észreveszi az 5 dB körüli változást (több, mint háromszoros intenzitáskülönbség). Körülbelül kétszer hangosabbnak érezzük a 10 dB-lel eltérő hangintenzitásszintet (tízszeres intenzitáseltérés), és a 20 dB-lel nagyobb intenzitásszintű hangot négyszer hangosabbnak érzzük.

A fül logaritmikus válasza miatt az egy időben különböző forrásokból származó hangok összintenzitásának a szintjét nem az intenzitásszintek összegeként, hanem az összegezett intenzitásokból a decibel bevezetésénél alkalmazott összefüggéssel lehet meghatározni.

A 4.1. táblázatban néhány jellegzetes, mindenki által ismert helyzethez tartozó hang intenzitását és a megfelelő hangnyomásértékeket foglaltuk össze.[3]

Hang, hangforrás	***HANGINTENZITÁS (W/m^2)***	***HANGINTENZITÁSSZINT (dB)***	***HANGNYOMÁS (Pa)***
hallásküszöb	10^{-12}	0	$20\ 10^{-6}$
falevél szellőben	10^{-11}	10	$63\ 10^{-6}$
suttogás	10^{-10}	20	$200\ 10^{-6}$
beszélgetés 1 m-ről	$3\ 10^{-6}$	65	$35\ 10^{-3}$
autóban menet közben	10^{-4}	80	0.2
autó kipufogó nélkül	10^{-2}	100	2
diszkózene	1	120	20
vészsziréna (fájdalomhatár)	100	140	200

4.1. táblázat: Néhány jellegzetes környezeti hanghoz tartozó hangintenzitás és hangintenzitásszint (1 kHz frekvenciánál)

[3] A 4.1. táblázatban feltüntetett hangnyomásokhoz rendelhető hangnyomásszintek értéke decibelben gyakorlatilag megegyezik a hangintenzitásszintek decibelben kifejezett számértékével, így azt az intenzitásszint mellett nem tüntettük külön fel.

© Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

A tapasztalat azt mutatja, hogy az emberi hallásküszöbhöz tartozó intenzitásszint függ a hang frekvenciájától. Ez – mint a fül felépítésének tárgyalásakor láttuk – természetes is: a fülnek több olyan része is van, amelynek hatása a hangok továbbítására, vezetésére nyilvánvalóan frekvenciafüggő. Továbbmenve az is természetes, hogy a különböző intenzitású és frekvenciájú hangok által keltett válaszok különbözőek, azonos hangnyomásszint (hangintenzitásszint) mellett is az emberi fül a különböző hangokat különböző hangosságúnak érzékeli.

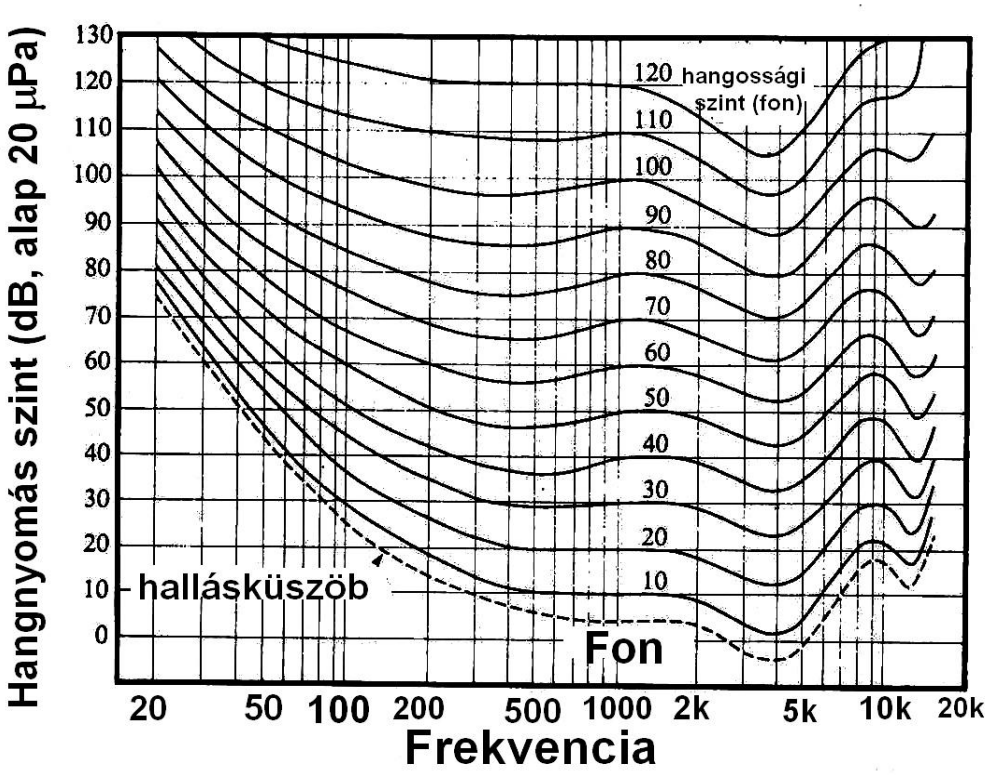
Azon hangnyomásszinteknek a meghatározása, amelyeket az ember a különböző frekvenciák (hangmagasságok mellett) azonos hangosságúnak érez, nehéz feladat. A nehézség egyik oldalát az jelenti, hogy szubjektív érzetet, a hang hangosságát kell összevetni egy másik magasságú hang hangosságával. Ráadásul mindannyian kissé különbözőek vagyunk, hallóképességünk egyénenként is változik, és ebből is eltérések adódnak. Így a feladatot, az azonos hangosságúnak érzett különböző magasságú hangok hangnyomásszintjének (intenzitásszintjének) a meghatározását csak nagyon sok ember közreműködésével elvégzett méréssorozattal lehetett meghatározni. Ezt a munkát először az amerikai Harvey Fletcher (1884–1981) és Wilden A. Munson (1902–1982) szervezték meg 1933-ban. A mérési eredményeket azóta többször is pontosították, de az összefüggés gyakorlati felvételének alapjai változatlanok maradtak.

A 4.5. ábrán látható (sokszor Fletcher–Munson diagramnak is nevezett) görbék az azonos hangosságúnak érzett pontokat kötik össze a frekvencia-hangnyomásszint síkon: a görbék mentén sok ember átlagos hangosságérzete ugyanaz. Így egy görbe mentén a hangosság állandó. A hangosság mértéke a fon, amely számértékben megegyezik az 1000 Hz-nél mért hangintenzitásszint (hangnyomásszint) dB értékével. Látható, hogy ezek a görbék figyelemre méltó frekvenciafüggést mutatnak. A görbékből kitűnik, hogy az emberi fül 2 és 4 kHz körül a legérzékenyebb,[4] mind az alacsonyabb, mind a magasabb frekvenciák felé a fül érzéketlenebbé válik.

Egészséges, fiatal ember hallásának frekvenciatartománya 20 Hz-től 20 kHz-ig terjed. Az emberi fül nem érzékeny a 20 Hz alatti (vagyis az infra-) és a 20 kHz feletti frekvenciájú (ún. ultra-) hangokra, és a legérzékenyebb a 0,5 kHz-től 8 kHz-ig terjedő tartományban. Ezen általános megfigyelés értelmezésénél azonban gondolni kell arra, hogy az egyes egyedek hangérzékelési képessége között nagy különbség lehet, amely ráadásul az életkortól, fizikai állapottól, a fül „zajelőéletétől” is függ. Így szinte mindenkire igaz, hogy a kor előrehaladtával a fül általában egyre kevésbé lesz érzékeny a hangokra, különösen a magasabb frekvenciákra, vagy hogy a zajos környezetben élők hallásküszöbe – elsősorban a közepes és a magas frekvenciáknál – növekszik. Az alacsony frekvenciákra vonatkozó viszonylagos érzékenység viszont általában magas életkorokig megmarad.

A 4.5. ábra alapján belátható, hogy a hangérzetben fizikailag azonos tényleges hangteljesítmény mellett meghatározó szerepet játszik a frekvencia, hiszen még hasonló intenzitás mellett is más és más hangosságot érzünk. Ennek a ténynek meghatározó jelentősége van a hang és a zaj fiziológiájánál egyaránt.

[4] Érdemes itt megjegyezni, hogy a természetes kiválasztás szép példájaként a csecsemő sírásában a 3 kHz körüli frekvenciák dominálnak.



4.5. ábra: Az azonos hangosság érzetének függése a hang frekvenciájától (Fletcher–Munson görbék). A görbék paramétere a hangosság mértéke, a fon, amely számértékben megegyezik a hangnyomásszinttel 1 kHz frekvencián. Az alsó szaggatott vonallal mutatott görbe a fiatal, egészséges emberekre mért átlagos hallásküszöbgörbét jelenti (lásd a 4. lábjegyzet megjegyzését)

4.2.3. A zaj hatása az emberekre

Bár a hang a beszéd nélkül nyilvánvalóan nem alakulhatott volna ki, az emberi társadalom, az emberi tevékenység eredményeképpen létrejövő zajözön káros hatással van az emberekre. Arról van ugyanis szó, hogy a zaj hatására fiziológiai és pszichológiai válaszok jönnek létre bennünk. Ezek a válaszreakciók törvényszerűen fellépnek, ugyanakkor az, hogy az egyes emberek milyen mértékben reagálnak a zajterhelésre, meglehetősen különböző lehet. Két személy összehasonlításánál azonos hatások elérésénél akár 20–30 dB különbségek is lehetnek.

A zajos környezet mindenkire megterhelést jelent, a hatásokat e sorok olvasója saját maga is nyilván észleli. Úgy 55–60 dB körüli állandó zaj nehézzé teszi a pihenést és már zavarja a munkavégzést. A 60–70 dB intenzitásszintű zaj mellett már beszélgetésnél is megértési nehézségek léphetnek fel. A 80–90 dB intenzitásszint hosszabb időn keresztül elviselve maradandó halláskárosodást okoz. Ennél magasabb intenzitásszintek, így például a diszkókban és környékükön mért 95–110 dB szintek pár óra alatt reverzibilis, ennél hosszabb idejű terhelés esetén irreverzibilis halláskárosodást okoznak.

Több tanulmányban vizsgálták azt a kérdést, hogy hogyan hat a zajos környezet az emberek teljesítőképességére. A probléma meglehetősen nehéz, nagyon sok áttétel van az egyes emberek válaszreakcióiban, és az egyéni variabilitás is nagy. Mindazonáltal megállapították, hogy bár 90 dB körüli állandó zaj még kevéssé befolyásolta a teljesítőképességet, a megszakításokkal hallott zaj igen zavaró. Az 1–2 kHz körüli zaj nagy károkat okoz, míg az alacsonyabb frekvenciájú zajokat könnyebb elviselni. A zaj inkább rontja a munka

pontosságát, mint amennyire csökkenti a tevékenység általános minőségét. A zajos környezetben a legtöbb ember időérzete romlik. Valószínű, hogy az, hogy hosszabbnak, vagy rövidebbnek érezzük az idő múlását, függ a hang frekvenciájától. Általános megfigyelés, hogy a zaj növeli az emberek ingerlékenységét, és sokszor félelemérzet, aggódás is kialakul. A hirtelen zajok védekezési reflexeket válthatnak ki és baleseteket okozhattak.

A zajos környezet tehát általában kihat az egyes emberek közérzetére, romlanak az emberi kapcsolatok, más egészségügyi károk (így például szívműködési zavarok, magas vérnyomás, az embrió rendellenes fejlődése, szexuális zavarok) forrása lehet, és kihat a társadalmi kapcsolatokra is. Megállapíthatjuk, hogy a modern világ egyik legnagyobb károkozója a zajos környezet.

A zaj elleni védekezés megszervezésénél mindenekelőtt a zaj fizikai természetével, a zajforrások felkutatásával, a zaj terjedésének, elnyelésének, visszaverődésének fizikájával kell foglalkoznunk. Eközben meg kell találnunk azokat a módszereket, amelyek alkalmazásával objektíven jellemezhetők a zajok, olyan mennyiségeket kell találnunk, amelyek egyértelműen, a szubjektív érzetektől függetlenül is meghatározzák a zaj jellegét és a zajterhelés mértékét. A fizikai alapok megértésével, a fiziológiai és pszichológiai hatások felderítésével olyan ismeretek birtokába juthatunk, amelyek segítségével, mérési eredményekre, objektív jellemzőkre támaszkodó hatékony intézkedésrendszert lehet létrehozni a zajvédelem társadalmi és egyedi szintjének megszervezésekor.

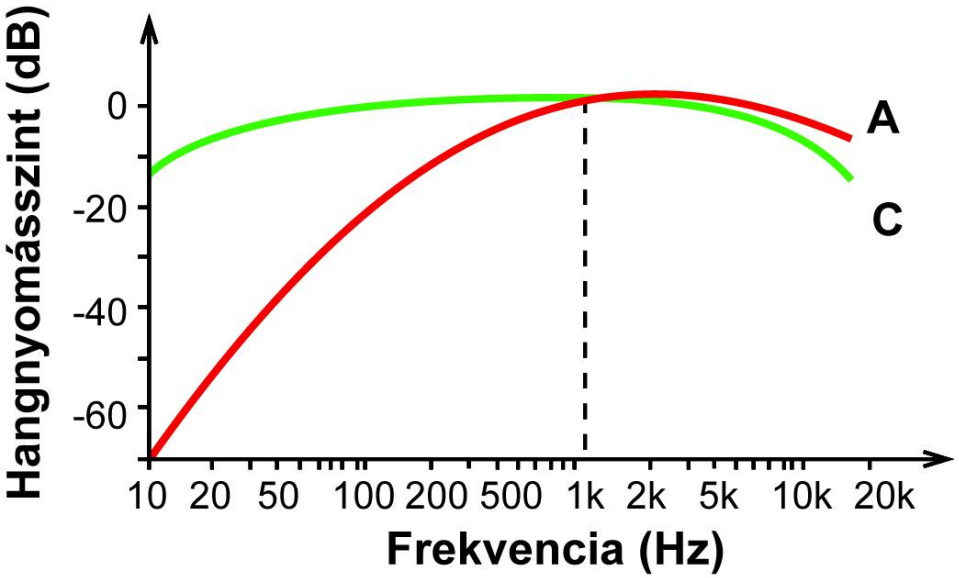
4.3. A zajok jellemzése

Nagyon sok fajta zaj van. A zajok jellemzése több szempontból is megtörténhet úgy, hogy a zaj különböző olyan tulajdonságait értékeljük, amelyek jelentősek az embert zavaró hatás oldaláról nézve. Így nyilvánvalóan fontos a zaj intenzitásszintje, és a benne előforduló hangmagasságok. Ezen kívül a leglényegesebb szempont a zaj időbeli lefolyása. Gondoljunk arra, hogy mennyire más jellegű zavart okoz a folyamatos, de nem nagyon változó intenzitásszintű zaj (például légkondicionáló berendezés, távoli út háttérzaja), mint az időnként felszálló utasszállító zaja repülőtér közelében, vagy lövések éles durranása.

A nagyon eltérő forrásból származó, ezért nagyon különböző frekvenciaspektrumú, egészen különböző viselkedésű, időben lényegesen eltérő módon lezajló zajjelenségek fizikai paramétereiből számos, külön-külön jól indokolható módon lehet mérhető mennyiségeket képezni. Ahhoz azonban, hogy a zajjal kapcsolatos társadalmi feladatokat megoldjuk, a zajjal kapcsolatos környezeti politikát kidolgozhassuk, a zajvédelmet megszervezhessük, a zajra vonatkozó jogszabályokat megalkothassuk, közösen tudjuk értékelni a kialakuló zajterheléseket, olyan mennyiségek, zajjellemzők, más szóval zajindikátorok meghatározására van szükség, amelyek alkalmasak a zajok okozta ártalmak leírására, és amelyeket közmegegyezéssel mint zajindikátorokat elfogadunk a sok egyéb lehetséges mérhető mennyiség közül. A zajjellemzők (zajindikátorok) olyan világosan definiált, mérhető mennyiségek, amelyek jellemzik a zajt.

4.3.1. A zajok intenzitásszint jellemzője

Az egyik legfontosabb zajjellemző a zajok intenzitásszintje. Ez azonban további megfontolást igényel. A legkézenfekvőbb és technikai szempontból is a legegyszerűbb az volna, ha a hang terjedésére merőleges felületen áthaladó hangteljesítményt mérnénk meg. Ez a mennyiség azonban kevéssé jellemezné a zajt, hiszen például a 20 Hz alatti és a 20 kHz feletti komponenseket a fülünk nem is érzékeli.



4.6. ábra: Az A és a C jelű súlyozási faktorok frekvenciafüggése. Az A görbe szerinti súlyozás az emberi fül hangosságérzete szerint veszi figyelembe az egyes frekvenciákat, és lényegében a 4.5. ábrán bemutatott empirikus görbékből vezethető le.[1] A C eloszlással való súlyozás nagyobb mértékben veszi figyelembe az 1 kHz-nél alacsonyabb frekvenciákat, és kisebb súlyokat ad az ennél nagyobbaknak, mint az emberi fül. Minden súlyozásnál az 1 kHz-hez tartozó súlyfaktor 1 (0 dB)

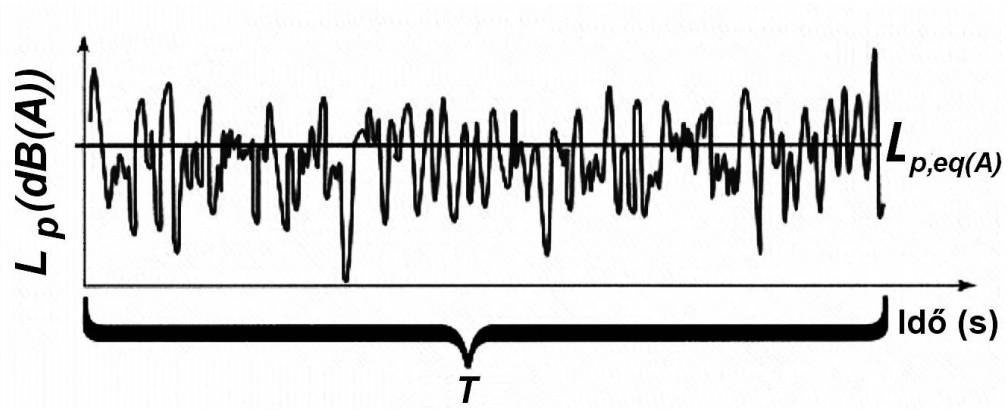
Ahhoz, hogy a zajnak az emberre történő hatását jellemezni tudjuk, a különböző frekvenciájú hangok intenzitását, a frekvenciára jellemző tényezővel súlyozva kell összegeznünk. Gondoljunk arra, hogy a különböző frekvenciájú hangokat azonos tényleges teljesítmény mellett egészen más erősségűnek halljuk (4.5. ábra). Ennek a problémának a figyelembe vételére olyan mérési módszereket dolgoztak ki, amelyek a hangban a különböző frekvenciákhoz tartozó hangnyomásszinteket (hangintenzitásszinteket) a frekvenciára jellemzően súlyozza. A gyakorlatban négy különböző, eltérő feladatokhoz felhasznált súlyozási módszert alkalmaznak, amelyek frekvenciamenetét nemzetközi megegyezéssel állapították meg és amelyeket A, B, C és D betűkkel jelölnek. Legfontosabb az A súlyozás, mert az az emberi fül válaszait követi. A másik három súlyozás bevezetését néhány különleges gyakorlati ok indokolta, azok szükségességére, és alkalmazásának részletezésére itt nem térünk ki. A hangnyomásszintmérő berendezések általában mind a négy súlyozás automatikus végrehajtására fel vannak készítve.

A 4.6. ábra a gyakorlatban alkalmazott súlyfaktor frekvenciaeloszlásokat mutat be. Az ábránkon az A és (a példa kedvéért) a C jelűt mutatjuk be. Nyilván az emberi fül válaszfüggvényét követő A jelű súlyozásnak van a legnagyobb gyakorlati szerepe. Azt, hogy egy sok frekvencián járulékot tartalmazó összetett hang, zaj a különböző súlyozási eljárások szerint milyen hangintenzitás- (hangnyomás-) szinttel rendelkezik, azt a súlyozási módszer feltüntetésével adják meg. Így az A súlyozással kapott hangintenzitásszintet dB(A) jelzéssel jelölik. Ez számszerűen is jól kifejezi a zajjal kapcsolatos hangosságérzetet. Ezen a módon különböző frekvenciaeloszlású hangok intenzitásszintjei összehasonlíthatók, és a tapasztalat szerint az összehasonlítás valóban jól megfelel az emberi érzeteknek.

[1] Az A súlyozás frekvenciamenetének meghatározásához a 40 dB-es, azonos hangosságú függvényt használják.

4.3.2. *A zajok időbeni lefolyásának jellemzői*

A zajnak az intenzitásszint az egyik fontos jellemzője. Másrészről az emberre való hatásnál jelentősen különböznek a zajok abból a szempontból, hogy milyen az időbeli lefolyásuk. A folyamatos zajt (ilyet hoznak létre például ventillátorok, hűtőberendezések, légkondicionálók) másképpen viselik el az ott-tartózkodók, mint az időszakos zajokat (például repülőgép zaja, porszívó, fűnyíró által létrehozott zajok), vagy a rövid, hirtelen hangszintváltást (például robbanást, kalapálást). Nyilvánvaló, hogy a zajok jellemzésére olyan mennyiségeket kell alkalmazni, amelyek az időbeli változásokat is figyelembe veszik.



4.7. ábra: Zajnyomás szint időbeni változása. A kihúzott vonal az $L_{p,eq}$ érték a T időre átlagolt nyomásarány-négyzetből képezett egyenértékű nyomásszint értékét mutatja

A 4.7. ábra a példa kedvéért dB-ben mért zajnyomásszint időbeni változását mutatja be. A függőleges tengelyen az egyes időpontokban az *A* típusú súlyozással kapott $L_p(dB(A))$ értékeket mértük fel, a vízszintes tengelyen az idő szerepel. A vizsgált időtartam hossza *T*. Az egyenértékű hangnyomásszint meghatározásához előbb minden időpontban meg kell határozni a frekvencia szerint súlyozott hangintenzitásszintet (hangnyomásszintet), majd az idő szerinti átlagot kell képezni a következőknek megfelelően:

$$L_{eq(A)} = 10 \cdot \log\left[\frac{1}{T}\cdot\int_0^T\left(\frac{p(t)}{p_0}\right)^2 dt\right].$$

Az **egyenértékű hangnyomásszint** (vagy ami ugyanaz: **egyenértékű hangintenzitásszint**), vagy egyszerűen **egyenértékű hangszint** annak az egyenletes zajnak felel meg, amelynek *T* megfigyelési idő alatti hatása az emberekre a tapasztalatok szerint hasonló a tényleges (szinte minden esetben ingadozó) zajéhoz.

Az egyenértékű (ekvivalens) hangszint meghatározására a hangnyomásra vonatkozó mérési eredményeket az előbb leírtaknak megfelelően feldolgozó berendezéseket hoznak létre. Problematikus, hogy mekkora legyen az a *T* időtartam, amelyre az átlagolást végezzük. Ha a zaj egyenletes, akkor az időtartam akár hosszabb is lehet. Gyorsan változó zajokra, durranásokra az előbbi átlagolás természetesen olyan értékeket adhat, ami már egyáltalán nem jellemzi a zaj emberre való hatását.

A zajok idő szerinti változásának követésére olyan zajindikátorokat dolgoztak ki, amelyek az elveket tekintve követik az előbbiekben leírtakat, de az az időtartam, amelyre az időátlagolást elvégzik, eltér egymástól.

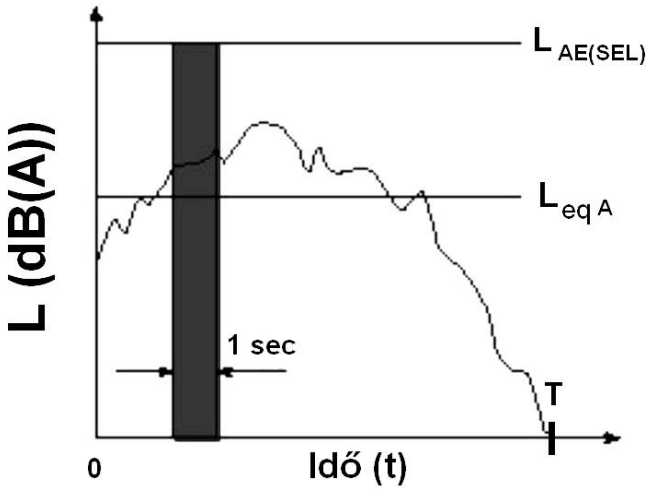
A zajvédelmi gyakorlatban három karakterisztikus időt határoztak meg, a „lassú” (*slow* – S), a „gyors” (*fast* – F) és az „impulzus” (*impulse* – I) hangnyomásszint integrálási módszereket vezették be. Az S, az F és az I időintegrálási üzemmódok általában szerepelnek a hangszintmérő berendezéseken. A „lassú”, S üzemmódban a megfigyelési idő 1 másodperc nagyságrendű, a „gyors”, F módnál ennek töredéke, 125 ezred másodperc (ms) az idő. Az ennél is gyorsabb hangnyomásváltozások megfigyelésére szolgáló „impulzus”, I üzemmódban négyszer rövidebb, 35 millisec az átlagolási idő. A különböző hangintenzitásszintekre vonatkozó határértékeknél az S, F, I betűk megadásával hivatkoznak ezekre a jellemzőkre.

A további többször használt zajjellemzők között megemlítjük a különböző idősúlyozással meghatározott T időtartamban mért **hangszint maximum**okat és **minimum**okat. Ezek jele L_{SmaxA}, L_{FmaxA}, L_{ImaxA}, illetve L_{SminA}, L_{FminA}, L_{IminA}, ahol A az emberi fülnek megfelelő frekvenciasúlyozásra utal, míg S, F és I a „lassú”, a „gyors” és az „impulzus” üzemmódban kapott eredményeket jelölik. Nyilvánvaló például, hogy a megfigyelési időtartamba eső zajmaximumok az átlagtól erősen eltérő esetleg rövid, de igen hangos jelenségek indikátorai lesznek. Az S, F, I időátlagolás különbséget tesz a különböző időintervallumban lezajló jelenségek között.

Gyorsan lezajló erős hangjelenségek (például felszálló repülőgép, gyorsvonat) zajjellemzője a **hangbesugárzási szint** (*Sound Explosure Level* – SEL), $L_{AE(SEL)}$

$$L_{AE(SEL)} = 10 \cdot^{10} \log \left[\int_0^T \left(\frac{p(t)}{p_0} \right)^2 dt \right],$$

ahol T a zajimpulzus teljes idejét jelenti, és A a hasonló jelű frekvenciasúlyozásra utal. – Ez érdemben annak az **1 másodperc időtartamban kibocsátott hangnak az intenzitásszintjét jelenti, amelynek akusztikus energiája megegyezik a zaj hangenergiájával.** A 4.8. ábra egy példát mutat a besugárzási szint meghatározására.



4.8. ábra: A hangbesugárzási szint (Sound Explosure Level – SEL) meghatározása rövid lefolyású eseménynél. Az ekvivalens hangszint itt azért alacsonyabb lényegesen, mint a hangbesugárzási szint, mert a jelenség T időtartama hosszabb, mint a SEL definíciójában szereplő 1 másodperc

A fenti zajjellemzőkkel a különböző zajok emberekre való hatásának mértéke összehasonlítható. A tapasztalat azt mutatja, hogy az előbbiekben részletezett zajjellemzőkkel a környezeti zajok a gyakorlat számára kielégítően parametrizálhatók.

4.3.3. *A zajvédelemben alkalmazott zajjellemzők*

Az előzőekben bevezetett zajjellemzők a zajvédelmi gyakorlatban viszonylag egyszerűen, közvetlenül mérhető mennyiségek. A zajvédelem gyakorlatában, a zajterhelések felmérésében, összehasonlításában és értékelésében, a zajtérképek megalkotásában, a zajjal kapcsolatos politika kialakításában, a megfelelő jogszabályokban és a zajszintekkel kapcsolatos nemzetközi ajánlásokban olyan levezetett zajjellemzőket értelmeznek, amelyek a közvetlenül mérhető adatokból kaphatók meg. Ezeknek a zajindikátoroknak olyanoknak kell lenniük, hogy segítségükkel adott terület, objektum zajállapota jellemezhető legyen az érintett emberek szempontjából. Tekintettel arra, hogy hasonló megfontolások alapján többféle ésszerűen értelmezett zajindikátor is bevezethető,[1] a gyakorlatban fontos, hogy egyet azok közül kiválasszanak, és lehetőleg mindenütt azt használják. Ezért mi az Európai Unió Parlamentje és Bizottsága által elfogadott 2002/49/EC számú direktívájában bevezetett zajindikátorokat ismertetjük.

A folyamatos zajterhelés mértékének jellemzésére vezették be az ún. **nappal-este-éjjel** (*day-evening-night* – den) **zajszint** fogalmát, amelyet az EU direktívában L_{den}-el jelölnek. Ennek definíciója:

$$L_{den} = 10 \cdot \lg\left[\frac{1}{24}\left(12 \cdot 10^{\frac{L_{day}}{10}} + 4 \cdot 10^{\frac{L_{evening}+5}{10}} + 8 \cdot 10^{\frac{L_{night}+10}{10}}\right)\right],$$

ahol L_{day}, $L_{evening}$ és L_{night} egy egész év minden napjának nappali, esti és éjjeli időszakában, *A* típusú frekvenciasúlyozással mért hangszintátlagát jelenti dB(A)-ban. A definícióhoz tartozik, hogy a nappali időszakot 12 órásnak tekintik, reggel 7-től 19 óráig, az estit 4 órásnak 19–23 óráig, és a maradék 8 óra az éjszakai időszak.[2] Az évnek átlagos évnek kell lennie, hogy a rendkívüli (például meteorológiai) események ne befolyásolják a zajszint megítélését.

Figyelemre méltó, hogy az EU-direktíva külön kitér azokra a mérési feltételekre, amelyek alapján a napszakok átlagos hangszintjét meg lehet állapítani. A javaslat szerint a zajtérképezést épületek között a terepszinttől 4±0,2 m magasan kell elvégezni, lehetőleg a zajnak leginkább kitett felületnél. Nyílt terepen alacsonyabban is lehet méréseket végezni, de sohasem 1,5 m alatt és az eredményeket 4 m-re korrigálni kell.

Az L_{den} nappal-este-éjjel zajjellemző segítségével az átlagos zajhatásokra kaphatunk a legtöbb esetben egymással jól összehasonlítható felvilágosítást. Segítségével eldönthető, hogy melyek a zajos területek, hol kell a zajvédelem eszközeivel fellépve csökkenteni a zajt a vonzó környezet biztosítása céljából. Vannak azonban olyan esetek, amikor további zajjellemzők alkalmazása szükséges az átlagostól eltérő zajviselkedés miatt. Ilyen eset lehet például az, ha egy zajforrás a napszakok során csak ritkán, nem hosszan, de akkor erősen jelentkezik (például vonatok elhaladása, repülőgépek fel- vagy leszállása kevésbé forgalmas pályákon vagy repülőtereken), vagy olyan helyek is lehetnek, ahol a rendkívüli zajterhelés csak az év egy részében nagy (gondoljunk egy balatoni diszkó melletti épületre), esetleg meghatározott frekvencia dominanciája okoz kellemetlenségeket. Ezeknek a

[1] Figyelemre méltó apró eltérések vannak az EU és az Egyesült Államok által alkalmazott zajjellemzők definíciójában.

[2] A tagországok saját szokásaik, hagyományaik figyelembe vételével az esti időszak meghatározásánál kismértékben eltérhetnek ettől.

környezeteknek a zaj szempontjából való minősítése további megfontolást igényel, amelynek részletezésébe itt nem mehetünk bele.

4.3.4. *Zajszintek, zajszintszabályozás*

Az előbb bevezetett zajindikátorok meghatározása, zajtérképek elkészítése elvileg lehetőséget teremt kiválasztott terület zajártalmainak előrejelzésére. A cél általában az, hogy a zajindikátorokban, nagyon sok tapasztalatot összegező, általában nemzetközi ajánlások alapján olyan határokat szabjanak meg, amely a terhelésnek kitett embereket megvédi a károsodástól. Általánosan elfogadott határértékek természetesen nincsenek, egy-egy társadalom zajtűrő képességét, kényszerét nagyon sok egyéb szempont is befolyásolja. A jogszabályokban rögzített határértékek ennek megfelelően országról országra változnak.

Az Európai Unió illetékesei tisztában vannak a zajjal kapcsolatos problémák kezelésének nehézségeivel mind méréstechnikai, mind pedig társadalompolitikai oldalról. Éppen ezért az EU-n belül nincsen közösen elfogadott zajvédelmi politika, az említett EU-direktíva csak olyan lépéseket ír elő, amelyek később kialakítandó közös koncepció felé vezethetnek. Így a direktíva a tagállamoknak előírta, hogy 2008-ig készítsenek zajtérképeket minden, legalább 250 ezer embert befogadó agglomerációról, minden főútvonalról (ezeken az utakon 3 millió gépkocsinál több halad át évente), minden forgalmas vasútvonalról (30 ezer vonatnál több évente) és minden forgalmas repülőtérről (50 ezernél több fel- és leszállás évente). Ezeken a zajtérképeken az L_{den} nappal-este-éjjel zajszintű területeket kellett megadni 55 és 75 dB között, 5 dB-es lépésekben, és meg kell jelölni a 75 dB-nél nagyobb terhelésű területeket.

A zajszinthatárok kérdéskörét ma nem lehet eldöntöttnek, lezártnak tekinteni. Az észszerű döntésekhez nagyon sok adat hiányzik, ráadásul metodikailag is folyamatosan változnak a lehetőségek és álláspontok az újabb és újabb a méréstechnikai fejlesztések, orvosi, társadalompszichológiai és más tudományterületeken elért felismerések miatt. Ugyanakkor tájékoztató jelleggel meg lehet adni olyan zajszintértékeket, amelyeknél nagyobbak már zavart okoznak a nekik hosszabb időszakra kitett lakosságban. Ilyen összeállítást mutat be a 4.2. táblázat.

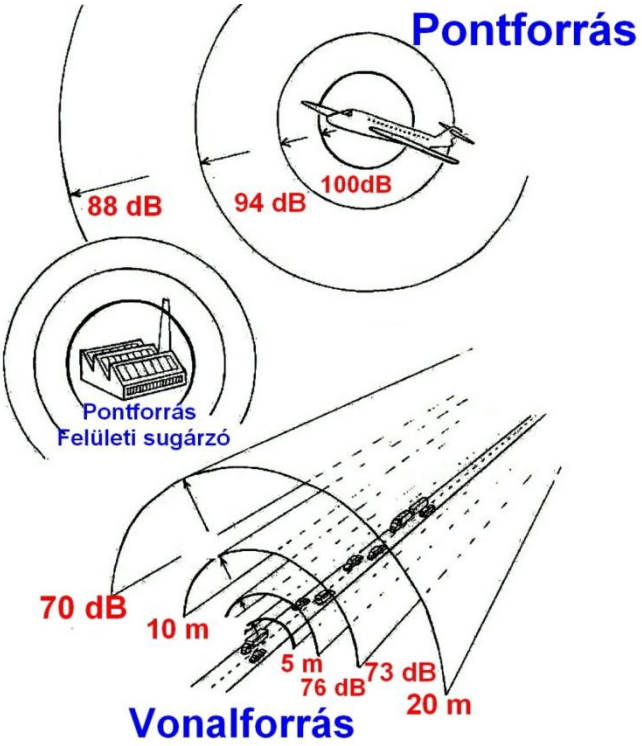
Település-földrajzi övezet	**Nappali szint** $L_{day,\,eq}$**(dB(A)**	**Éjszakai szint** $L_{night,\,eq}$**(dB(A)**	**Nappali max.** $L_{day,Fmax}$**(dB(A))**	**Éjszakai max.** $L_{\,night,Fmax}$**(dB(A))**
Pihenőövezet	50	40	65	60
Lakóövezet	55	45	70	65
Ipari övezet	65	55	75	70
Vegyes (lakó+ipar)	60	50	70	65

4.2. táblázat: Néhány település-földrajzi övezet nappali és éjszakai egyenértékű zajszinthatárai és a megengedhető maximális zajcsúcsok

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

4.4. Zajforrások, a zaj terjedése

A következőkben azt vizsgáljuk meg, hogy milyen zajforrásokkal találkozhatunk, és a zaj a forrástól hogyan jut el a zajterhelést elviselő személyig.



4.9. ábra: Példa néhány zajforrásra: pontforrás, felületi sugárzó és vonalforrás

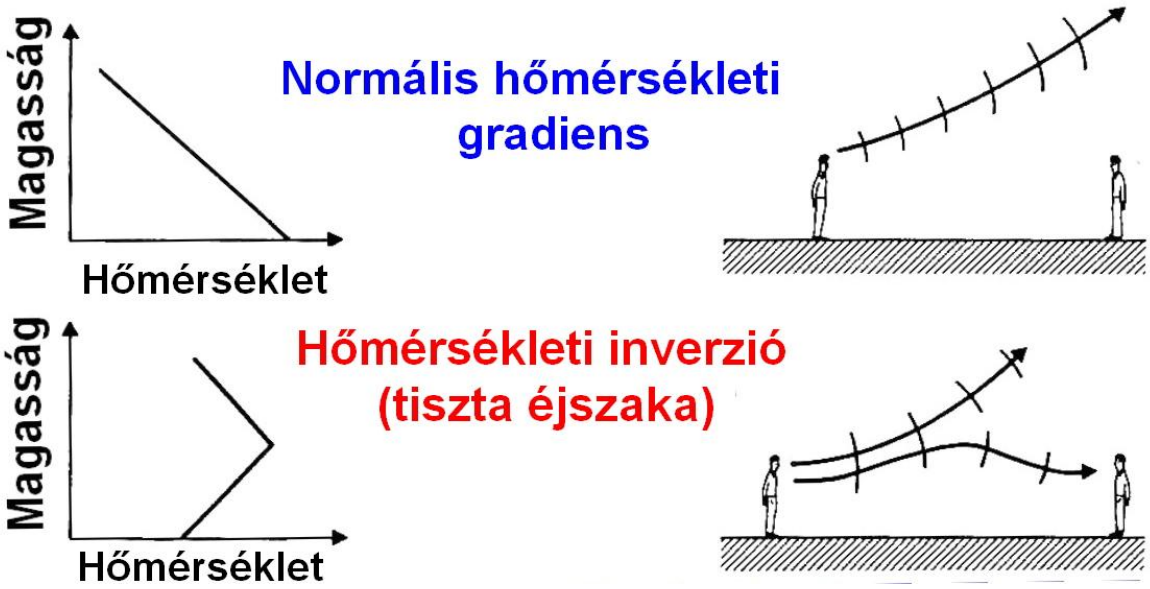
Zajforrás természetesen annyi van, ahány tárgy, jelenség képes zajt kibocsátani. Mégis az általánosítás magasabb szintjén csoportosíthatjuk a zajforrásokat. Így megkülönböztethetünk pontforrásokat, felületi zajsugárzókat és vonalforrásokat (4.9. ábra). A pontforrásra jó példa a tőlünk távol haladó repülőgép. Akadályoktól távol lévő pontforrásból származó zaj intenzitásszintje kétszeres távolságonként (annak megfelelően, hogy maga az intenzitás negyedére esik vissza) 6 dB-t csökken. – A vonalforrástól származó zaj (erre jó gyakorlati példa a főútvonalon közlekedő gépjárművek zaja) intenzitásszint távolságfüggése más, itt kétszeres távolságoknál mintegy 3 dB csökkenést mérhetünk, amely persze kismértékben függ az út mellett lévő talajtól és terepviszonyoktól. – Néha beszélünk felületi sugárzóról is, amelyre példa lehet egy tőlünk nem nagy távolságban lévő ipari csarnok. Ez persze nagyobb távolságból pontforrásnak számít.

A forrástól a megfigyelési pontig eljutó zaj változik. A megfigyelőnél kialakuló ekvivalens zajszintet számos tényező befolyásolja, alakítja ki. Ilyenek a forrásnál keltett zaj intenzitásán kívül a forrástípus, a távolság, az atmoszférikus abszorpció, a forrás és a megfigyelő közötti talaj, földfelület abszorpciója, a tereptárgyak elhelyezkedése és a visszaverődés róluk, a zaj terjedési útjában lévő akadályok, tereptárgyak és végül annak a helyiségnek a kialakítása, nyílászárói, amelyben a megfigyelő helyet foglal. Ebből világosan látható, hogy minden eset egyedi, és ha szigorúan vesszük esetről esetre külön kellene vizsgálni.

A zajterjedést komolyan befolyásoló tényezők között fontos az atmoszférikus abszorpció. Ez azt jelenti, hogy a zajforrás és a megfigyelő közötti út, légréteg meteorológiai körülményeitől függ a megfigyelőhöz eljutó zaj intenzitása.– Az atmoszférikus abszorpció összetett, bonyolult jelenségkör. A kialakuló zajszintet befolyásolja a távolság a frekvenciaspektrum, a hőmérséklet, nedvességtartalom, a légköri nyomás, csapadék és a szél.

A zajforrás és a megfigyelő közötti távolság befolyásolja a zaj frekvenciaspektrumát. Arról van ugyanis szó, hogy a különböző frekvenciájú zajok más-más gyengülést mutatnak, a magasabb frekvenciájú komponensek gyengülése nagyobb. Így nemcsak a zaj intenzitásszintje csökken, de torzul a spektrum is, a különböző frekvenciakomponensek aránya megváltozik.

A szélerősség nagysága és a szél iránya befolyásolja a hang terjedését. Ráadásul a szélerősség is változik, általában nő a talajtól mért távolsággal. A tapasztalat szerint a szélirányban még a zajszint erősödése is előfordul, míg ellenszélben erőteljes, a tényleges körülményektől függően akár több 10 dB-es zajszintcsökkenés lép fel 2–3 km-es távolság függvényében.



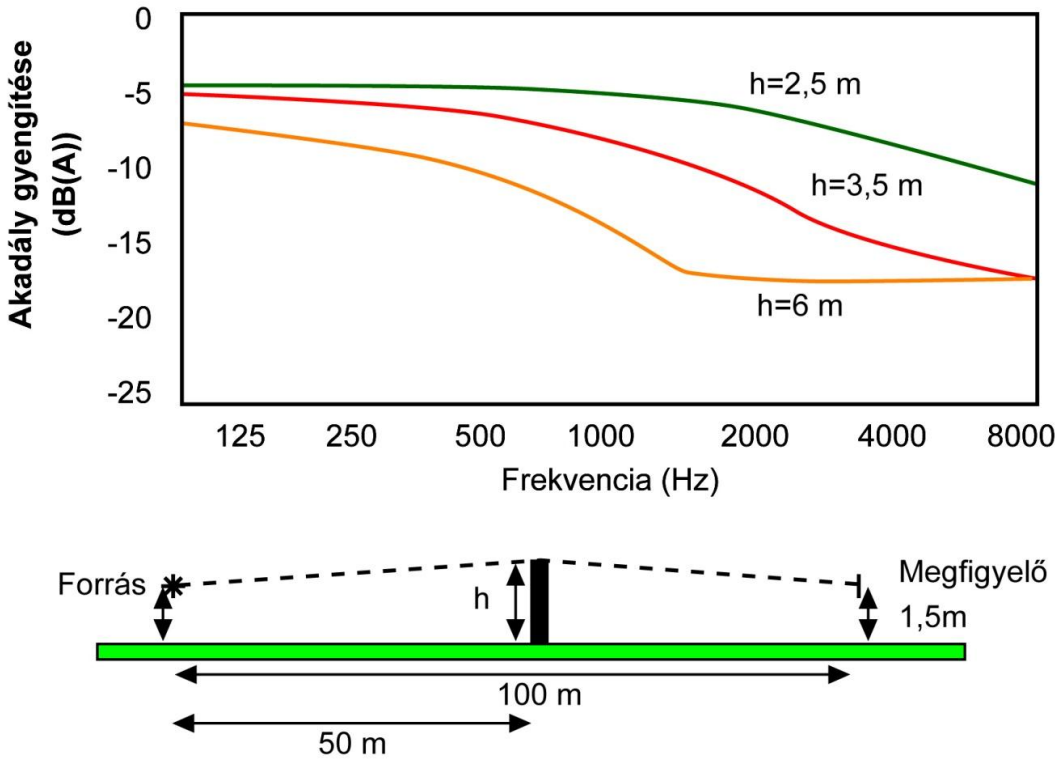
4.10. ábra: A hang terjedése normális hőmérsékleti gradiensnél (felül) és hőmérsékleti inverzió esetén (alul)

A levegő hőmérséklete is befolyásolja az atmoszférikus abszorpció jelenségét. Alacsonyabb léghőmérsékletnél a hang terjedési sebessége kisebb. Így a magassággal változó hőmérséklet a hang terjedését még irány szerint is befolyásolja. A 4.10. ábra fenti része a magassággal csökkenő hőmérséklet (ez az általában kialakuló körülmény), illetve az alsó részen hőmérsékleti inverzió (a hőmérséklet a talaj felett bizonyos magasságig növekszik és csak a felett kezd el csökkenni) esetén mutatja a hang terjedését. Az inverziónál a hang kevésbé gyengül és fókuszálódhat is.

A zaj terjedésére jelentős hatással van a terjedés irányába eső földfelszín minősége. Ha ez kemény, például beton, akkor a zaj gyengítése kicsi, míg ha porózus, például homokos vagy füves, akkor a zaj erősen gyengül. Ráadásul a gyengülés frekvenciafüggő is. Így például 100 m-es távolságon homokos talaj esetén a gyengítés ~250 Hz frekvencia környékén akár 10 dB(A) is lehet, míg az 1–2 kHz frekvenciák feletti rész gyengülése kicsi.

A tereptárgyak jelentősen befolyásolják a zaj terjedését. Ennek oka az, hogy a tárgyakról visszaverődhet a hang a visszaverő felületek által meghatározott irányban, de abszorbeálódhat is, ha az útjába kerülő tárgyak elnyelik a hangot. A hangvisszaverődés a kemény felületekről, például betonfalról, téglafalról lehet különlegesen nagy. Így betonfal előtt fél méterrel akár 3 dB-lel nagyobb zajszintet lehet mérni, mintha a betonfal nem lenne ott.

A zaj útjába eső akadályok is befolyásolják a zaj terjedését. Az akadály által okozott gyengülés az akadály magasságától és zaj frekvenciájától függ. A 4.11. ábra különböző magasságú akadályok hatását mutatja az ekvivalens zajszintre a frekvencia függvényében. A vizsgálatokból kiderült, hogy az akadály magassága a legjelentősebb tulajdonság a zajszint mérséklése szempontjából. A kisebb frekvenciájú zajokat az akadályok kevésbé gyengítik. Alacsony akadályok zajgyengítése azonban még magas frekvenciákon is mérsékelt.



4.11. ábra: Különböző magasságú hangfalaknak az ekvivalens zajszintre való hatása a frekvencia függvényében

A falak, térelválasztók szerepét, hatását a zajterjedésben érdemben mechanikai tulajdonságaik határozzák meg. Így a sima, kemény felületek, mint a simított beton, fém, csempe jó hangvisszaverők, a merev, könnyű anyagok viszont rossz hangszigetelők. A porózus, lágy, nehéz anyagok pedig jó hangelnyelők. A falakon, térelválasztókon túljutó hang intenzitásszintje a beeső hang visszaverődésétől, és a fal által elnyelt hangenergiától függ. Ez minden anyagra, falvastagságra más, és előre tervezni kell.

4.5. A zaj elleni védekezés

A zaj elleni védekezés a mai környezetvédelem egyik legfontosabb területe. A hatékony védekezés jelentősen hozzájárul a társadalom tagjainak jó közérzetéhez, az emberi közösségek működésének színvonalához. Másrészről a hatékony zajvédelem nagyobb gazdasági

hatékonyság eleme lehet, amely áttételesen növeli a termelékenységet. Ugyanakkor tudomásul kell venni, hogy a zajvédelem esetén éppúgy, mint a mindennapi élet számos más területén, az esetek többségében kompromisszumok megkötésére késztet az ellenérdekelt zajkibocsátó és a zajt elszenvedők szembenállása. Egyszerű a helyzet, ha felelőtlen zajkibocsátóval van dolgunk. Sokszor találkozunk azonban azzal a helyzettel, hogy a zajkibocsátó a környék gazdaságának fontos szereplője, és gazdaságos működésétől számos, a környező lakosság számára is nyilvánvaló előny származik.

A zajvédelemnek számos formája van. A legfontosabb azonban az, hogy szélesebb közösségre kiterjedő zajpolitikát kell kidolgozni, és jóváhagyni annak érdekében, hogy az erőfeszítések mind a megállapított, helyes irányba mutassanak, és hatékonyak legyenek.

Európában a legnagyobb erővel bíró közösség az Európai Unió. Az Európai Bizottság 1996-ban kiadott egy Zöld Könyvet – Green Paper (COM(96)540), 1996, amely áttekintette az európai helyzetet, és megtette az első lépést a közös zajpolitika kidolgozása felé. Ezután az Unió elfogadott egy nemzeti és helyi szinten megosztott felelősségű rendszert a zajt érintő teendőkkel kapcsolatban. Ezek az intézkedések tartalmazták a mérések összehasonlíthatóságával, egységesítésével összefüggő törekvéseket, annak érdekében, hogy segítsék a közös cselekvés hatékonyságát. Így a következő években sor került a zajszakértői hálózat kiépítésére. Az Európa Parlament és a Bizottság 2002-ben elfogadott egy EU direktívát a zajról (Directive 2002/49/EC), amelynek fő célja az volt, hogy az Európai Unióban egységesítse a zajprobléma tényleges megközelítését a standardok és a mérések oldaláról. A további erőfeszítések a fő zajforrások, mint például a repülőgépek, gépkocsik és vonatszerelvények zajkibocsátásának közös jogi szabályozására, valamint a zajjal kapcsolatos közös kutatások támogatása szabályainak kialakítására, és a munka elindítására irányult.

Az Európai Uniónak ma még nincs egységes zajpolitikája, de a közösség fokozatosan felkészül ennek kialakítására. A zajjal az Európai Bizottságon belül a Környezeti Főigazgatóság foglalkozik (http://ec.europa.eu/environment/noise/home.htm). Az eddig elért eredmények azzal bíztatnak, hogy a közös munka eredményeképpen az európai zajpolitika legfontosabb elemeit pár éven belül ki lehet alakítani.

A zaj elleni védekezés két alapvető irányát egyrészről a jogi szabályozás, másrészről a technikai zajvédelem jelenti. Természetesen a tényleges teendőket minden alkalommal e két irány ötvözésével lehet a közösség számára legjobb módon kialakítani.

4.5.1. Jogszabályok a zajkibocsátásról

A zaj elleni védekezés egyik útja a zajkibocsátás korlátozása megállapodásokkal, alacsony szintű szabályokkal (például házirendekkel), de a magasabb szintű jogi szabályok és szankciók is ide tartoznak.

Minden ország jogrendje tartalmaz törvényi szabályokat a zajkibocsátással kapcsolatban. Így Magyarországon az 1995. évi – azóta többször módosított – LIII sz. törvény „A környezet védelmének általános szabályairól” 89. §-a felhatalmazása alapján a 8/2002. (III.

22.) KöM-EüM együttes rendelete határozza meg a környezeti zajra vonatkozó szabályokat (http://www.epgeplap.hu/t/epg-law/LAW0011.pdf).

A jogszabályok léte és betartatása azonban csak az egyik útját jelenti a zajkibocsátás csökkentésének. A zajkibocsátók és a zajt elszenvedők tárgyalásos, egymás szempontjaira rámutató megállapodása szinte mindenütt hatékony módja a zajterhelés csökkentésének, az elfogadható környezet felé tett lépésnek. Gondoljunk arra, hogy a televízióját túl hangosan hallgató szomszédunk talán nem is tud arról, hogy milyen terhet jelent környezetének. Ha felhívják erre a figyelmét, akkor úgy tud eleget tenni a kisebb zajkibocsátásának, hogy maga meg sem érzi a változást.

Sajnos sok esetben a tárgyalásos út nem hoz eredményt, mert a zajkibocsátó

a) gazdasági vagy társadalmi érdekei sérelme nélkül nem tudja úgy lecsökkenteni a zajt, hogy az megfeleljen a környezetének,

b) bármilyen okból, de nem hajlandó együttműködni a zaj elszenvedőjével,

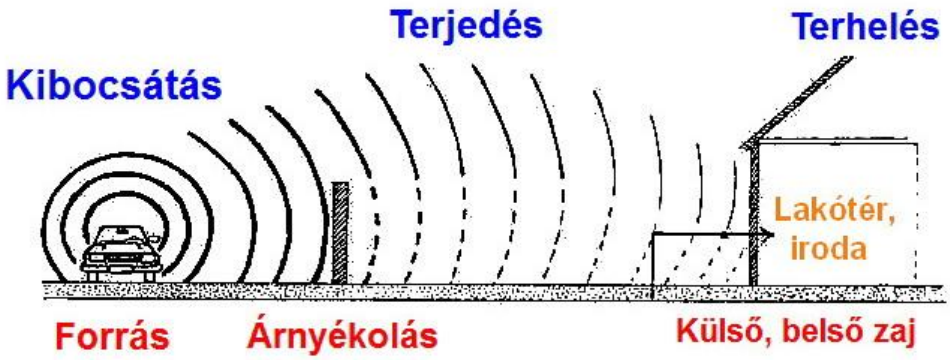
c) úgy ítéli meg, hogy a követelmények túlzottak vele szemben.

Ilyenkor a jogszabályokban meghatározott zajszintek hatósági betartatása fogja a két fél vitáját eldönteni.

4.5.2. A technikai zajvédelem

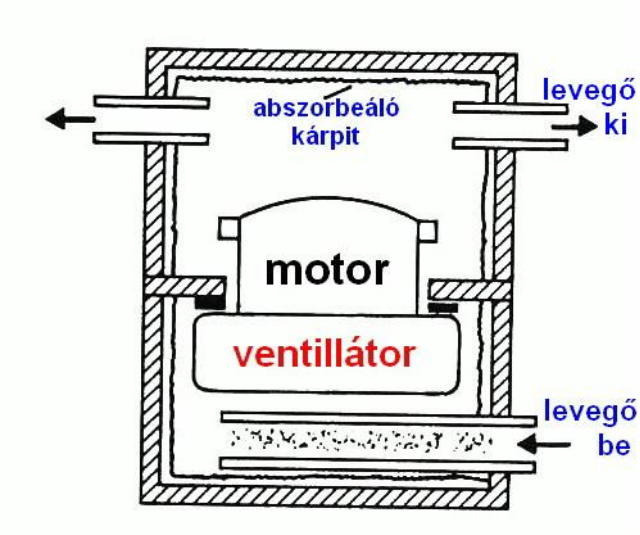
A technikai zajvédelem olyan intézkedéseket, olyan eszközök felhasználását, technikai akadályok alkalmazását jelenti, amellyel a zajforrásnál keletkező zajt a megfigyelőnél hatékonyan csökkenteni lehet. A hangokra vonatkozó ismeretek felhasználásának segítségével ez igen eredményes lehet.

A technikai zajvédelem lehetőségei a *zajforrásnál, a zaj terjedési útjában* és a *megfigyelő környékén* egyaránt lehetséges (4.12. ábra). A továbbiakban a zajcsökkentő módszerek legfontosabb elemeit fogjuk áttekinteni.



4.12. ábra: A zaj technikailag csökkenthető a kibocsátásnál, a zaj terjedése közben és a megfigyelőnél egyaránt

Forrás zajkibocsátásának csökkentésére szinte minden esetben számos lehetőség adódik. A tényleges intézkedések azonban rendkívül szerteágazóak lehetnek, annak megfelelően, hogy a gyakorlatban nagyon sok különböző típusú zajforrás valósulhat meg. Közös hátrány azonban az, hogy sokszor a zajforrás tulajdonosának gazdasági szempontjai ellentmondanak a zajcsökkentésnek: a megoldás sokszor drága vagy munkaigényes. Ilyenkor a hatósági (és társadalmi) ellenőrzés lehet eredményes.



4.13. ábra: Az elektromotorok akusztikus zaját csökkenti a jó felfüggesztések, a megfelelő méretezések és abszorbeáló kárpitok alkalmazása

A zajforrásokat manapság igen gyakran a modern világban elterjedt berendezések meghajtó motorjai jelentik. A motorok mechanikus teljesítményének általában 0,001%–0,2%-a akusztikus teljesítmény formájában jelentkezik. Ez természetesen a motor felfüggesztésétől, az alkalmazott rezgéscsillapítóktól, a motor akusztikai árnyékolásától függ. Egy 50 MW teljesítményű repülőgépmotor (ilyen nagyságrendű teljesítménye van egy utasszállító repülőgép motorjának) kW nagyságrendű akusztikus zajt bocsáthat ki.

Példaként érdemes pár szót szólni egy tipikus elektromotor zajkibocsátása csökkentésének lehetőségéről. A 4.13. ábrán bemutatott motort hangelnyelő kárpittal ellátott házban, jó minőségű felfüggesztések alkalmazásával helyezték el. A példában bemutatott ventilátor zajának intenzitásszintje 10–15 dB értékkel csökkent.

Gépekkel, berendezésekkel kapcsolatos zajforrást jelenthet, ha a berendezéseket nem megfelelően szigetelik azokon a pontokon, felületeken, amelyekre elhelyezik őket. Így ha esztergapadot vagy mosógépet nem megfelelő rezgéscsökkentő technikával függesztenek fel, vagy támasztanak alá, az komoly zajforrássá válhat, amely az egész környezetet zavarhatja. Sokszor egyszerű eszközökkel (például rezgéscsökkentő gumialátétek stb.) is nagy mértékben csökkenthetik a zajt.

A másik elterjedt zajforrás a közlekedés, amely az egyik legnagyobb problémát jelenti. A közlekedésben nagy teljesítményű motorok hajtják meg a járműveket, és egyéb módon is zajkibocsátók. A járművek zaja mindenütt komoly problémát okoz. Érdekes, hogy az emberek a járműveket típus szerint másképp és másképp ítélik meg. Felmérésekben azonos egyenértékű zajszinttel rendelkező közlekedési eszközök esetén az embereket a leginkább a repülőgép zavarta, a második a gépjármű volt, míg a vonat zavarta őket a legkevésbé.

A gépjárművek zajkibocsátásának csak az egyik forrása a meghajtómotor zaja, az autógumik súrlódó zaja az útfelületen hasonló nagyságrendű zajforrást jelent. Az elmúlt 20 évben a motorok zajkibocsátásának csökkentésével párhuzamosan az autógumiktól származó zajt is jelentősen csökkentették, úgy hogy egy modern gépkocsitól származó zajszint mintegy 8 dB-lel kisebb. A gépjárművektől származó zaj ezzel párhuzamosan azért nem csökkent, mert az autók száma és átlagos teljesítménye jelentősen növekedett.



4.14. ábra: Zajvédő fal Tokió közelében az autópálya mellett. A falak alaktervezettek és mintegy 6 m magasak. (Megjegyezzük, hogy Japánban bal oldali közlekedés van.)

A **zajterjedés befolyásolása** a zaj intenzitásszintje csökkentésének másik lehetősége. Eközben a legfontosabb mozzanat a zaj útjában elhelyezkedő, vagy szándékosan elhelyezett természetes, és mesterséges tereptárgyak, például fák, bokrok, épületek és falak.

A zaj útjába helyezett akadályokat, zajvédő falakat általában úgy tervezik, hogy a zaj áthaladását akadályozzák. Ezek általában nem abszorbeálják a hangot, hanem visszaverik a forrás felé. Korábban láttuk, hogy a hatékony zajvédelemhez magas zajvédő falakra van szükség. Egy hatékony, forgalmas japán autópálya zaját jelentősen csökkentő zajvédő falrendszert mutat be a 4.14. ábra. – Érdemes megjegyezni, hogy az autópályák, autóutak melletti zajvédő falak létesítése több szempont egyidejű mérlegelését tételezi fel. A falak megépítésének indokoltságát az anyagi szempontokon kívül a tényleges zajterhelés, és a tájrombolást felvető esztétikai szempontok egyaránt befolyásolják. Ebben a különböző kultúrák különböző módon foglalnak állást. Így feltűnő különbség látható Ausztria és Németország egyéb szempontból nagyon hasonló útjai mellett felállított zajvédő falak gyakorisága között, Ausztriában eddig többet telepítettek.

A zaj útjában lévő akadályok másik része hatékony hangelnyeléssel csökkenti a zajt. Általában megállapítható, hogy azok az anyagok a jó zajelnyelők, amelyek anyaga rugalmatlan és nagy sűrűségű. Az ilyen anyagból készülő akadályok a hang hatására sem rezegnek, abszorbeálják az akusztikus energiát, és jó hatásfokkal csökkentik a zaj intenzitásszintjét. Egy nehéz, nagy fajlagos sűrűségű függöny jó hangelnyelő, míg a könnyű porózus anyagokból készülő akadályok kevéssé csökkentik a hangenergiát.

A zajterjedést főleg a hangszigetelő falak, terepi tárgyak, az épületegyüttesek helyzete, a hangvisszaverődés mértéke, a hangelnyelő felületek elhelyezkedése, a járószint, a környezetben lévő burkoló felületek minősége, az uralkodó széljárás és a mikrometeorológiai viszonyok befolyásolják. Mindez egy-egy lakókörzet, ipari létesítmény építésekor előre tervezhető, és ezt a jelenlegi engedélyezési tervek már meg is követelik. Ebből a szempontból minden esetben a tényleges helyzethez illeszkedő megoldást kell megtalálni.

A **zaj csökkentése a zaj elszenvedőjének közelében** is megtörténhet. Itt arról van szó, hogy a zajterhelésnek kitett személy(ek) saját környezetükben egy sor intézkedést tehet-

nek, amelyek csökkentik a kívülről, vagy a lakáson belülről, a szomszéd helyiségből származó zajt.

A legkézenfekvőbb és leghatékonyabb a nyílászárók megfelelő megválasztása. A mai korszerű technikával, megfelelő anyagból, jó rezgéscsillapító illesztéssel ellátott, sokszor több rétegből készülő, résmentesen tömítő nyílászárók akár 20–40 dB-lel is csökkenthetik a külső zaj intenzitásszintjét. Tudni kell, hogy kis lyukak (például fedetlenül hagyott kulcslyuk), akár keskeny rések is (például a becsukott ajtó alatt) jelentősen csökkenthetik a nyílászárók zajkizáró képességét. A párnázott ajtók csak akkor hatékonyak, ha az előbbiekre a beépítésnél odafigyelnek. – A nehéz függönyök, térelválasztó elemek szintén fontos elemei a helyiségek zajvédelmének.

A zaj elleni személyes védekezésnek eszköze a füldugó. Anyagának kiválasztásánál ugyanazok a szempontok játszanak szerepet, amelyek a zajelnyelés egyéb eseteiben is érvényesek. Így bizonyosan gyenge hatású füldugó lesz a rugalmas anyagból készült vattából, míg rugalmatlan, a fül alakját jól elzáró módon alakítható anyagból hatékony füldugók készíthetők.

Az aktív fülvédelemnek is vannak eszközei. Így különlegesen zajos helyeken, ahol a zaj a fájdalomküszöbhöz közel van, sokszor alkalmazzák a hangkioltás módszerével működő fülvédőt. Ennek alapelve az, hogy egyszerű elektronikus eszközzel a bejövő zajjal nagyságban egyenlő, de fázisban ellenkező hangot hoznak létre, amely interferál a bejövő zajjal, és az interferáló két hang kioltja egymást. A hanghullámok legfeljebb 20 kHz-es frekvenciája (ami 50 μs periódusidőnek felel meg) természetesen könnyen megengedi az ilyen berendezések elkészítését.

A zaj csökkentése minden esetben több intézkedés kombinációjából áll. Ezek a tényleges helyzet felmérésével, az előzőekben ismertetett elemekből épülnek fel. Megállapíthatjuk, hogy általában jelentős zajcsökkentés érhető el, amely azonban többször beruházásokat is kíván.

4.5.3. A zajvédelem jövője

A zaj a modern világ egyik legkellemetlenebb környezeti ártalma. A mai világ minden előrejelzés szerint abba az irányban halad, hogy a jövőben a probléma az emberek számának növekedésével és a társadalmi igények kielégítésének vágya és gyakorlata miatt bizonyosan növekedni fog. Így a zajvédelem a jövő környezetvédelmének a jelenleginél is hangsúlyosabb, kiemelt elemévé válik.

A zaj elleni védekezésben a világ országainak, társadalmainak szoros együttműködésben kell keresni a jó megoldásokat. Erre szép példa lehet az Európai Unió korunkban kibontakozó közös zajpolitikája.

Az együttműködésnek olyan problémák tisztázására kell elsősorban kitérni, amelyeknek több lehetséges megoldása is van. Ilyen megállapodások alapján rendezni szükséges elemek: a zajmonitorozás kérdésköre, a velük kapcsolatos módszerek egységesítése, a zajforrások felkutatásának és értékelésének problémái, a tájtervezés elveinek egymáshoz való közelítése, az épületek és épületegyüttesek zajtervezésének egyeztetése, szabványosítása. Hasonlóan közös álláspontot követelnek a zajtérképek elkészítésével és karbantartásával kapcsolatos, sok városra, nagy területekre kiterjedő munkálatok. Mindezeknél is fontosabb a zajjellemzők nemzetközi egyetértésben való meghatározása, a határértékekben való megállapodások, a zajjellemzők tényleges alkalmazásának egységesítése, és azoknak a jogsza-

bályoknak a koordinálása, amelyek a zajjal kapcsolatos hatósági és társadalmi fellépéseket meghatározzák.

A zajvédelem ma nagy fejlődés előtt, figyelemre méltó átalakulás küszöbén álló terület. A zajjal kapcsolatos feladatok egészen bizonyosan komoly szellemi és anyagi erőket fognak megmozgatni, már a közeli jövőben is, Európa minden országában éppúgy, mint az egész világon.

5. KÖRNYEZETI ÁRAMLÁSOK

5.1. Bevezetés

Környezeti áramláson szűkebb értelemben a légkör és a tengerek áramlásait értjük. Tágabb értelemben a fogalom tartalmazhatja a folyók és tavak vizének mozgását is.

A környezeti áramlások jól skálázhatók a Föld jellegzetes méreteivel. A nagy skálájú folyamatok az Egyenlítő hosszával (40 000 km), a közepesek a kontinensek méretével (10 000 km), a kisebbek nagyjából Magyarország méretével (1000 km) vethetők össze.

Az áramlások a hidrodinamikai mozgásegyenletekkel írhatók le, amelyek Newton II. törvényéből származtathatóak. Lényegében tehát a Newton II. törvényéből adódó mozgásegyenletet kell felírnunk a folytonos közegnek tekintett légkörre, illetve tengervízre. Az egyenletek felírása a pontrendszerek mechanikájában megszokott mozgásegyenleteknél jóval bonyolultabb. A folytonos közegek esetében ugyanis nem nyilvánvaló, hogy a közeget hogyan bontsuk olyan kis részekre, amelyekre a mozgásegyenlet már felírható. Nem egyszerű az adott felbontásban kiválasztott részecskék mozgásának követése sem, mert a kiválasztott folyadékrész elemei a mozgás során nagymértékben eltávolodhatnak egymástól. Általában mégis azt a megoldást választjuk, hogy a folyadékban adott helyen mozgó egységnyi térfogatú elemre írjuk fel a

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F}_{\text{eredő}}$$

mozgásegyenletet, ahol ρ a sűrűség. Ahhoz, hogy a mozgásegyenletet használni tudjuk, ismernünk kell a folyadékelemre ható erőket.

5.2. A légkörben ható erők

A légkörben ható erők számbavételekor figyelembe kell vennünk, hogy a Föld forog saját tengelye körül, és a légkör mozgását ehhez a forgó rendszerhez viszonyítva írjuk le. A forgó koordinátarendszer nem inerciarendszer, ezért a valódi (kölcsönhatási) erők mellett a tehetetlenségi erőket is figyelembe kell venni.

A légkör és a tengerek mozgását befolyásoló kölcsönhatási erők a következők:

- a Föld tömegvonzásából származó gravitációs erő,
- a nyomáskülönbségekből származó, úgynevezett nyomási gradiens erő (röviden gradiens erő)
- a viszkózus folyadékok mozgásakor fellépő, nyírási típusú súrlódási erő.

Ebben az áttekintésben elhanyagoljuk a Nap és a Hold tömegvonzásából származó, az árapályt megszabó tömegvonzási erőket.

A tehetetlenségi erők:

- a Földön lévő minden testre ható centrifugális erő,
- a Földhöz képest mozgó tömegekre ható Coriolis-erő.

© Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

A fenti erőhatások közül a tömegvonzási erő és a tehetetlenségi erők a választott légrész minden elemére ható, úgynevezett térfogati erők, a gradiens erő és a súrlódási erő pedig a légrész határfelületén ébredő felületi erő.

A fenti erőket a légköri mozgásegyenletben a vizsgált mozgási skála szerint különböző egyszerűsítő feltételekkel vesszük figyelembe. A következőkben részletesen foglalkozunk az egyes erő fajtákkal.

5.2.1. A nyomási gradiens erő

A nyomási gradiens erő felületi erő. Megértéséhez válasszuk a vizsgált térfogatelemet (materiális térfogatelem) téglatest alakúnak. Ha a nyomás a térfogatelem minden oldallapja mentén ugyanakkora lenne, akkor a nyomásból származó erők eredője zérus lenne a választott légelemre vonatkozóan. A nyomás miatt tehát csak akkor léphet fel erőhatás, ha a nyomáseloszlás inhomogén. Az inhomogén nyomáseloszlás következtében a térfogatelem szemközti oldallapjaira ható nyomóerő nem ugyanakkora (5.1. ábra). A nyomóerők vektori összege adja a vizsgált δV térfogatú légelemre ható erőt.

Vizsgáljuk meg a kicsiny, téglatest alakú térfogatelem $\delta x, \delta y, \delta z$ hosszúságú élei mentén ható erőket $(\delta x \delta y \delta z = \delta V)$. Válasszunk olyan koordinátarendszert, amelynek tengelyei párhuzamosak a téglatest-térfogatelem éleivel, és téglatest egyik csúcsa legyen a koordinátarendszer origója. Tegyük fel, hogy a nyomás a koordinátatengelyek mentén növekszik. Mivel a vizsgált légelem kicsiny, a nyomásnak a koordinátatengelyek menti változását tekintsük lineárisnak, és a tengelyek mentén egységnyi hosszra jutó nyomásváltozást jelöljük rendre $\mathbf{grad}_x p, \mathbf{grad}_y p, \mathbf{grad}_z p$ -vel. Ekkor az 5.1. ábra alapján a légelemre a koordinátatengelyek mentén

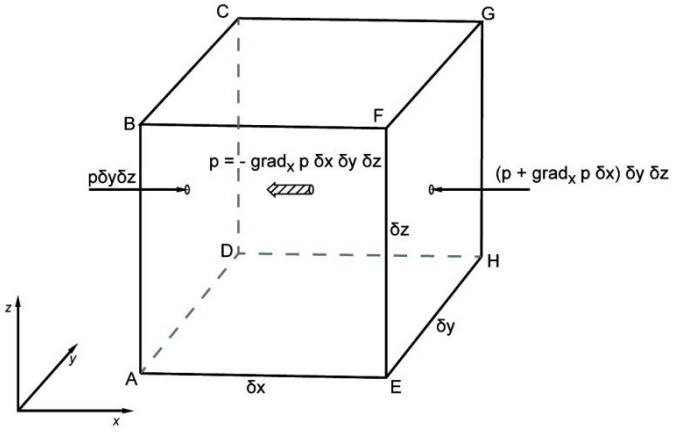
$$p\delta y\delta z - (p + \mathbf{grad}_x p\delta x)\delta y\delta z = -\mathbf{grad}_x p\Delta V,$$
$$p\delta x\delta z - (p + \mathbf{grad}_y p\delta y)\delta x\delta z = -\mathbf{grad}_y p\Delta V,$$
$$p\delta x\delta y - (p + \mathbf{grad}_z p\delta z)\delta x\delta y = -\mathbf{grad}_z p\Delta V,$$

erő hat. Ennek alapján már könnyen felírhatók az egységnyi tömegű légelemre ható nyomási gradiens erő ($\mathbf{F}_p(\mathbf{r},t)$) komponensei is, amelynek jelölésére gyakran az alábbi szimbólumot használjuk:

$$\mathbf{F}_p(\mathbf{r},t) = -\frac{1}{\rho}\mathbf{grad}p = -\frac{1}{\rho}\nabla p,$$

illetve komponensekben kiírva

$$\frac{1}{\rho}\mathbf{grad}_x p = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}, \frac{1}{\rho}\mathbf{grad}_y p = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}, \frac{1}{\rho}\mathbf{grad}_z p = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z},.$$



5.1. ábra: A nyomási gradiens erő szemléltetése

5.2.2. *A gravitációs erő*

Az általános tömegvonzási törvény értelmében a Föld középpontjától $\mathbf{r}$ távolságra lévő m tömegű légrészre ható $\mathbf{F}_{g_a}(\mathbf{r})$ gravitációs erő:

$$\mathbf{F}_g(\mathbf{r}) = -\frac{\gamma M_F m}{r^2}\frac{\mathbf{r}}{r} = m\mathbf{g},$$

ahol $M_F = 5{,}97 \cdot 10^{24}\text{kg}$ a Föld tömege, $\gamma = 6{,}668 \cdot 10^{-11}\text{Nm}^2\text{kg}^{-2}$ a gravitációs állandó. Mivel a légköri egyenleteket általában egységnyi tömegű levegőre vonatkozóan írjuk fel, gravitációs erőként kissé pongyola, de általánosan elfogadott szóhasználattal a $\mathbf{g}$ gravitációs gyorsulást használjuk.

A gravitációs gyorsulás nagysága a magassággal változik. Értéke ennek megfelelően a Föld felszínén is kismértékben változhat, mivel a Föld nem pontosan gömb alakú. (A kérdésre a tehetetlenségi erők tárgyalása után még visszatérünk.)

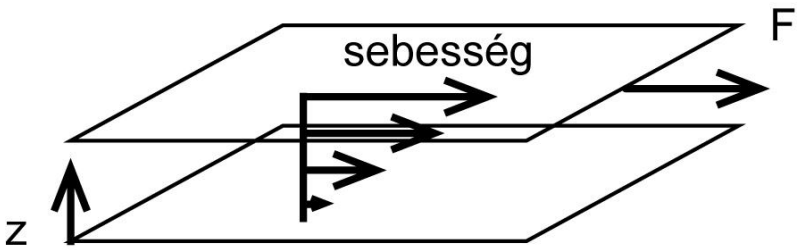
Az általunk vizsgált környezeti áramlások a troposzférában, és a tengerekben zajlanak. A troposzféra vastagsága és a tengerek mélysége is $10\,km$ nagyságrendű. Így mind a tengerek, mind a légkör sekély réteget képez a $6370\,km$ sugarú földfelszínen. Emiatt a gravitációs gyorsulás magassággal való változásától a geofizikai áramlások vizsgálatakor eltekinthetünk.

5.2.3. *A súrlódási erő*

A folyadékok és gázok alapvető tulajdonsága, hogy nyugalmi állapotban nem lépnek fel bennük nyíróerők. Nyíróerők csak az egymás mellett eltérő sebességgel haladó rétegekben keletkeznek. A nyíróerő többnyire a Newton-féle viszkozitási törvénnyel írható le. A vízszintesen x irányban mozgó egymás felett elcsúszó A felületű rétegek között fellépő erő:

$$F_s = \eta A \frac{\delta v}{\delta z},$$

ahol $\frac{\delta v}{\delta z}$ a mozgásra merőleges z irányban egységnyi hosszra eső sebességváltozás, η pedig az áramló közeg belső súrlódási együtthatója, vagy viszkozitása (5.2. ábra).



5.2. ábra: Viszkózus erő

A légköri mozgásokban a szilárd felületekkel érintkező levegőrészek sebességét zérusnak tekintjük. A felszínhez közeli rétegben tehát a levegő sebessége a magassággal növekedve éri el szabad légköri sebességét. A tapasztalat szerint ez a réteg, amelyben a súrlódási erő hatása erős, viszonylag keskeny. Így a légkör mozgásegyenleteinek felírásakor többnyire a súrlódási erőtől is eltekinthetünk.

A viszkozitás hatását azokban a tartományokban kell figyelembe venni, ahol az

$$\mathrm{Re} = \frac{ul\rho}{\eta},$$

Reynolds-szám 10^3 nagyságrendű, vagy az alatti. A Reynolds számban u a karakterisztikus sebesség, l a karakterisztikus méret, itt a felszín feletti magasság.

5.2.4. A forgó rendszerben fellépő tehetetlenségi erők

A tehetetlenségi erők általános leírásából adódik, hogy a Föld $\boldsymbol{\Omega}$ szögsebességgel forgó koordinátarendszerében két tehetetlenségi erőt, a centrifugális és a Coriolis-erőt kell figyelembe venni.

A Coriolis-erő

A Földhöz képest $\mathbf{v}_r$ sebességgel mozgó m tömegű testre ható Coriolis-erő az

$$\mathbf{F}_{Cor} = -2m\boldsymbol{\Omega}\times\mathbf{v}_r = 2m\mathbf{v}_r\times\boldsymbol{\Omega},$$

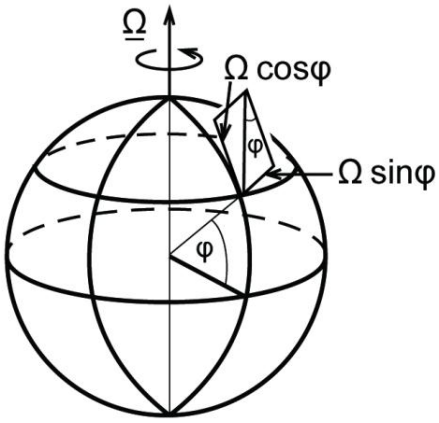
összefüggéssel adható meg. Az összefüggés mutatja, hogy a Coriolis-erő mindig merőleges a test sebességére, így fontos tulajdonsága, hogy munkát nem végez.

A légköri mozgásokban a mozgásegyenleteket egységnyi tömegű légelemre írjuk fel, ezért Coriolis-erőn, ismét csak kissé pongyolán, az

$$\mathbf{F}_{Cor} = -2\boldsymbol{\Omega}\times\mathbf{v}_r = 2\mathbf{v}_r\times\boldsymbol{\Omega}$$

„erőt” értjük.

További fontos egyszerűsítés, hogy a nagy skálájú légköri mozgások függőleges irányban gyorsulásmentesek és igen lassúak, ezért többnyire csak a horizontális mozgásegyenletek fontosak számunkra. Emiatt a Föld szögsebességét érdemes az adott földrajzi szélességnek megfelelő vertikális ($\Omega\sin\varphi$) és horizontális ($\Omega\cos\varphi$) összetevőre bontani. (5.3. ábra).



5.3. ábra: A Föld szögsebességének felbontása

A Coriolis-erőnek a sebesség horizontális komponensét változtató része a szögsebesség vertikális komponenséből adódik. Így, bevezetve az $f = 2\Omega \sin\varphi$ Coriolis-paramétert, a Coriolis-erő horizontális komponense az

$$\mathbf{F}_{Cor} = \mathbf{v}_h \times f\mathbf{k}$$

alakot ölti, ahol $\mathbf{v}_h$ a horizontális szélsebesség, $\mathbf{k}$ pedig az adott helyhez tartozó vertikális irányú egységvektor. A definíciós összefüggésből azonnal látható, hogy a Coriolis-erőnek ez a komponense a sarkokon a legnagyobb, és az Egyenlítő felé haladva a földrajzi szélességgel csökken, és az Egyenlítőn zérussá válik.

Ez az erő az északi féltekén az elmozduló légrészt jobbra, a déli féltekén balra téríti el. A későbbiekben megmutatjuk, hogy a Coriolis-erő alakítja ki a mérsékelt szélességek mozgásrendszereit, a ciklonok és az anticiklonok áramlási képét, illetve az izobárokkal párhuzamosan fújó geosztrofikus szelet.

A centrifugális erő

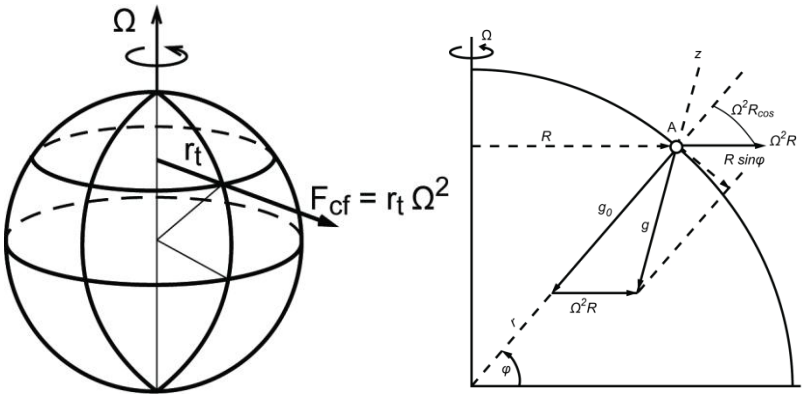
Az m tömegű testre ható centrifugális erő nagysága

$$\left|\mathbf{F}_{cf}\right| = mr_t\mathbf{\Omega}^2,$$

ahol r_t a mozgó pontnak a forgástengelytől mért távolsága, iránya pedig a tengelytől kifelé mutat – 5.4. ábra a). A Föld felszínén $\rho = R\cos\varphi$, a φ földrajzi szélesség függvényében változik. Azaz a centrifugális erő az Egyenlítőtől a sarkok felé csökken. A légköri egyenletek felírásakor ezt a erőt is az egységnyi tömegre vonatkoztatott értékével, azaz a centrifugális gyorsulással helyettesítjük.

5.2.5. A nehézségi erő és a gravitációs erő

A gravitációs erő és a centrifugális erő erdőjét nehézségi erőnek nevezzük. A forgó Földön lényegében ez az erő gyorsítja a szabadon eső testeket. A nehézségi erő pontos megértéséhez vizsgáljuk meg a Föld felszínén nyugvó testre ható erőket. Tegyük fel, hogy a Föld M tömegű, homogén tömegeloszlású, R sugarú gömb. A centrifugális és a gravitációs erő eredője ebben az esetben nem merőleges a Föld felszínére, van horizontális komponense is. A centrifugális erő azonban sokkal kisebb, mint a gravitációs erő, ezért a nehézségi erő iránya alig tér el gravitációs erőétől – 5.4. ábra b).



5.4. ábra: a) A centrifugális erő. b) A centrifugális, gravitációs és a nehézségi erő

A nehézségi erő nagyságát emiatt úgy közelíthetjük, hogy a gravitációs erő nagyságából kivonjuk a centrifugális erőnek a gravitációs erő irányába eső vetületét. Mivel mindkét erő tömegerő, érdemes csak az egységnyi tömegű testre ható erő értékét kifejezni, ami megegyezik a nehézségi gyorsulással. A formulában a gravitációs gyorsulás a sarkokon mért nehézségi gyorsulással is kifejezhető, így:

$$g(\varphi) \cong g_{90^o} - R\Omega^2 \cos^2\varphi = (983,2 - 3,4\cos^2\varphi)\ \frac{\text{cm}}{\text{s}^2},$$

ahol φ a földrajzi szélesség. Pontos mérések szerint a nehézségi gyorsulás a valóságban a

$$g(\varphi) \cong g_{90^o} - 5,2\cos^2\varphi\,\frac{\text{cm}}{\text{s}^2} = (983,2 - 5,2\cos^2\varphi)\,\frac{\text{cm}}{\text{s}^2},$$

függvény szerint változik a földrajzi szélességgel. A formulába a $3,4\frac{\text{cm}}{\text{s}^2}$ faktor helyett a Föld lapultsága miatt kerül $5,2\frac{\text{cm}}{\text{s}^2}$. A lapultság a Föld forgása miatt alakult ki, a centrifugális erő következtében a Föld az Egyenlítőnél „kihasasodott”. A Föld nem gömb alakú, lapultsága azonban csekély, egyenlítői sugara ($R_e = 6378\,\text{km}$) és sarki sugara ($R_p = 6357\,\text{km}$) alig tér el egymástól.

5.2.6. A Föld lapultságának következményei

A gömb alakú Földön a gravitációs erő a Föld középpontja felé mutat, a nehézségi gyorsulás azonban, mint már mondottuk, kissé eltér ettől az iránytól. A Föld lapultsága azonban éppen úgy alakult ki, hogy a felszín a nehézségi erő irányára merőleges legyen, hiszen egyébként a felszínen nyugvó testeket a nehézségi erő horizontális összetevője elmozgatná. Ez a hatás különösen a tengerek felszíne esetén nyilvánvaló, mert a folyadékokban nyugalmi állapotban nem keletkezhetnek nyíróerők. Adott helyen tehát a nehézségi erő iránya szabja meg a függőleges irányt. Ennek megfelelően az azonos helyzeti energiájú felületeket (ekvipotenciális felületek) a nehézségi erő irányra merőleges felületek jelölik ki. Amennyiben a Föld pontosan gömb alakú lenne, akkor az Egyenlítő környékén az óceánoknak a centrifugális erő következtében sokkal mélyebbeknek kellene lenniök, mint a sarkokon. Ez azonban nincs így, mert a vízhez hasonlóan a föld szilárd anyagú felszíne is a nehézségi erőre merőlegesen állt be.

A dinamikai számításokban horizontális síkon mindenütt a Föld adott helyen vett érintősíkját értjük, és a gravitációs gyorsulás helyett a nehézségi gyorsulással számolunk, azaz a centrifugális erőt és a gravitációs erőt összevontan kezeljük. Ugyanakkor azonban az ekvipotenciális felületeteket minden geometriai számításban gömbbel közelítjük. Így a számítások egyszerűek maradnak, és a kicsiny geometriai hiba árán nagy dinamikai nehézségeket okozó hatástól szabadulhatunk meg!

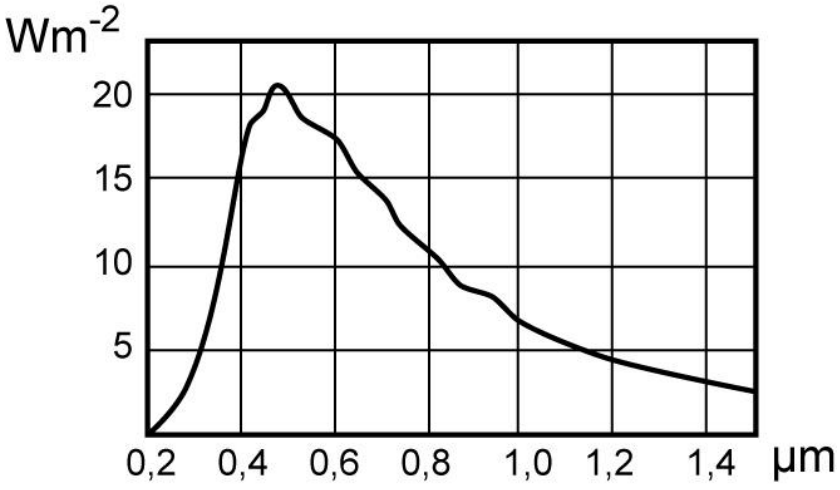
5.3. A Föld távolról nézve

A légkörben és a tengerekben ható erők természetének megismerése után érdemes nagy vonalakban áttekinten, a légkör és a tengerek globális viselkedését, keresni az átlagos viselkedés okait. A horizontális áramlásokat döntően megszabó hatás a nyomáseloszlás és a Coriolis-erő lesz. Annak kell tehát elsősorban utánajárnunk, hogy a földi nyomáseloszlás milyen hatások következtében alakul ki.

5.3.1. A Föld energiamérlege

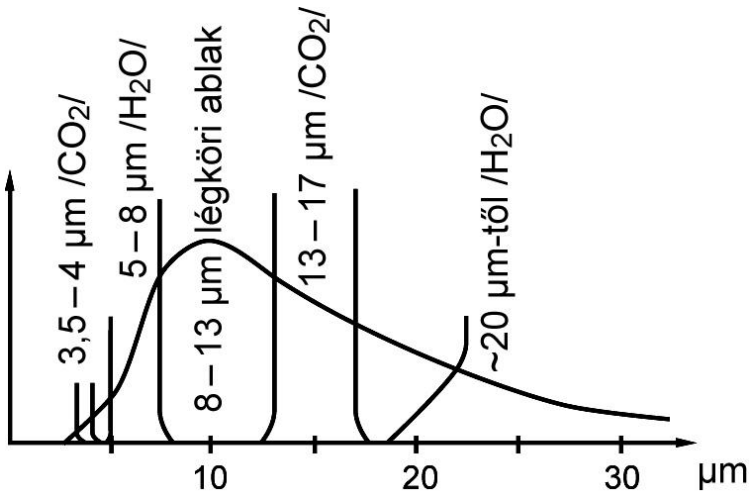
Földünk a Nap körül keringő bolygó, amelynek átlagos hőmérséklete 288 K körüli. Az, hogy a Föld hőmérséklete az 5900 K hőmérsékletű, Napból jövő sugárzás ellenére állandó, azt jelenti, hogy a Föld a Napból érkező energiát nem tárolja, hanem visszajuttatja az űrbe. Jogos a kérdés, hogy mi lesz a sorsa a Napból a légkör határára érkező $1{,}39\,\mathrm{kW/m^2}$ sugárzási energiának. Az összegező megállapításon túl, hogy a Föld a beérkező energiát részben visszaveri, részben kisugározza, és ez a dinamikus egyensúly alakítja ki a Föld átlagos hőmérsékletét, érdemes kissé részletesebben megvizsgálni, hogy a sugárzási egyensúly létrejöttében milyen szerepe van a légkörnek, a légköri víznek és a földfelszínnek.

A Nap és a Föld úgynevezett hőmérsékleti sugárzását különböző hullámhosszúságú sugárzás elegye alkotja, az egyes összetevők súlyát a hőmérséklet függvényében a Planck-görbe adja meg. Az 5.5. ábra a Nap 5900 K-es, az 5.6. ábra a Föld 288 K-es sugárzáseloszlási görbéjét mutatja.



5.5. ábra: A Nap sugárzását leíró Planck-görbe

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE



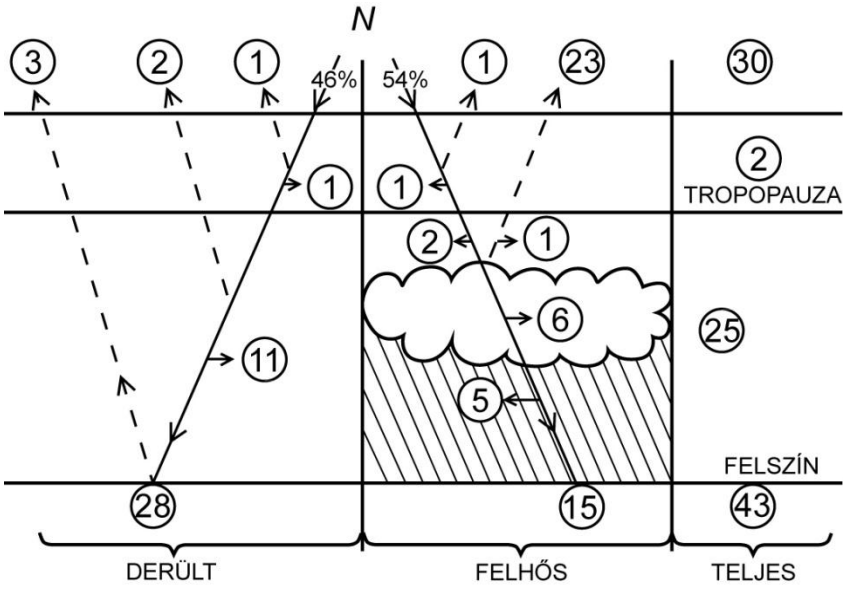
5.6. ábra: A Föld sugárzását leíró Planck-görbe

Az ábrákból látszik, hogy a Nap sugárzását döntően rövid-, a Földét hosszúhullámú összetevők alkotják. A két sugárzási tartomány gyakorlatilag nem fedi át egymást, hiszen a napsugárzás $2\,\mu m$ körüli hullámhosszakon már kevés összetevőt tartalmaz, a Föld kisugárzása pedig innen indul a nagyobb hullámhosszúságú összetevők felé. Ez lehetővé teszi, hogy a mérésekben elkülönítsük Nap rövidhullámú és a Föld hosszúhullámú sugárzását. (Az 5.6. ábra néhány olyan folyamatra is utal, amelyekkel most nem kívánunk foglalkozni. Mutatja, hogy a légköri gázok a Föld hőmérsékleti sugárzásából egyes hullámhossztartományokban erősen elnyelnek. Ez az úgynevezett üvegházhatás, amely a Föld átlagos hőmérsékletét mintegy $30\,^{\circ}C$-kal növeli.)

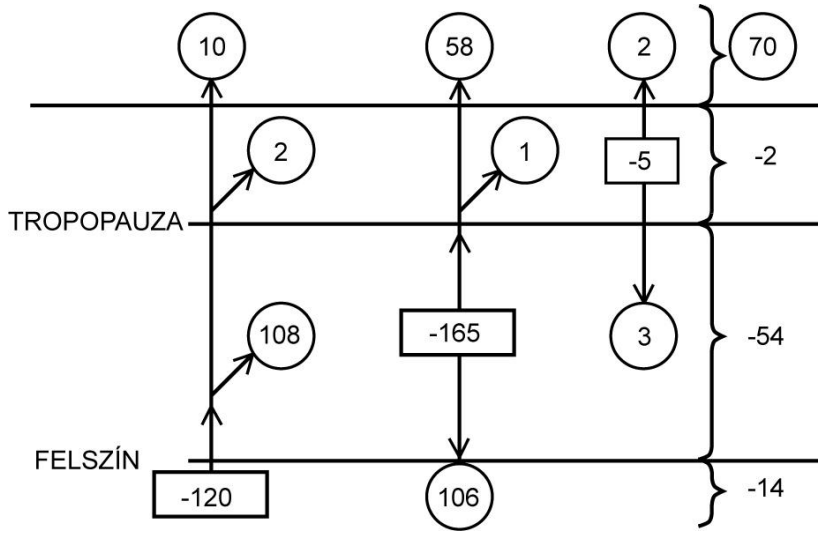
Távolról szemlélve a folyamatokat, és a Nap sugárözönében fürdő Földet a globális energiamérleg szempontjából figyelve, az mondhatjuk tehát, hogy a Föld a sugárzás egy részét elnyeli, más részét visszaveri a világűrbe. A elnyelt sugárzás energiája sem tárolódik, hanem a Föld hosszúhullámú sugárzása formájában visszajut az űrbe. Azaz a rövidhullámú napsugárzás egy részét a Föld hosszúhullámúvá alakítja.

A kétféle sugárzás bonyolult visszaverődési és elnyelődési folyamatok során alakítja ki a Föld egyensúlyi hőmérsékletét. A folyamatok összegezését a Nap rövidhullámú, valamint a Föld hosszúhullámú sugárzására az 5.7. és 5.8. ábra szemlélteti. (Az ábrák a Napból jövő energia százalékában mutatják a légkör derült és felhős részében, illetve a talajon elnyelt és visszavert – visszasugárzott – energiát. A százalékos értékek becslések eredményei.) Az energiaegyensúly értelmezéséhez kissé közelebbről kell szemügyre vennünk a Földet és légkörét. Az ábrákon leválasztottuk a Földről az időjárási jelenségek színhelyét, az úgynevezett troposzférát. A troposzféra mintegy 10 km vastagságú légréteg (a Föld tágabb értelemben vett sugara sugara 6390 km), amely a levegő nagy részét tartalmazza.

Az 5.7. ábra jobb oldali oszlopa mutatja az összegezett eredményt, azaz azt, hogy a Napból a Földre érkező energia 30%-a a légkör különböző elemeiről és a talajról közvetlenül visszaverődik és visszakerül az űrbe. A bejövő energia 70%-át a Föld és a légkör elnyeli, és hosszúhullámú hőmérsékleti sugárzássá alakítva sugározza vissza. A részletek az 5.8. ábráról olvashatók le. A hosszúhullámú kisugárzás egyenlegét ismét az ábra jobb oldali oszlopa összegezi. Megállapítható, hogy a kisugárzás döntő részéért (54%) a troposzféra felelős.



5.7. ábra: A Nap rövidhullámú sugárzásának elnyelődése és visszaverődése. (A számok a Napból érkező teljes sugárzás százalékában mutatják a sugárzáskomponenseket.)



5.8. ábra: A Föld hosszúhullámú sugárzásának elnyelődése. (A számok a Napból érkező teljes sugárzás százalékában mutatják a sugárzáskomponenseket.)

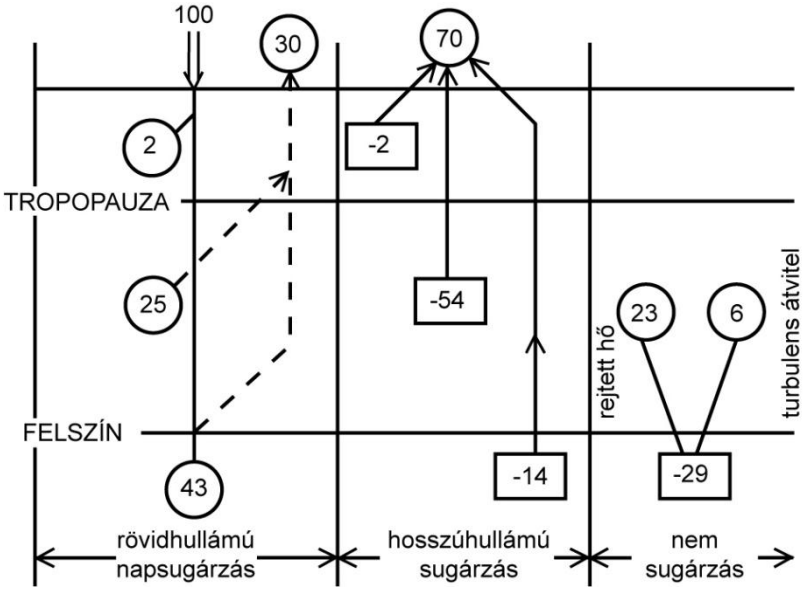
Kérdés, hogy van-e jelentősége ennek az átalakításnak azon a döntő megállapításon túl, hogy a Föld energetikailag dinamikus egyensúlyban van. A választ a termodinamika második főtételéből kaphatjuk meg. A tétel szerint az olyan rendszerekben, amelyekben spontán folyamatok mennek végbe, a rendezetlenségnek, és az azt mérő entrópiának növekednie kell. A földi élet keletkezése azonban ennek ellentmondani látszik, hiszen például az élő szervezetek keletkezése rendeződési folyamatot, entrópiacsökkenést jelent. Az ellentmondás éppen a sugárzó energiának a rövid hullámhosszúságú tartományból a hosszúhullámú felé való átalakításának figyelembevételével oldható fel. A rövidhullámú sugárzást nagy frekvenciájú, és így nagy energiájú fotonok alkotják, a visszasugárzott energiában a fotonok energiája sokkal kisebb, így a Föld sokkal több fotont bocsát ki, mint amennyit elnyel. A Napból érkező kevesebb foton rendezettebb állapotot képvisel, mint a Földről távozó sok foton, azaz a Napból kis entrópiájú sugárzás érkezik, és a Földről nagy

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

entrópiájú sugárzás távozik. A sugárzás entrópiájának növekedése lehetővé teszi, hogy a Földön rendeződési folyamatok történjenek.

Térjünk vissza most alapkérdésünkhöz, és vegyük szemügyre jobban a troposzférában zajló energetikai folyamatokat. Természetesen a troposzféra keskeny levegőrétege önmagában is termikus egyensúlyban van.

A sugárzási egyensúly arányait az 5.9. ábra szemlélteti. (A visszavert és elnyelt sugárzás mennyiségét most is a Napból érkező sugárzás százalékában fejeztük ki.)



5.9. ábra: A sugárzási mérleg

Az 5.9. ábra mutatja, hogy a bejutó energia nagyobbik részét a Föld felszíne nyeli el. Ugyanakkor a hosszú hullámhosszú kisugárzásért főként a troposzféra felelős. Hogyan tud a légkör több energiát kisugározni, mint amennyit elnyel? Ehhez a Föld felszínéről energiát kell átvinni a légkörbe! Az energiamérleg kialakításában, a felszín és a légkör közötti hőcsere biztosítására újabb szereplők, a légköri víz és a turbulens hőátvitel jelenik meg. Csodálatos, hogy légkör össztömegének átlagosan csak 0,25%-át képviselő víz az energiaháztartásban hogyan tud 23%-os szerepet játszani.

A magyarázatot egyrészt a víz gyors körfogása, másrészt nagy párolgáshője adja. A légkör teljes víztartalma kb. tíznaponként cserélődik, és 1 kg víz elpárologtatásához több, mint 2000 kJ energia szükséges. Így már érthető, hogy a rövidhullámú sugárzástól felmelegített Földről elpárolgó, majd a magasban újra lecsapódó víz valóban hatalmas mennyiségű energiát szállít a légkörbe.

A párolgás-lecsapódás (felhőképződés)-csapadékhullás körforgás hozza létre a gyönyörű és sokszor félelmetes zivatarfelhőket, és a víz körforgalma felelős a légkör elektromosságáért és a villámokért is.

5.3.2. A Föld tengelye dőlt

Térjünk vissza ismét az időjárás okainak tisztázásához. A Földet a napsugárzás egyenetlenül melegíti. Ez akkor is így lenne, ha a Föld tengelye merőlegesen állna az ekliptika (Földpálya) síkjára, azaz a napsugarak éppen az Egyenlítőn érkeznének merőlegesen a Földre. Észak és dél felé haladva a sugarak egyre laposabb szögben érnék a Föld

felszínét, azaz egyre kisebb energia esne egységnyi felületre. Ekkor az Egyenlítő környékén mindig nyár, a sarkok közelében mindig tél lenne.

A Föld tengelye azonban 23,5%-os szögben hajlik az ekliptika síkjához. Emiatt az északi félteke nyarán a Ráktérítőkörnyezetében, a délién pedig, a Baktérítőkörnyékén érkeznek a napsugarak merőlegesen a Földre. A Föld keringése miatt ily módon alakul ki az évszakok váltakozása.

A egyenetlenül melegedő Földön a sarkok közelében sűrűbb hideg, az Egyenlítő környékén kisebb sűrűségű meleg levegő halmozódik fel.

5.4. Az általános légkörzés

A napsugárzás egyenetlen eloszlása, a földtengely ferdesége és a Föld forgása, mint láttuk, bonyolult hőmérsékleti viszonyokat teremt. Az általános légkörzés alapvetően az egyenetlen felmelegedés kiegyenlítésére induló áramlások miatt jön létre. Ezeket az áramlásokat a Föld forgása miatt fellépő Coriolis-erő eltéríti. Tovább bonyolítja a képet, hogy bár az áramlások nagy átlagban mindig ugyanúgy mennek végbe, mind időben, mind helyileg nagy ingadozások is felléphetnek bennük.

Az áramlások megértéséhez ideális, csak egy-egy fontos hatást figyelembevevő áramlási képeket képzelhetünk el, majd ezeket egymásra „szuperponálva” megérthetjük a földi légkörzés átlagos viselkedését.

Amennyiben az álló Földet a Nap az Egyenlítő síkjában naponta körbejárná (ahogyan ezt az Ókorban képzelték), akkor a sugárzás a levegőt az Egyenlítőtől a sarkokig egyenetlenül melegítené fel. Az Egyenlítőn felmelegedő levegő felszállna, helyére a talajon hideg levegő áramlana, a meleg levegő pedig a magasban a sarkok felé áramlana, ahol kihűlve lefelé mozogna. Mindkét féltekén kialakulna tehát egy-egy légkörzés, amely a hőmérséklet kiegyenlítődését szolgálná.

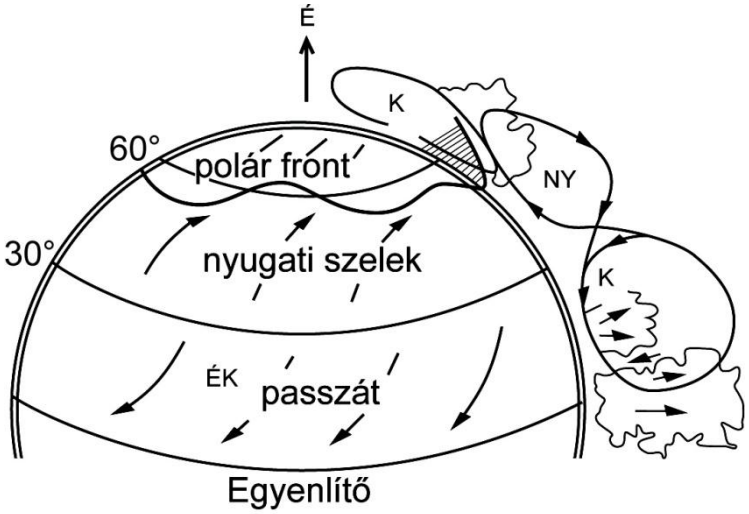
Ha a Föld forogna, de a Nap nem melegítené a légkört, akkor a levegő hamarosan felvenné az adott helyen a forgásnak megfelelő sebességet, és együtt mozogna a Földdel, azaz a Földhöz képest nem jönnének létre áramlások.

A valóságban a két hatás együtt működik, megtetézve azzal, hogy a Föld tengelye nem merőleges az ekliptika síkjára. Ez utóbbi hatás okozza – mint már említettük – az évszakok változását.

A tényleges áramlási kép nagyon eltérhet az átlagos áramlási képtől. Jól mutatja ezt a csernobili robbanáskor a légkörbe kerülő 137Cs aktivitás útját az eltelt idő függvényében követő animáció. (Bővebben lásd 265. oldal).

5.4.1. Az általános légkörzés cellás szerkezete

A földi légkörzés a tapasztalat szerint nem az előző gondolatmenet alapján természetesen adódó egyetlen cellából áll. Az áramlások nagy vonalakban történő áttekintéséhez érdemes olyan ideális képet vizsgálni, amelyben a földfelszínt ugyanaz a homogén közeg (például víz) borítja. Bár a kontinensek erőteljesen befolyásolják a kialakuló áramlási képet, fontosabb tulajdonságaiban az egyszerűbb, és könnyebben értelmezhető elképzelés is helyesen tükrözi a rendszer tulajdonságait.



5.10. ábra: A nagy földi légkörzés sematikus képe

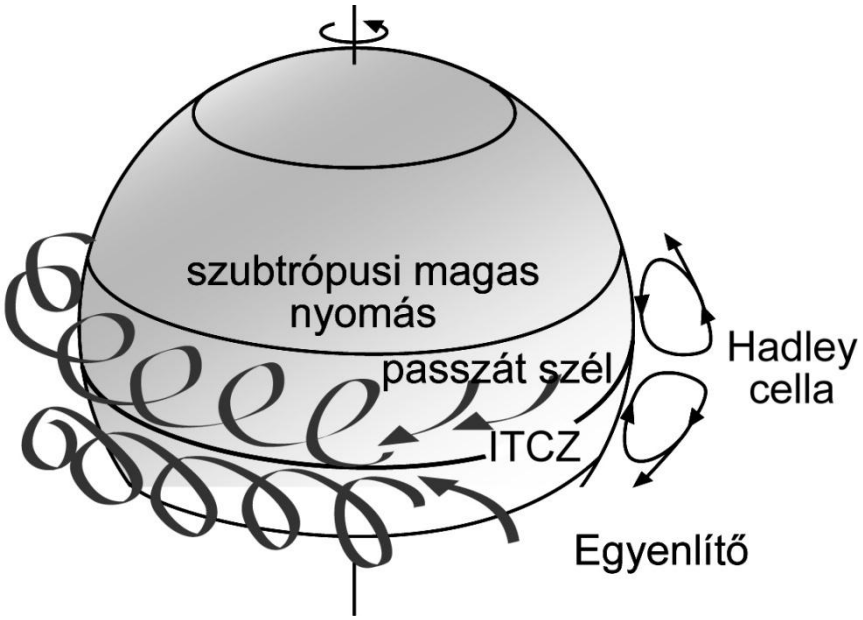
Az 5.10. ábra sematikusan ábrázolja a nagy földi légkörzés legfontosabb jellegzetességeit. Az ábra szélén a levegő mozgásának vertikális vetülete mutatja, hogy a globális légkörzés három cellára bontható. A nagyjából az Egyenlítő és a térítőkörök között elhelyezkedő Hadley-cellában a levegő a talaj közelében a sarkok felől az Egyenlítő a felé (az északi féltekén északról délre) mozog. A térítőkörök és a sarkkörök közötti Ferrel-cellában az áramlás a talajon az Egyenlítő felől (az északi féltekén délről északra) a sarkok felé irányul, míg a sarkkörön túl elhelyezkedő poláris cellában a talaj szintjén a mozgás ismét az Egyenlítő felé mutat.

További jellegzetessége a földi légkörzésnek, hogy a sarkkörök táján a hideg és meleg levegőnek viszonylag éles határa van Ezt a határt polárfrontnak nevezzük. A polárfront a tapasztalat szerint állandó hullámzó mozgásban van, és a róla leszakadó örvények felszabdalják a Ferrel-cellának a sematikus képen látható egyszerű légkörzését.

A Hadley-cella

Az Egyenlítő mentén felmelegedő levegő alsó rétegeiben alacsony légnyomás alakul ki, az oda áramló meleg levegő felszáll, és a troposzféra felső részén a sarkok felé mozog. Az áramlás azonban nem jut el a pólusokig, hanem már a szubtrópusi szélességeken leszálló légmozgás keletkezik. A Föld gömb alakját követő áramlás ugyanis a hosszúsági körök mentén haladva konvergál. Emiatt mind a déli, mind az északi félteke 30°-os szélességi köre táján a magasban felhalmozódó levegő a talajon magas nyomást (szubtrópusi magas nyomás) hoz létre, amely miatt az Egyenlítő felé fújó szél keletkezik. Az Egyenlítő felé áramló levegő pótlását a magasból lefelé áramló levegő biztosítja. Az Egyenlítő felé fújó szelet a Coriolis-erő az északi féltekén jobbra, a délin balra téríti, ezért a szubtrópusok és az Egyenlítő között az északi féltekén északkeleti, a délin délkeleti szelek fújnak. Őket nevezzük passzátszélnek, illetve angol nyelven *„trade wind”*-nek. (A *trade* szónak semmi köze sincsen a kereskedelemhez, itt a szél állandósult irányára utal.) A két félteke összeáramló passzátszele hozza létre az Egyenlítő mentén az „Intertropikus összeáramlási zónát” (*InterTropic Convergence Zone*, röviden ITCZ). Ebben a zónában a legmagasabb a hőmérséklet, és igen gyakori a hosszú szélcsendes időszak, melyet a depresszióra utaló angol kifejezéssel *„doldrum”*-nak neveznek.

A passzátszelek az egyenlítői feláramlással, a magasban a szubtrópusok felé mozgó áramlással és a szubtrópusi levegő lefelé mozgó áramával kiegészítve önálló légkörzést alkotnak, amelyet Hadley-cellának nevezünk. A cella George Hadleyről (1685–1768) kapta a nevét, aki, már Coriolis előtt felismerte, hogy a passzátszél iránya a Föld forgásának következménye. A Hadley-cella 5.10. ábrájának szélén látható légkörzést az áramló levegő részecskéi nem futják be, mert a Coriolis-erő eltérítő hatása miatt mind a magasban, mind a talaj közelében kimozdulnak az észak-déli egyenesből, és pályájuk spirálissá válik (5.11. ábra).



5.11. ábra: A Hadley-cellában mozgó levegőrészek pályája

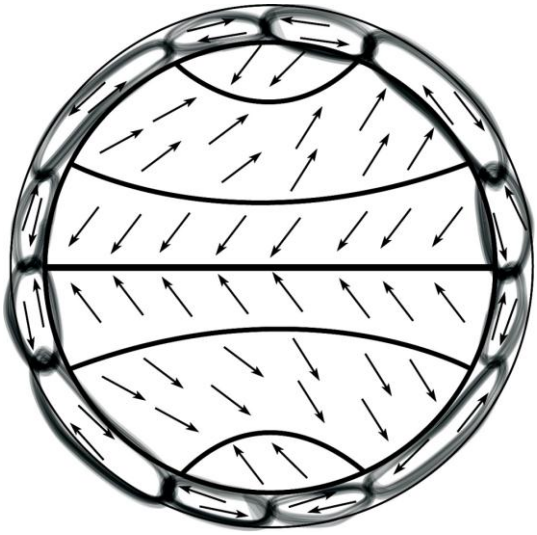
Az áramlási kép világosan mutatja, hogy a Hadley-cella hőt szállít a trópusok felől a magasabb szélességek felé.

A poláris és a Ferrel-cella

A szubtrópusi magas nyomású zónához hasonlóan a sarkokon leszálló nagyon hideg levegő is magas nyomást hoz létre. A talaj közelében mind a szubtrópusi, mind a sarki magas nyomás felől áramlás indul. A két áramlás nagyjából a sarkkör táján találkozik, és felszálló légáramlást hoz létre. A magasban ez az áramlás két részre válik, egyik része a pólus felé halad, és bekapcsolódik az ottani leszálló légáramlásba, a másik rész az Egyenlítő felé mozog, és a szubtrópusokon leszálló légáramlással egyesülve erősíti a magas nyomás kialakulását. A sarki légkörzést poláris cellának, a két cella között létrejövő fordított körüljárású légkörzést Ferrel-cellának nevezzük.

Természetesen a Coriolis-erő ezekben a cellákban is eltéríti a légáramlások észak-déli ágát, emiatt a talajon a térítőkörök és a sarkkör között a szélirány mindkét féltekén nyugatias lesz. A poláris cellákban pedig a talajon keleties az uralkodó szélirány. Ezekben a cellákban a Coriolis-erő hatása sokkal dominánsabb, mint a Hadley-cellában, hiszen a $f = 2\Omega \sin\varphi$ Coriolis-paraméter a szélesség növekedésével nő. A három cella sematikus képét talán Ferrel eredeti ábrája (5.12.) mutatja legkifejezőbben.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

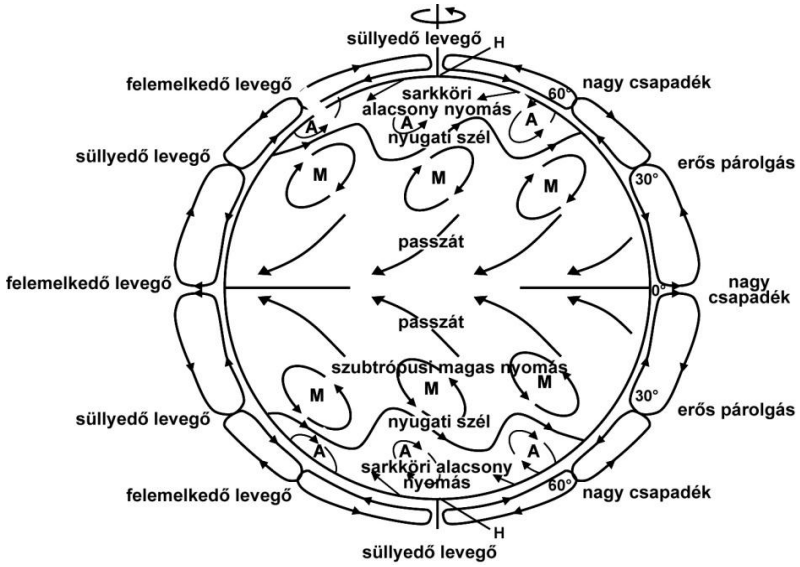


5.12. ábra: Az általános légkörzés Ferrel szerint

A cellák találkozásánál (a 30. és a 60. szélességi kör környékén) a magasban a tropopauza közelében éles hőmérséklet-különbség alakul ki, és ennek, valamint a Coriolis-erőnek következtében nagy sebességű nyugatias futó áramlások, úgynevezett *„jet stream”*-ek keletkeznek. A szubtrópusi futó áramlás helyzete jó közelítéssel állandó, a poláris cellát határoló polárfront futó áramlása azonban szabálytalanul változtatja helyét, és időnként meg is szűnik. Ennek ellenére ebben az áramlásban mérhetők a legnagyobb (télen akár 450 km/ó) erősségű szelek.

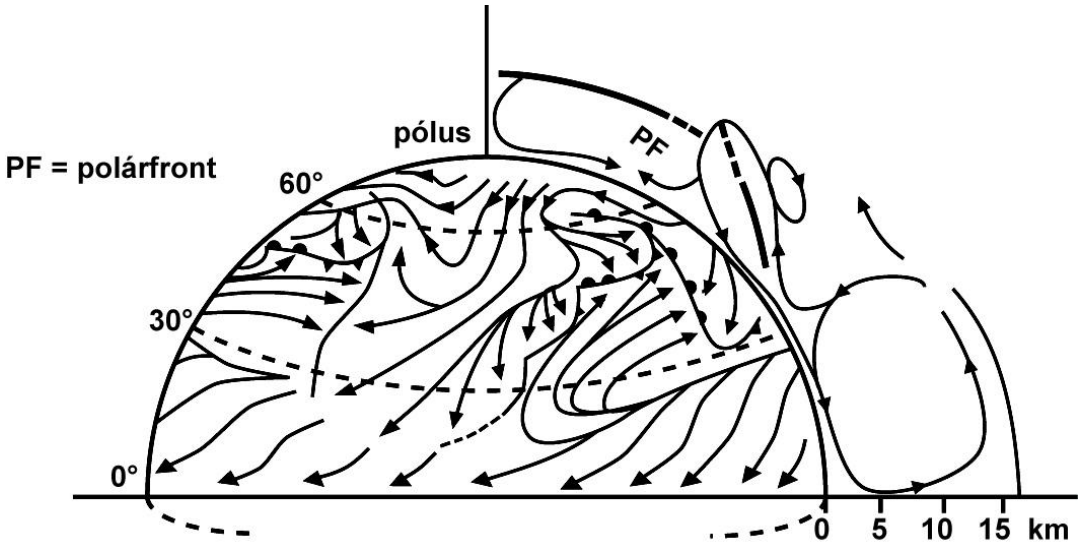
5.4.2. A Rossby-modell

Az általános légkörzés fenti modellje azonban a tapasztalat szerint sok kívánni valót hagy maga után. A Hadley és a poláris cella között a Ferrel-cella sokszor feltöredezik, és áramlási képében önálló nagy örvények, ciklonok és anticiklonok jelennek meg. A pontosabb elképzelés kulcsa a poláris és Ferrel-cella határán megjelenő, hullámzó, és helyét erősen változtató, mégis a hideg és meleg levegő között éles határvonalat képező polárfront szerepének figyelembevétele.



5.13. ábra: A nagy földi légkörzés

Rossby megállapította, hogy a sarkvidéki meleg és hideg levegő határán létrejövő polárfront a 40. és a 60. szélességi kör között hullámzik, és az egész Földet körbeéri. A hullámzó polárfront kitüremlései megnövekedhetnek, és a frontról lefűződve, zárt örvények ciklonok és anticiklonok formájában, leszakadhatnak. A ciklonok ott keletkeznek, ahol a meleg levegő észak felé nyúlik. A meleg levegőben a nyomás alacsonyabb, így a ciklonok alacsony nyomású képződmények, amelyekben a dél felé nyúló hideg levegő gyorsabban mozog, mint a meleg. A frontvonalról véletlenszerűen leszakadó ciklonok azután nyugatról keletre haladnak, forgásirányuk az északi féltekén az óramutató járásával ellentétes, a déli féltekén azonos irányú. (Az 5.13. ábra és 5.14. ábra sematikusan ezt a ma elfogadott általános áramlási képet mutatja.) Az anticiklonokban az északi féltekén a forgás iránya az óramutató járásával megegyező.



5.14. ábra: A Rossby-modell sémája

A mérsékelt öv, így hazánk napi időjárását, az előre nehezen jósolható változékonyságot lényegében a törvényszerűen keletkező, úgynevezett mérsékelt égövi ciklonok hozzák létre. Az örvények leszakadása a Föld egyenetlen melegedése és forgása miatt törvényszerűen be kell, hogy következzék, az örvények keletkezésének azonban sem helye, sem ideje nem jósolható hosszú időtartamra előre.

5.5. A tengerek áramlásai

Az óceánok vize a légkörhöz hasonlóan folytonos mozgásban van. A hatalmas óceáni vízkörzések mellett az óceánokban is megtalálhatóak a legkülönbözőbb méretű nagy, közepes és egészen kicsiny örvények. Ezt a széles skálájú mozgást a légköri mozgásrendszerhez hasonlóan a Földet egyenetlenül melegítő napsugárzás energiája tartja fenn, és részleteiben a Föld forgásából származó Coriolis-erő, valamint a szárazföldek korlátozó hatása alakítja ki.

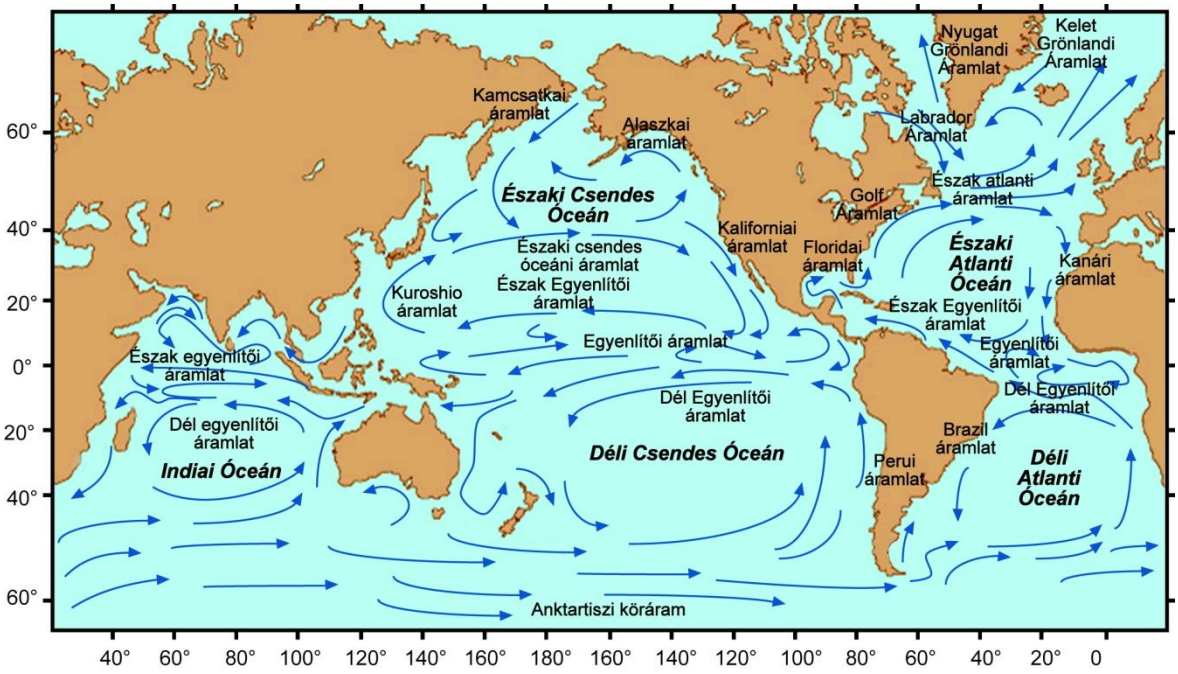
A tengerek mozgását a Coriolis-erő mellett két dinamikai hatás alakítja, az egyik a felszín felett fújó szél, ami a tenger vékony felszíni rétegével súrlódva összekapcsolja a nagy légköri mozgásrendszert a tengeráramlásokkal, a másik a tengervíz sűrűségének változásából adódó felhajtóerő. A tengervíz sűrűségét a hőmérséklete mellett sótartalma határozza meg. Ha a tenger felszínén a víz sűrűbbé válik, mint a mélyebb rétegekben, akkor a rétegződés instabillá válik, és a felszíni nagyobb sűrűségű víz lesüllyed.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

A szél a tengermozgás horizontális sebességeloszlását, a sűrűségeloszlás pedig a vertikális átkeveredést határozza meg. Az utóbbi hatására kialakuló áramlást szokás termohalin cirkulációnak is nevezni.

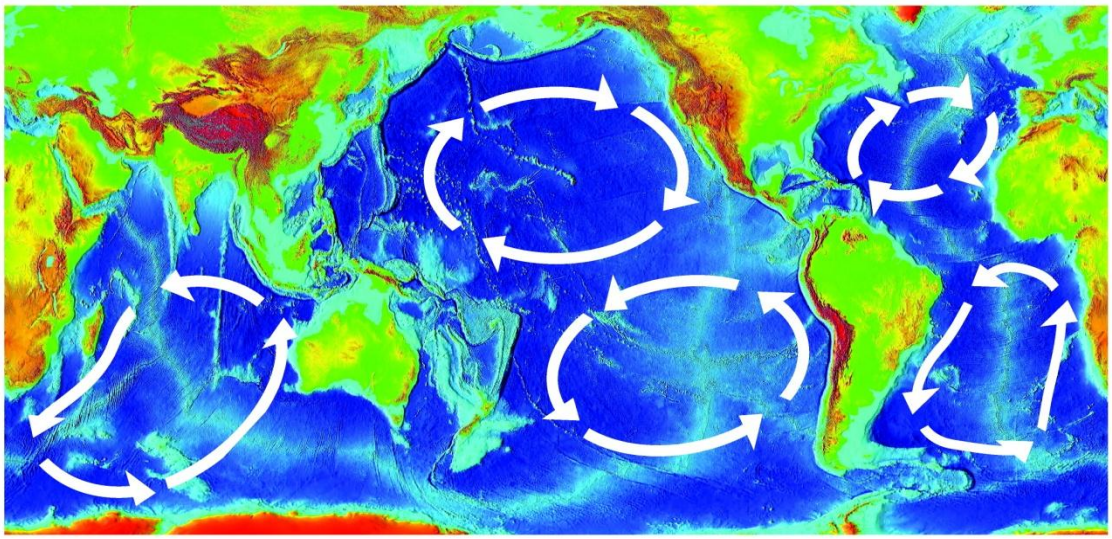
A tengerek mozgása természetesen a szél, a termohalin ciklus és a Coriolis-erő együttes hatására alakul ki. A következőkben a tengeráramlásokat nem kívánjuk részleteiben tárgyalni, hanem csak a legfontosabb dinamikai hatások érzékeltetésére törekszünk. Ezért az egyszerűség kedvéért a szél hatását és a sűrűségkülönbség miatt kialakuló mélységi áramlásokat egymástól elválasztva tárgyaljuk.

5.5.1. *A szélfútta tengeráramlások*



5.15. ábra: A tengeráramlások áttekintő képe az északi félteke nyarára vonatkozóan

Az 5.15. ábra az északi félteke nyarára átlagolt tengeráramlási képet mutatja. Látszik, hogy a légkörhöz hasonlóan a felszíni tengeráramlások is az egyenetlen melegedés kiegyenlítésére indulnak meg, azonban a szárazföldek és a Coriolis-erő eltérítő hatása módosítja az áramlási képet. „Madártávlatból nézve” jól érzékelhető a hasonlóság a globális légköri áramlás és a tengeráramlás között. Adott áramlási részletet, például a Golf-áramlást vizsgálva, ez a hasonlóság már nem olyan szembeötlő. Még inkább különbözőek a képek, ha adott pillanatban vizsgáljuk adott helyen a szél- és tengermozgás sebességét. Ennek oka az, hogy a tengeráramlásokat nem képzelhetjük a tengeren belül állandósult nagy folyóknak, még az olyan stabil képződmények is, mint a Golf-áramlás, folytonosan változtatják helyüket, hosszabb időre stabilizálódó, majd megszűnő meandereket alkotnak, és örvények, örvénysorok szakadnak le róluk. Pusztán a sebességkép alapján nem egyszerű megérteni, hogy a szél hogyan alakítja a felszíni tengeráramlásokat.



5.16. ábra: Az öt nagy anticiklonális köráram

Összességében azonban az átlagolt áramlási képen jól felismerhető az öt nagy tengeri köráramlás (gyre); az Észak- és Dél-Atlanti-, az Észak- és Dél-Csendes-óceáni-, valamint az Indiai-óceáni-köráramlás (5.16. ábra). Ezeknek az áramlásoknak jól felismerhető sajátossága, hogy anticiklonálisak, hiszen az északi áramlások az északi medencék áramlásai az északi féltekére, a déli medencéké pedig a déli féltekére esnek, és az áramlások jól követik az Egyenlítő környéki keleti passzát- és a mérsékelt övek nyugati szelének irányát.

A sarkok felé még néhány további jellegzetes áramlás is kialakul. A sarkköri alacsony nyomású zónában mind az Észak-Atlanti-, mind az Észak-Csendes-óceánban ciklonális köráramlás található, a déli féltekén pedig az Antarktisz körül cirkumpoláris áramlás alakult ki.

5.5.2. *A szél és a tengerfelszín kölcsönhatása*

A tengerfelszín felett fújó szél egyrészt áramlásba hozza a vizet, másrészt hullámokat kelt a felszínen. Nyilvánvaló, hogy minél nagyobb a szél sebessége, annál nagyobb a létrehozott áramlás sebessége. A tengerfelszínnel súrlódó szél által létrehozott súrlódás jellegű nyírófeszültséget szélsúrlódásnak nevezzük. A súrlódási feszültség a vízfelszínre a szél irányában hat, nagysága pedig a

$$\tau = cv^2$$

tapasztalati összefüggéssel adható meg, ahol v a szélsebesség, c pedig a légköri körülményektől függő állandó. Értéke a szélsebességgel növekszik. Durva szabályként elfogadható, hogy a $10\,m$ magasságban fújó $10\frac{m}{s}$ sebességű szél jó közelítéssel $0,2\frac{N}{m^2}$ nyírófeszültséget gyakorol a tenger felszínére, amiből $c = 2\cdot 10^{-3}\frac{Ns^2}{m^4}$. Ez az érték általában más szélsebességeknél is jól használható a nyírófeszültség meghatározására. További tapasztalati tény, hogy a szél hatására keletkező tengeráramlás sebessége nagyjából 0,03-szorosa a szél sebességének.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

A víz felületén ható nyíróerő a folyadék mélyebb rétegeit is mozgásba hozza, a folyadékrétegek közötti erőhatást viszkózus erők közvetítik. Lamináris áramlásban az úgynevezett molekuláris viszkozitást kell figyelembe venni. A tengerek áramlása azonban nem lamináris, hanem örvényes, ami hatékonyabb átkeveredést biztosít. Az így keletkező viszkózus erőt örvényes, vagy turbulens viszkozitásnak nevezzük. Amennyiben nem lenne turbulens viszkozitás, akkor a felszíni szél hatását már $2\,m$ mélyen sem lehetne észlelni. Mindazonáltal az, hogy a felszíni nyírás milyen mélyre hatol a tengerbe, erősen függ a felszínközeli réteg átkeveredettségétől, azaz attól, hogy a tenger felszíni rétege mennyire homogén. Homogén rétegben, amelynek sűrűsége csak csekély mértékben változik a mélységgel, a turbulens viszkozitás hatása könnyen érvényesül. Amennyiben a folyadék rétegezett, azaz sűrűsége erősen változik a mélységgel, a viszkózus erők jóval kevésbé képesek a felszíni nyíróerők közvetítésére. Amennyiben a termoklin nagyon erős hőmérsékleti ugrással kezdődő réteg, akkor a felszíni nyírás szinte egyáltalán nem hozza mozgásba ezt a réteget, a szél hatása a keskeny felszíni rétegre korlátozódik, amely a szél hatására elsiklik az alatta lévő vízrétegen.

Érdekes következménye ennek például a hajókra ható ellenállás hirtelen megnövekedése a merülési mélységgel. A sekély merülésű hajók a termoklin réteg felett könnyen mozognak, a mély járásúak azonban bemerülnek a termoklin alatti rétegbe is, és a rájuk ható közegellenállási erő megnövekszik.

5.5.3. Az Ekman-spirál

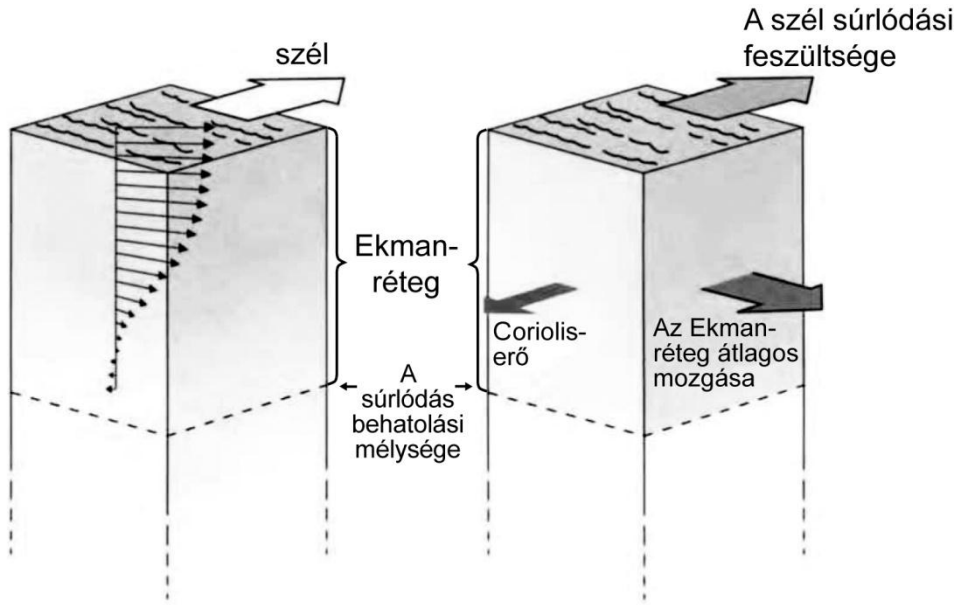
Amikor a nyugvó vízfelszín felett elkezd fújni a szél, akkor a meginduló vízáram először gyorsulni kezd, majd eléri stacionárius sebességét. Az állandósult áramlás azonban meglepő tulajdonságokat mutat.

1890-ben Nansen norvég sarkkutató hajója belefagyott a sarki jégbe, és több, mint egy éven át sodródott vele. Nansen azt tapasztalta, hogy a szél hajtotta áramlás nem a szél irányába mutat, hanem attól jobbra mintegy 20–40°-kal eltér.

A meglepő tapasztalat magyarázatát Ekman svéd oceanológus adta meg. Az egyszerűség kedvéért feltételezte, hogy az óceán minden irányban végtelen kiterjedésű, homogén sűrűségű vízszintes felületű víztömeg, amely felett állandó sebességű szél fúj, azaz a nyomás bármely mélységben állandó. Azt vizsgálta, hogy a szél által a felszínre kifejtett nyírási erő, a folyadék rétegei között ébredő viszkózus erő és a Coriolis-erő hatására hogyan alakulhat ki az óceán minden rétegében állandósult sebességű (stacionárius) áramlás. Azt vette figyelembe, hogy stacionárius áramlás esetén az óceán minden rétegében zérusnak kell lennie az erők eredőjének. A felületi rétegre a széltől kifejtett erő a szél irányába mutat, az állandósult áramlás iránya azonban nem egyezhet meg a szél irányával, hiszen ebben az esetben a felszíni rétegre az alatta lévő réteg a szélsebességgel ellentétes irányú erőt fejtene ki, és ekkor a sebesség irányára merőleges Coriolis-erő hatását nem egyensúlyozná semmi. Az áramlás iránya tehát eltér a szél irányától, és ebben az esetben a felszín alatti réteg által gyakorolt viszkózus erő egyensúlyt tarthat mind a szélnyírási feszültséggel, mind a Coriolis-erővel. Bontsuk a tengert gondolatban nagyszámú vékony, vízszintes rétegre. A rétegek mindegyikére elmondható, hogy a felette lévő réteg az ottani sebesség irányába húzza, az alatta lévő rétegnek pedig olyan irányba kell áramlania, hogy a viszkózus erő egyensúlyt tarthasson a felső réteg által kifejtett erővel és a Coriolis-erővel. Emiatt az áramlás sebessége az északi féltekén a mélységgel folyamatosan jobbra, a délin pedig balra fordul.

A mennyiségi viszonyokat is figyelembe véve Ekman megállapította, hogy a sebesség a mélységgel exponenciálisan csökken, valamint hogy az idealizált, (végtelen nagy és mindig vízszintes felületű) óceán felszínén az áramlás sebessége 45°-os szöget zár be a szél irányával. Az egyes vízrétegek sebességvektorainak végpontja, mint azt az 5.17. ábra mutatja, spirális vonalon helyezkedik el. Ezt nevezzük Ekman-spirálnak. A sebesség nagyságának exponenciális csökkenése miatt a felszíni mozgás behatolása a tengerbe bizonyos mélység után már elhanyagolható. Ezt a mélységet önkényesen azzal a mélységgel szokás azonosítani, ahol a spirálisan elforduló sebességvektor iránya éppen ellentétes a felszíni áramlási iránnyal. A szél által mozgásba hozott áramlási réteg az Ekman-réteg.

Amennyiben az Ekman-réteget nem bontjuk további rétegekre, hanem egyetlen mozgásegyenletet írunk fel rá, akkor megállapíthatjuk, hogy stacionárius áramlás esetén a szélnyírási feszültségnek kell egyensúlyt tartani a Coriolis-erővel. Ez csak abban az esetben lehetséges, ha az áramlás iránya merőleges a szélnyírási erőre. Az Ekman-réteg tömegközéppontja tehát éppen a felszíni szélsebességre merőlegesen mozog.



5.17. ábra: Az Ekman-spirál és az átlagos áramlás

Ekman meghatározta a felszíni áramlás v_0 sebességét is:

$$v_0 = \frac{\tau}{\rho\sqrt{Af}},$$

ahol τ a szélnyírási feszültség, f a Coriolis-paraméter, A pedig a turbulens viszkozitási paraméter.

Az eredmény idealizált viszonyokra jellemző, a valóságban a tengeráramlások nem pontosan követik Ekman levezetésének eredményeit. A felszíni áramlás például többnyire kisebb szöggel tér el a széliránytól, mint az Ekman által megjósolt 45^o. Ez lehet a szárazföldek közelségének, vagy annak a következménye, hogy a tenger nem elég mély a teljes spirál kifejlődéséhez, és a tengerfenéken fellépő súrlódás befolyása sem hanyagolható el.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

Mindenképpen igaz azonban, hogy a tengeráramlás iránya az északi féltekén jobbra tér el a széliránytól, valamint hogy az Ekman-réteg átlagos, a tömegközépponthoz köthető mozgása jó közelítéssel merőleges a széliányra.

Ekman az átlagos sebességre a

$$\bar{v} = \frac{\tau}{D\rho f}$$

becslést adta, ahol D az Ekman-réteg vastagsága, a többi szimbólum jelentése a szokásos. Ennek alapján kiszámítható az Ekman-transzport is, amely a széliányra merőlegesen egységnyi idő alatt szállított anyagmennyiséget jelenti. Az Ekman-transzport fontos részét képezi az uralkodó széliránynak megfelelő óceáni vízkörzés fenntartásának.

5.5.4. A tehetetlenségi áramlás

Érdemes röviden átgondolni, hogy mi történik a stacionárius tengeráramlással, ha a szél hirtelen megszűnik. Ebben az esetben a mozgó víztömegre lényegében egyetlen erő, a Coriolis-erő hat, ami az áramlás sebességét eredeti irányától tovább téríti jobb felé (az északi féltekén). Mivel az erő mindig merőleges a sebesség irányára, ideális esetben, ha sebesség nagysága egyéb tényezők miatt valóban nem csökkenne, akkor egyenletes körmozgás jönne létre. A centripetális erőt ebben az esetben a Coriolis-erő szolgáltatja, azaz:

$$\frac{v^2}{R} = fv,$$

ahol R létrejövő körpálya sugara. Ezt az áramlást tehetetlenségi áramlásnak nevezzük, mert a szél által létrehozott áramlás a szél megszűnése után tehetetlenségénél fogva mozog tovább. A tehetetlenségi áramlás periódusideje:

$$T = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi}{f}$$

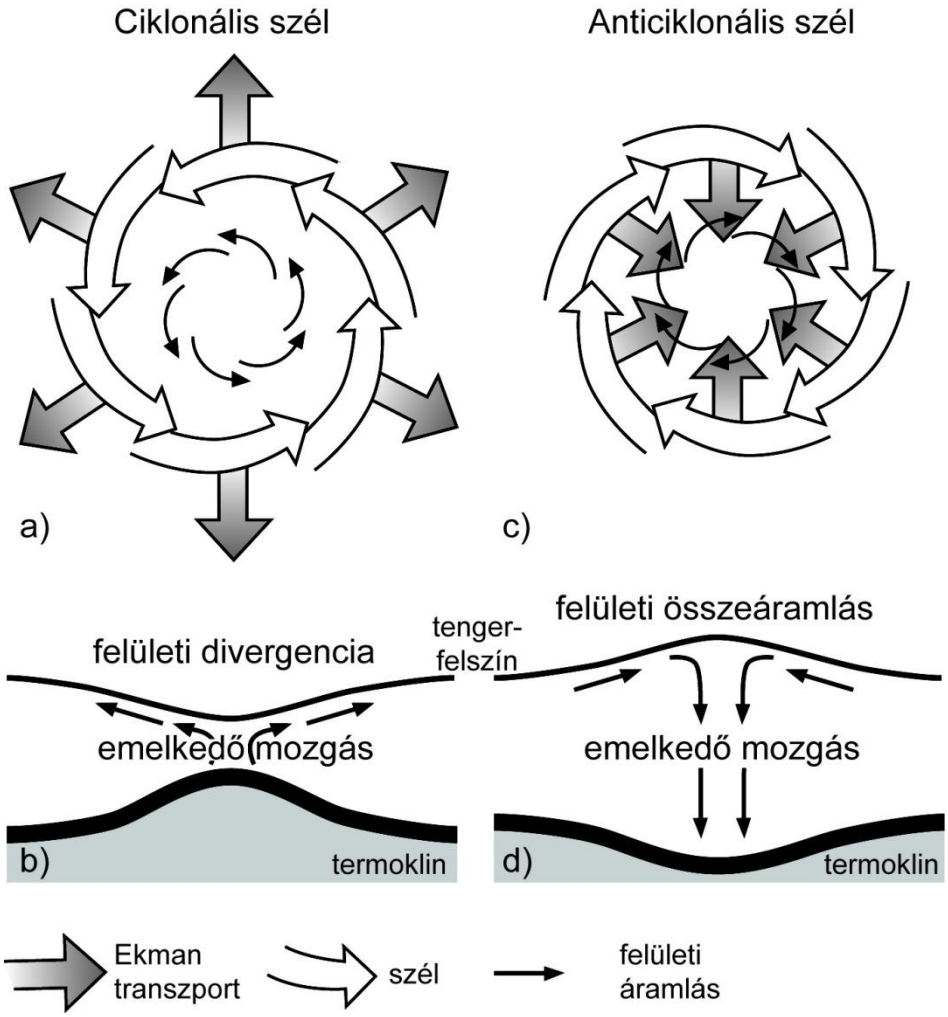
a szélességi körtől függ, és az adott szélességi körön megegyezik a Foucault-inga lengésidejével. A tehetetlenségi áramlások viszonylag ritkán figyelhetők meg, és általában néhány periódus után elhalnak.

5.5.5. A ciklonális és anticiklonális áramlás hatása a tengermozgásra

Az előzőekben az egyenletesen adott irányba fújó szél tengermozgásra gyakorolt hatását vizsgáltuk. A tapasztalat szerint a légkörben az alacsony nyomású területek körül az óramutató járásával ellentétes irányú, ciklonális áramlások, a magas nyomású területek körül pedig az óramutató járásával megegyező irányú, anticiklonális áramlások alakulnak ki. A ciklonális áramlás a felszínen összeáramlással (konvergencia), az anticiklonális szétáramlással (divergencia) jár. (A légköri ciklonok és anticiklonok részletesebb vizsgálatára az **Hiba! A hivatkozási forrás nem található.** alfejezetben még visszatérünk.) A szélnyírás hatására létrejövő tengeráramlás magyarázatához ezekben az esetekben is döntően az Ekman által használt gondolatmenetet használjuk, azonban figyelembe kell vennünk, hogy a körmozgást végző levegő hatására kialakuló szélnyírási feszültség hatására a tengervíz nemcsak vízszintes, hanem függőleges mozgást is végez, és a stacionárius állapot kialakulása után a vízfelszín nem marad vízszintes.

Ciklonális mozgás esetén az Ekman-féle gondolatmenet alapján megállapíthatjuk, hogy az érintő irányú szélsebességből eredő szélnyírási feszültség miatt a felszínen a szélsebességtől kifelé forduló áramlás keletkezik, az Ekman-rétegben pedig az átlagsebesség radiálisan kifelé mutat. A szétáramlás miatt az alacsony nyomású terület alatt a vízfelszínen bemélyedés keletkezik, és a szétáramló víz pótlására a mélyből feláramlás indul. Emiatt a termoklin határ felemelkedik. A befelé dőlő vízfelszín miatt a hidrosztatikai nyomás kifelé nő, így a felszínen kifelé áramló víz a hidrosztatikai nyomásgradiens ellenében áramlik.

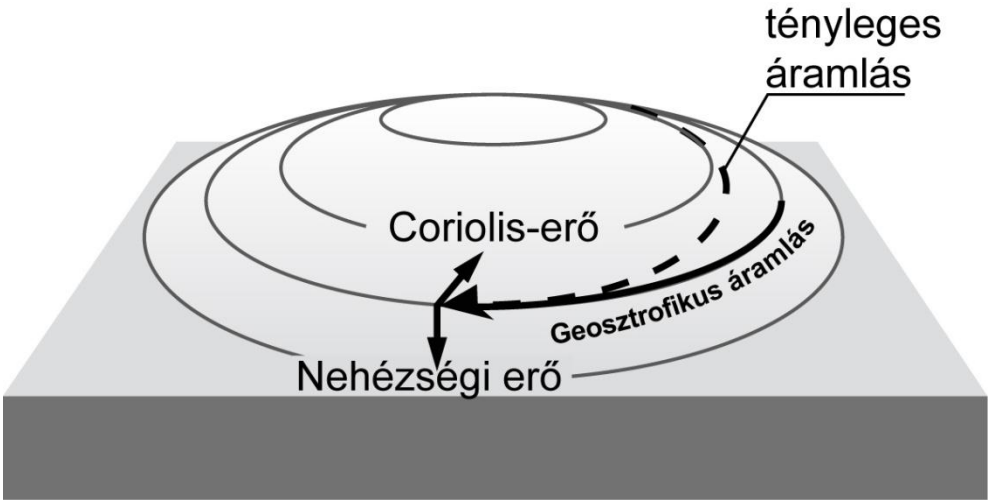
Anticiklonális esetben a helyzet éppen fordított, a szélnyírási feszültség miatt az anticiklon közepe felé irányuló áramlás keletkezik, és az átlagos áramlás ebben az esetben az anticiklon közepe felé irányul. Emiatt a tengerfelszín „felpúposodik és az összeáramló víz lefelé kezd áramlani, következésképpen a termoklin határ is lefelé húzódik (5.18. ábra).



5.18. ábra: A vízfelszín dőlése a szél hatására

Ennek következtében alakulnak ki a nagy óceáni medencék anticiklonális köráramai. A passzátszelek és az erős nyugati szelek miatt az Ekman-sodródás mindkét féltekén „befelé sodorja és középen felpúpozza" a tengervizet. Ez a vízdomb kifelé mutató nyomási gradiens erőt hoz létre, amely körül, ha például a szél miatti súrlódási erő elhanyagolhatóvá válik, a légköri anticiklonokhoz hasonló módon, az 5.19. ábrának megfelelően a Coriolis-erő miatt anticiklonális áramlás alakul ki. (Részletesebben lásd az 5.7. alfejezetet.)

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE



5.19. ábra: Anticiklonális áramlás „vízdomb” körül

A Golf-áramlásnak megfelelő $1-3\frac{m}{s}$ sebességű áramláshoz a tengerfelszínnek 100 *km*-en 1–3 *m*-t kellene emelkedni. Ez az emelkedés 10 000 *km*-en is legfeljebb 300 *m*-t jelent. A tengerfelszín „domborzata” ma már a műholdfelvételek alapján ilyen pontossággal is jól térképezhető.

A fenti gondolatmenet természetesen csak a felszíni áramlások értelmezésére alkalmas, mert a tenger mélyebb rétegeiben kialakuló horizontális nyomásgradiens kialakulásához nemcsak a felszín magasságkülönbségeiből adódó nyomás, hanem a víz sűrűségének sótartalom- és hőmérséklet-eloszlás miatt fellépő változásai is hozzájárulnak.

5.6. A mélységi áramlások

A szél hajtotta nagy óceáni köráramlatok a pólusok felé hideg, az Egyenlítő felé meleg tengervizet szállítanak. Ezek az áramlások, mint már megállapítottuk, az óceánok felső rétegében zajlanak, melynek vastagsága 1 *km* nagyságrendű. A köráramlatok a globális klímában legfeljebb néhány tíz évnyi skálán okoznak változásokat. A tengerészek már régen észrevették azonban, hogy a tengervíz nemcsak a felületi rétegben, hanem a mélyrétegekig átkeveredik. Ez a tengeráramlásoknak a szél hajtotta áramlásokra alapozott értelmezése alapján nem magyarázható, és ezek, az óceán teljes mélységében lejátszódó folyamatok már évszázados, vagy néhány évezredes skálán is befolyásolhatják a klímát.

Megállapítható, hogy a tengerekben vertikális, mélységi cirkuláció is zajlik. Ezt a folyamatot termohalin cirkulációnak nevezzük, mert benne a hőmérsékleti különbségek mellett döntő szerepet játszik a tenger sótartalmának változása is. A magasabb szélességek sugárzási hiányos területein a tengerek hideg vize alábukik, és a tenger mélyén szétterülve az alacsonyabb szélességek felé halad. A mélyben áramló víz a kontinuitás miatt természetesen valahol ismét a felszínre emelkedik, majd meleg áramlat formájában a pólusok felé vándorol. A következőkben ennek a mélységi vízkörzésnek a tulajdonságait vázoljuk.

5.6.1. A termohalin cirkuláció

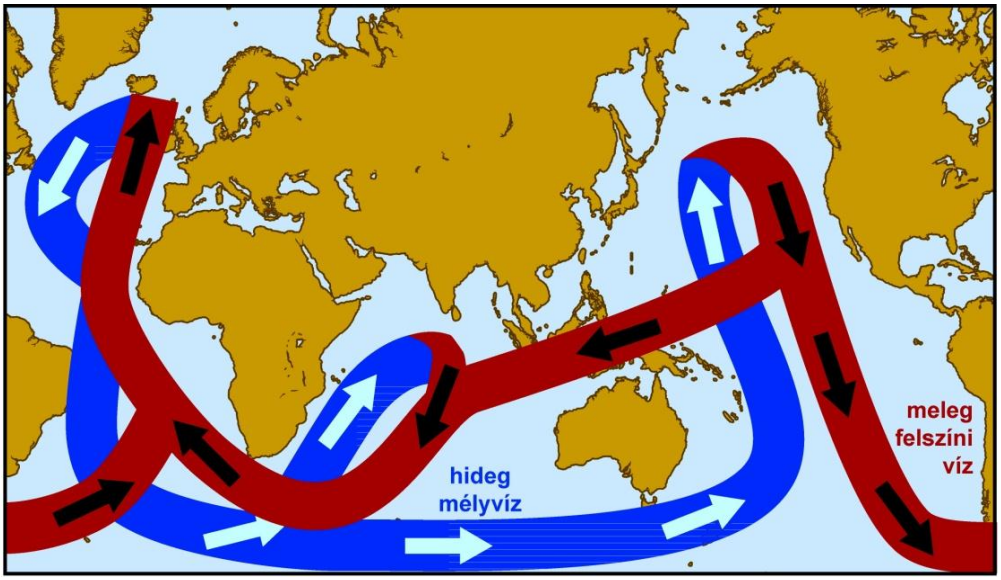
A termohalin cirkuláció lényegét legjobban szemléltető „nagy óceáni szállítószalag” elképzelést (5.20. ábra) Broecker alkotta meg 1991-ben. A vázlat mutatja, hogy a szállítószalag kiterjed mind az északi, mind a déli félteke tengereire, és a mélyben mozgó hideg

áramlat utánpótlása valahol az Atlanti-óceánban van. Mindazonáltal a termohalin cirkuláció pontos hajtóereje máig is vitatott, és jelenleg is kutatott téma. Egyes tulajdonságait azonban már biztosan megismertük.

Az Atlanti-óceánon észak felé mozgó meleg áramlat a légkörrel való kölcsönhatás, a párolgás, a csapadékhullás és a hőcsere miatt kihűl, sűrűsége mind a hőmérséklet-csökkenés, mind a sótartalom növekedése miatt megnő. A vízoszlop rétegződése instabillá válik, és az áramlat alábukik. A lefelé áramló víz nagy mélységig átkeveredik és a konvektív keverés hatására nagy tömegű homogén „víztest", úgynevezett mély óceánvíz keletkezik.

Az újonnan keletkező víztömeg az alámerülés helyétől horizontálisan távolodik, tulajdonságait (sótartalom, hőmérséklet, sűrűség) csak fokozatosan, újabb víztömegekkel keveredve változtatja meg.

Ezután a mély óceánvíz ismét felemelkedik, a felette lévő rétegekkel turbulensen keveredve megváltoztatja tulajdonságait, és visszaáramlik keletkezési helye felé.



5.20. ábra: A nagy tengeri szállítószalag

A nagy szállítószalagot vizsgálva felmerül a kérdés, vajon miért nem keletkezik mély óceánvíz a Csendes-óceánon. A Csendes- és az Atlanti-óceán közötti különbség kétségtelenül indokolható a szárazföldek elhelyezkedésével, illetve a tengerfenék domborzatával, hiszen az Atlanti-óceán zártabb melléktengerei jobban kedveznek a sótartalom megőrzésének és további dúsulásának, mint a Csendes-óceán nagy nyílt tere. Az igazi ok azonban akkor található meg, ha megvizsgáljuk a két térség párolgási és csapadékviszonyait, valamint a felszíni vízáram hőmérsékletét és sótartalmát.

Az Atlanti-óceán felszíni sótartalma 35, a Csendes-óceáné csak 32 ezrelék. Az Észak-Atlanti-óceán édesvíz utánpótlása (csapadék és folyóvíz) 104 cm/év, párolgása 103 cm/év. A Csendes-óceán északi részére vonatkozóan ugyanezek az adatok rendre 91 cm/év és 55 cm/év. Megtaláltuk tehát a döntő különbséget. A Csendes-óceán vize sokkal inkább hígul, mint az Atlanti-óceáné.

© Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

Meglepő a Csendes-óceán csekély párolgása! A nagy szállítószalag azonban magyarázatot ad erre. Az Atlanti-óceánon a szállítószalag folyamatosan meleg vizet hoz a felszínen. A Csendes-óceánon pedig éppen a mélyből felbukó hidegebb víz terül szét. A hideg tengerfelszín lehűti a felette lévő levegőt, és így csökkenti annak párabefogadó képességét, és ezzel csökken a tenger párolgása is. A tenger sótartalma nem növekszik. A számítások szerint a Csendes-óceán felszínéről a víz csekély sótartalma miatt még akkor sem süllyedne a mélybe, ha hőmérséklete $0^{o}C$ lenne. Paradox módon tehát éppen a felszín alacsony hőmérséklete akadályozza meg, hogy a Csendes-óceánban a víz sűrűsége elegendően nagy legyen az alábukáshoz és óceáni mélyvíz képzéséhez.

5.7. A légkör mozgásegyenletei

5.7.1. A hidro-termo-mechanikai egyenletrendszer

A légkör mozgását, mint minden mechanikai mozgást Newton II. törvényéből adódó mozgásegyenlettel írhatjuk le. Az 5.1. fejezetben számba vett erőket figyelembe véve, a mozgásegyenletek egységnyi tömegre vonatkoztatott vektoriális alakja az 5.2 fejezetben alkalmazott jelölésekkel:

$$\frac{\mathrm{d}\,\mathbf{v}}{\mathrm{d}\,t} = -\frac{1}{\rho}\mathbf{grad}p + 2\mathbf{v}\times\mathbf{\Omega} + \frac{1}{\rho}\mathbf{F}_s + \mathbf{g}\,.$$

A mozgásegyenletek mellett az áramló közegek mozgásában igen fontos a tömeg megmaradását kifejező kontinuitási egyenlet is, amely szavakban úgy fogalmazható, hogy az áramlásban körülhatárolt tetszőleges térfogatban a tömeg egységnyi időre eső változásának meg kell egyeznie a térfogat határán kiáramló tömeggel. Matematikailag ezt a

$$\frac{d}{dt}\int_V \rho dV = \oint_A \rho\mathbf{v}\cdot\mathbf{dA}$$

egyenlet fejezi ki.

A légköri mozgásban lényeges szerepet játszanak a hőcserefolyamatok, ezeket ideális gáz esetén a termodinamika első főtételével írhatjuk le:

$$c_p dT = Tds + \alpha dp\,,$$

ahol s a fajlagos entrópia, α a fajlagos térfogat, c_p a fajhő.

Figyelembe kell vennünk továbbá, hogy az egyenletek gázra, jó közelítéssel ideális gázra vonatkoznak, azaz:

$$p\alpha = \frac{R}{M}T\,,$$

ahol M a gáz móltömege.

Tovább bonyolítja a helyzetet, hogy a levegő hőcserefolyamataiban a vízgőz meghatározó szerepet játszik. Emiatt a légkör mozgásának leírásakor a fenti egyenletek mellett a víz fázisátalakulásait leíró egyenleteket is figyelembe kell venni.

Az egyenletrendszer analitikusan nem oldható meg, és még kisebb tartományokra történő numerikus megoldása is nagy számítógépes kapacitást igényel. A probléma megfo-

galmazása sem egyszerű, mert mind a kezdeti feltételek, mind a tartomány határán a peremfeltételek megadása óriási mennyiségű adat feldolgozását igényli.

5.7.2. *A légköri mozgásegyenletek egyszerűsítései*

A statika alapegyenlete

A környezetünkben fontos légköri mozgások a troposzférában és horizontális síkban mennek végbe. A légkör, mint már említettük, sekély folyadéknak tekinthető, és ha mozgásait kontinensnyi méretekben vizsgáljuk, akkor a tapasztalat szerint a vertikális mozgások elhanyagolhatóak a horizontálishoz képest. A légkör vertikálisan „hidrosztatikus”.

Amennyiben egy légoszlop vertikális irányban nyugalomban van, akkor a légrészre ható nehézségi erő és a környező levegő nyomási gradiens erő függőleges komponense egyensúlyt tart egymással. Ezt az egyensúlyi feltételt azonban többnyire csak differenciális alakban, kicsiny dp nyomásváltozásokra és dz emelkedésekre írhatjuk fel, mert a levegő sűrűsége a magasság függvényében változik. A mozgásegyenlet vertikális összetevője tehát a

$$\mathrm{d}p = -\rho g \mathrm{d}z$$

alakra egyszerűsödik. Gyakorlati feladatokban a gázegyenlet felhasználásával a sűrűség helyett a nyomást és a hőmérsékletet vezetjük be a statika alapegyenletébe:

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}z} = -g\frac{p}{RT} \quad .$$

Ezt az egyenletet továbbalakítva.

$$\frac{\mathrm{d}\ln p}{\mathrm{d}z} = -g\frac{1}{RT} \quad .$$

Egyszerű esetekben ez az egyenlet integrálható. Állandó hőmérsékletű légkört feltételezve:

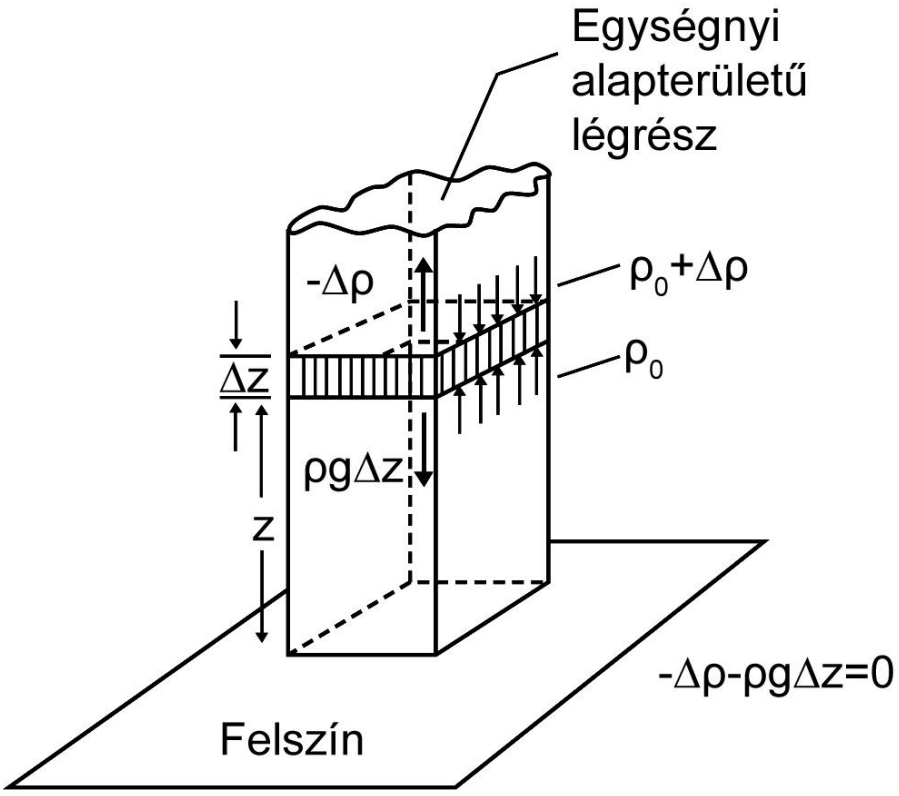
$$\ln\frac{p}{p_0} = -\frac{gz}{RT},$$

amiből azonnal adódik a jól ismert barometrikus magasságformula

$$p = p_0 e^{-\frac{gz}{RT}} .$$

A légkör természetesen sohasem izotermikus, ezért a statika alapegyenletének közvetlen integrálása többnyire nem lehetséges.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE



5.21. ábra: ***A nyomási gradiens erő és a gravitációs erő egyensúlya hidrosztatikus légkörben***

5.7.3. A horizontális mozgásegyenletek

Amennyiben a szabad légkör horizontális mozgásait vizsgáljuk, akkor a súrlódási erőtől általában eltekinthetünk, és a mozgásegyenletben elegendő a gradiens erőt és a Coriolis-erőt figyelembe venni. Az összetevő egyenletek tehát az

$$\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t} = -\frac{1}{\rho}\mathbf{grad}_x p + fv\,,$$

$$\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} = -\frac{1}{\rho}\mathbf{grad}_y p - fu$$

alakot öltik. Szokásosan olyan koordinátarendszert veszünk fel, amelynek x tengelye az adott földrajzi helyen keleti, y tengelye pedig nyugati irányba mutat. Ennek megfelelően u a szélsebesség keletre mutató, v pedig északra mutató komponensét jelenti. (A szélirány megjelölésekor óvatosan kell fogalmazni, mert mind a meteorológiában, mind a hétköznapi szóhasználatban a keleti, illetve nyugati szél rendre a keletről, illetve nyugatról fújó szelet jelenti, vagyis a megjelölt égtáj éppen ellentétes a légrészek mozgásának irányával.)

További egyszerűsítést jelent a mozgásegyenletekkel való számolásban, ha a vizsgált mozgás a néhány ezer kilométer kiterjedésű tartományba esik, ekkor ugyanis az $f = 2\Omega\sin\varphi$ Coriolis-paraméter állandónak tekinthető, mert a földrajzi szélesség változása miatt csak elhanyagolható mértékben változik.

5.8. A légkör egyensúlyi mozgásai

A légkör mozgásai között kitüntetett szerepet játszanak azok, amelyek hosszabb ideig fennmaradnak. Ezekben a mozgásokban a szélsebesség nagysága állandóvá válik. Ezek a mozgások tehát egyenes vonalú egyenletes mozgások, vagy egyenletes körmozgások. Az ilyen mozgásokat szokás, kissé megtévesztően, egyensúlyi mozgásoknak is nevezni.

Ezekben a mozgásokban a sebesség, mint látni fogjuk, párhuzamos az izobárokkal, ezért érdemes olyan koordinátarendszert használni, amelynek egyik tengelye merőleges az izobárokra, a másik pedig párhuzamos velük.

5.8.1. A geosztrofikus mozgás

Vizsgáljuk először a párhuzamos izobárrendszerben végbemenő mozgást (5.22. ábra). Tegyük fel, hogy az ábrának megfelelően a nyomás az y tengely mentén egyenletesen csökken, azaz a nyomási gradiens erő a pozitív y tengely irányába mutat, és nagysága állandó $\frac{1}{\rho} gradp$, és vizsgáljuk az eredetileg az origóban nyugvó egységnyi térfogatú részecske mozgását. A részecske a nyomáskülönbség hatására elindul az y tengely mentén. Amint sebességhez jut, a Coriolis-erő hatására jobbra tér el eredeti mozgásirányától. Mivel a Coriolis-erő mindig merőleges a sebesség irányára, a részecske mozgásiránya egyre inkább közeledik az x tengely irányához. Közben azonban a Coriolis-erő és a nyomási gradiens erő egyre inkább kompenzálja egymás hatását. Végül olyan egyensúlyi mozgás jön létre, ahol a gyorsulás már zérus. Az egyensúlyi mozgás beállása többnyire az ábrán hullámzó mozgással történik, és ekkor a légrész egyenletesen mozog az x tengely mentén. Ennek a mozgásnak a sebessége:

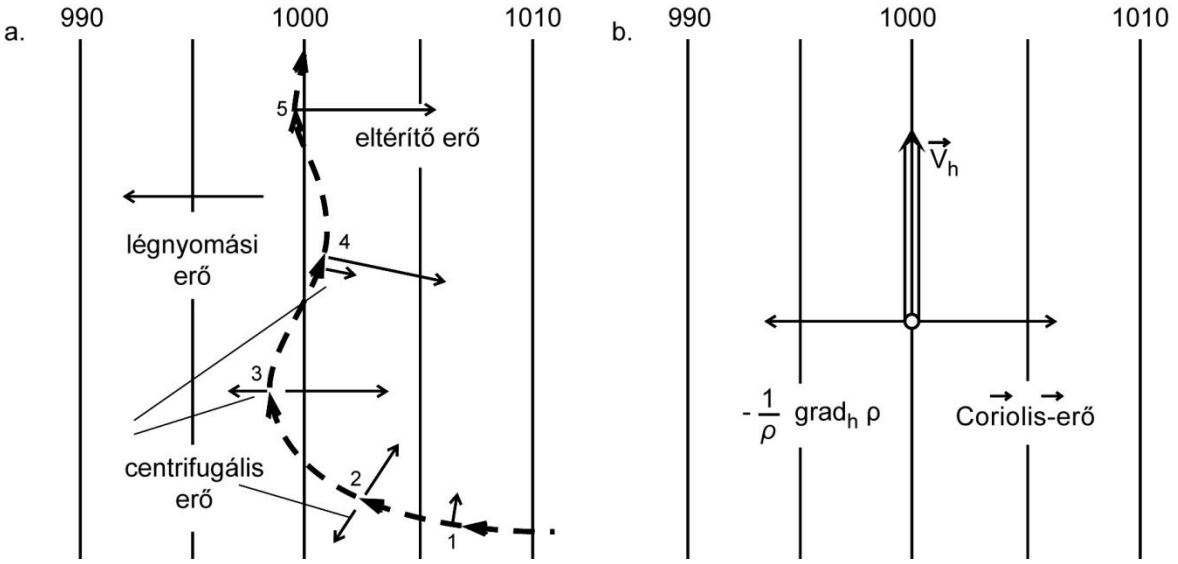
$$u = \frac{gradp}{\rho f}.$$

Az ilyen mozgást geosztrofikusnak nevezzük. Ez adja a magyarázatát a közismert Buys–Ballot-féle széltörvénynek, mely szerint, ha háttal állunk a szélnek, akkor az alacsony nyomás az északi féltekén tőlünk balra, a délin jobbra esik.

Ez az áramlás az elméleti meteorológia egyik legfontosabb, általános viszonyítási alapul szolgáló modelláramlása. A valóságban szinte soha nem tapasztalható, mert hosszabb-ideig stacionáriusan akkor maradna fenn, ha párhuzamos és egyenletes sűrűségű izobárrendszer stabilizálódna.

Maga az egyensúlyi áramlás tehát nem valósul meg, az egyensúlyi mozgásegyenletekből kifejezhető $u = \frac{gradp}{\rho f}$ geosztrofikus sebesség azonban az áramlási tér minden pontjában meghatározható, és viszonyítási sebességként használható, mert a légkörben fellépő valódi sebességek jó közelítéssel megegyeznek a geosztrofikussal (5.22. ábra).

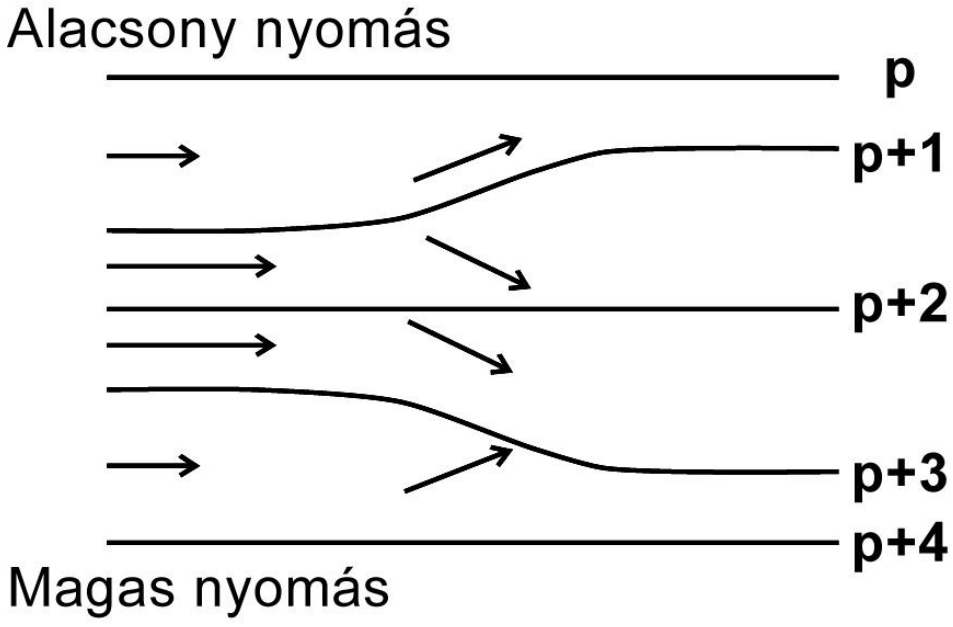
 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE



5.22. ábra: A geosztrofikus mozgás kialakulása

A geosztrofikus szélsebesség, mint már említettük, elméleti jelentőségű fogalom. Adott pontbeli állandóságához általában az szükséges, hogy a sűrűség, a Coriolis-paraméter és a nyomásgradiens állandó maradjon. Az utóbbi feltevés természetesen azt is jelenti, hogy az izobárok párhuzamosak. Amennyiben a szél valóban geosztrofikus lenne, és az izobárok időben sem változnának, akkor a légkörben nem lenne sebességváltozás, továbbá ha nem lenne külső sugárzási és belső óceáni kényszer, akkor a légkör általános cirkulációja mintegy egy hónap alatt leállna.

Nyilvánvaló tehát, hogy a nyomási gradiens nem maradhat állandó, és ennek megfelelően a geosztrofikus szélegyensúly is felborul. A nyomásgradiens változásának következményeit két szélsőséges helyzet követésével egyszerűen végiggondolhatjuk.



5.23. ábra: A nyomási gradiens megváltozása miatt a szél átfúj az izobárokon

Tegyük fel, hogy a nyomási gradiens erő hirtelen nagyot csökken. Ekkor a légrész tehetetlenségénél fogva még tovább halad, a gradiens erő azonban már nem kompenzálja a Coriolis-erőt. Kialakul az úgynevezett *szupergradiens* szél, amely átfúj az izobárokon, mégpedig érdekes módon az alacsonyabb nyomású hely felől a magasabb nyomású hely irányába. Az ilyen szél azonban nem stabilizálódhat, mert olyan sűrűségváltozást hoz létre, ami a nyomásmezőt is átalakítja (5.23. ábra).

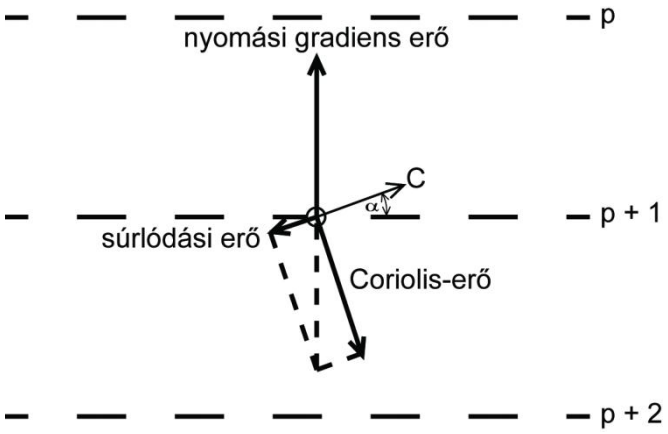
A másik szélső esetben a nyomási gradiens erő hirtelen megnő, vagyis az izobárok sűrűsödnek. Ekkor a nyomási gradiens erő egy ideig nagyobb lesz, mint a Coriolis-erő, így az áramlás az alacsonyabb nyomási hely felé térül el, és úgynevezett szubgradiens áramlás keletkezik. Ez az áramlás sem stabilizálódhat azonban, mert a nyomásmező most is gyorsan átrendeződik.

A változások mindig az egyensúlyi állapot visszaállítása felé hatnak.

5.8.2. *A súrlódás szerepe a geosztrofikus áramlás módosításában*

A légköri súrlódás leírásakor első közelítésként feltételezhetjük, hogy a súrlódási erő nagysága arányos a sebesség nagyságával, iránya pedig ellentétes a sebességvektorral. Az áramlás mennyiségi leírásához feltételezzük továbbá, hogy a súrlódási rétegben a szélsebesség állandó. Ebben az esetben az egyensúlyi szél már nem párhuzamos az izobárokkal, iránya a gradiens erő iránya felé fordul, hogy a gradiens erő, a súrlódási erő és a Coriolis-erő egyensúlyt tarthasson egymással. Az ábráról leolvasható, hogy a gradiens erő megfelelő komponensei tartanak egyensúlyt a súrlódási és a Coriolis-erővel. Az 5.24. ábra jelöléseivel az egyensúlyi mozgás az alábbi egyenletekkel írható le:

$$\frac{1}{\rho} gradp \sin\alpha = kv$$
$$\frac{1}{\rho} gradp \sin\alpha = fv$$



5.24. ábra: A nyomási gradiens erő, a Coriolis-erő és a súrlódási erő egyensúlya

Ebből a széliránynak a geosztrofikus szél irányától vett eltérésére

$$tg\alpha = \frac{k}{f}$$

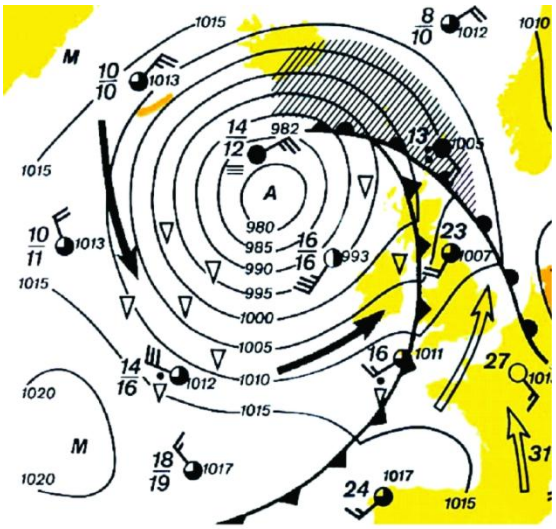
 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

adódik. Közepes földrajzi szélességeken óceánok felett α értéke 10–15° közötti, míg szárazföldek felett (a felszín nagyobb érdessége miatt is) 30–50°. Így a súrlódási együttható (k) $10–5^{5–1}0–4$ s^{-1} nagyságrendű.

5.8.3. A közepes szélességek egyensúlyi áramlásai

Ciklonok

Az előzőek alapján már megérthetjük a ciklonok örvénylését is. Az időjárási térképek sok egyéb mellett megmutatják a légkör nyomás- és hőmérséklet-eloszlását, és a szélzászlók segítségével feltüntetik a széliránt is. A zászló nyele a széliránt jelzi, maga a zászló pedig rövid és hosszú vonalakból áll. Egy rövid vonal kb. $2{,}5\frac{m}{s}$, egy hosszú kb. $5\frac{m}{s}$ sebességnek felel meg. Az 5.25. ábra időjárási térkép részletét mutatja. A folytonos vonalak izobárokat (azonos nyomású helyeket) jelölnek. A rájuk írt szám a nyomás értékét jelenti hektopascalban. Az ábra közepén, az Ír-sziget mellett alacsony nyomású középponttal koncentrikus izobárokból álló képződmény, ciklon látható. A külső izobárok két pontban, ahol a háromszögekkel jelölt hideg-, illetve félkörökkel jelölt melegfront elmetszi őket, kissé megtörnek.

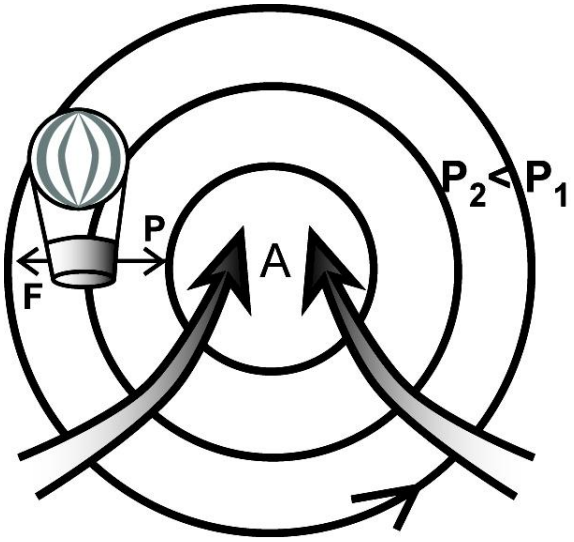


5.25. ábra: Ciklon képe szinoptikus időjárási térképen

A szélzászlók jól mutatják, hogy a ciklonban a levegő az izobárok mentén mozog, az alacsony nyomású hely körül örvénylik. A ciklon mozgásában elsődleges a horizontális örvénylés, azonban másodlagos mozgásként az alacsony nyomású középpontban felszálló légmozgások is létrejönnek. Az emelkedő levegő lehűl, páratartalma kicsapódik, és felhők keletkeznek benne.

Ha például egy hőlégballon mozgását figyelnénk a ciklonban, akkor a ballon először befelé mozogna a ciklon alacsony nyomású középpontja felé. A Coriolis-erő azonban eltérítené egészen addig, míg valamelyik állandó nyomású görbe (izobár) mentén „stabil pályára” nem állna.

A ciklonban mozgó légrészek mozgása jó közelítéssel egyenletes körmozgásként modellezhető. A centripetális erőt a nyomáscsökkenés miatt befelé mutató (P) és a radiálisan kifelé mutató Coriolis-erő ($F = fv$) eredője tartja fenn.



5.26. ábra: Ciklon sémája

Mivel stacionárius mozgásról van szó, az érintő irányú mozgásegyenlet-komponens semmitmondó, hiszen minden erő radiális irányba esik. A gradiens erő és a körmozgás sebessége is állandó. Az utóbbi tény hangsúlyozására a forgás sebességére v helyett a szokásos c jelölést alkalmazva, a mozgásegyenlet a

$$P - fc = \frac{c^2}{r}$$

alakot ölti. Az egyenletet zérusra redukálva:

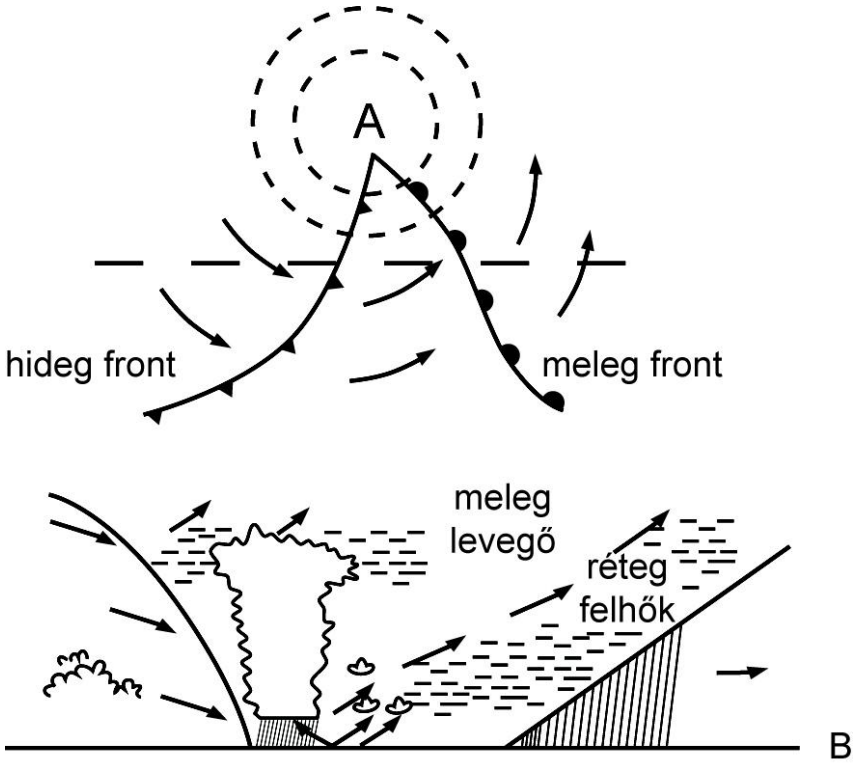
$$c^2 + frc - Pr = 0$$

másodfokú egyenlet adódik, amelynek megoldása:

$$c = -\frac{fr}{2} \pm \sqrt{\frac{(fr)^2}{4} + rP}\ .$$

Az egyenletet az északi féltekén zajló ciklonális mozgásra írtuk fel, azaz c csak pozitív (az óramutató irányával ellentétes körüljárásnak megfelelő) lehet. Emiatt a gyökjel előtt csak pozitív előjel állhat. Megállapítható továbbá, hogy a gyökjel alatti mennyiség mindig pozitív, így a ciklonban a sebesség megfelelően nagy nyomásgradiens esetén tetszőlegesen nagy lehet.

A ciklonok fenti, egyszerű modellje természetesen nem tükrözi a ciklonális örvények bonyolult fizikai tulajdonságait. A mérsékelt öv örvénylő mozgásai, mint már említettük, többnyire a polárfronton érintkező hideg és meleg levegő határán képződő hullámszerű zavarokról fűződnek le. A ciklonokban a két különböző hőmérsékletű levegő határvonalai, a frontok jól észlelhetőek maradnak. Az örvénylő levegőben a frontok mozgása közben az elől haladó meleg levegő felsiklik az előtte elhelyezkedő hidegebb fölé, míg a hátul haladó hidegfront megemeli az előtte lévő meleg levegőt. Amikor a gyorsabban haladó hidegfront utoléri a melegfrontot, úgynevezett „okkludált” front jön létre, akkor a meleg levegő kiszorul a talajszintről és a hideg fölé kerül, a ciklon élete lényegében befejeződik (5.27. ábra).



5.27. ábra: Ciklonban zajló folyamatok

Időjárási szempontból a frontok a leglátványosabb képződmények, változatos felhőzetük és csapadékuk mindig szolgálhat meglepetéssel. Nagy általánosságban azt mondhatjuk, hogy a ciklon melegfrontja előtt rétegfelhők alakulnak ki, a meleg szektorban (a meleg és hidegfront között) kicsit javul az idő, elszórtan véletlenszerűen gomolyfelhők keletkeznek, a hidegfront pedig általában viharos széllökésekkel érkezik, és erős zivatarokat hoz.

Anticiklonok

Az anticiklonok a ciklonokhoz hasonló örvénylő képződmények, azonban bennük a nyomás középen a legmagasabb, és kifelé haladva csökken. Ez azt jelenti, hogy a forgás mellett fellépő másodlagos mozgás ebben az esetben középen leszálló és kifelé tartó áramlás. A leszálló levegő melegszik, ezért a benne lévő felhők vízcseppjei elpárolognak. Az anticiklonokban jellegzetes „felhőoszlató” hatás működik. Emiatt a nagy kiterjedésű anticiklonok felelősek a nyári tartós meleg, és téli tartós hideg gyakorlatilag felhőmentes időszakaiért.

Legegyszerűbb modellként az anticiklonokban áramló légrészekről is feltételezhetjük, hogy egyenletes körmozgást végeznek. Most azonban a körmozgás iránya az óramutató járásával megegyező, így a P nyomású gradiens erő és az $F = fv$ Coriolis-erő is a kör középpontja felé mutat. Következésképpen a mozgásegyenlet a

$$P + fc = \frac{c^2}{r}$$

alakban írható fel. Ebből:

$$c = \frac{fr}{2} \pm \sqrt{\frac{(fr)^2}{4} - rP}\,.$$

Látható, hogy a körmozgás adott helyen és adott nyomásgradiens mellett kétféle sebességnél is megvalósulhat. A négyzetgyökjel alatt azonban csak pozitív mennyiség állhat, azaz $\frac{f^2 r}{4} \geq P$, következésképpen a sebesség legfeljebb fr lehet. A fentiekben vázolt kép természetesen elnagyolt. Az időjárást rengeteg helyi tényező alakítja, a szárazföldek és vizek váltakozása, a hegységek elhelyezkedése, mind-mind befolyásoló tényező, de a mikroklímán akár egy fasor kivágása is változtathat.

Ha a nyomási gradiens abszolút értéke meghaladja a $\frac{f^2 r}{4} \geq P$ kritikus értéket, akkor a szél átfúj az izobárokon, és leépíti az extrém magas nyomású képződményt. A jelenség megértéséhez kövessük egy légrész útját! A légrész nem haladhat párhuzamosan az izobárokkal, mozgása olyan, hogy csökkenteni próbálja az anticiklonális görbületet, miközben növekszik a sebessége. A szélsebességnek tehát lesz a magasabb nyomású hely felől az alacsonyabb nyomású hely felé mutató komponense.

A nagyobb szélsebesség, a nagyobb Coriolis-erő miatt azonban egy idő után már növeli az anticiklonális görbületet, azaz a mozgás oszcillálóvá válik. Ennek eredményeként az anticiklonális területtől délre, a magasban gyakran anticiklonális, míg az anticiklontól délkeletre gyakran ciklonális görbület épül fel.

Speciális anticiklonális áramlások

Anticiklonális áramlás nemcsak magas, hanem alacsony nyomású centrum körül is kialakulhat. Ilyenkor a sebesség abban az esetben sem lesz nulla, ha a nyomási gradiens nullához tart, hiszen $P = 0$ esetén $c \to -fr$. Ez az úgynevezett *inerciális áramlás*, amely az óceánokban kialakuló és több hónapig megmaradó örvényekre jellemző (például a Golf-áram leszakadó örvényei), ahol a viszonylag nagy sebesség miatt a Coriolis-erő lényegesen meghaladja a nyomási gradiens erőt. Ilyen különleges anticiklonális áramlással a légkörben csak nagyon ritkán találkozhatunk.

5.8.4. A geosztrofikus és a gradiens szél összehasonlítása

Legyen a geosztrofikus szél sebessége az izobárokhoz illesztett koordinátarendszerben

$$c_g = \frac{1}{f} P \quad \left(P = \frac{1}{\rho} \frac{\Delta p}{\Delta r} \right),$$

a gradiens szélé pedig

$$c = -\frac{fr}{2} + \sqrt{\frac{f^2 r^2}{4} + f r c_g} \,.$$

Innen:

$$c_g = c + \frac{c^2}{fr},$$

vagyis ciklonális rendszerben ($c > 0$) a gradiens szél mindig kisebb, mint az ugyanolyan nyomási gradiens esetén fellépő geosztrofikus szél; anticiklonális áramlási rendszerben a helyzet fordított. A gradiens és a geosztrofikus áramlás közötti különbség általában nem

nagy, így nem követünk el nagy hibát, ha első közelítésben mindenütt a geosztrofikus szél-összefüggés szerint számítjuk ki a szélsebességet.

5.8.5. Az alacsony szélességek egyensúlyi áramlásai

Az alacsony szélességeken a Coriolis-erő elhanyagolható, az áramlás pusztán a gradiens erő hatására jön létre. Így egyenes vonalú mozgás esetén egyensúlyi áramlás nem jöhet létre. A mozgásegyenlet:

$$\frac{\mathrm{d}\,\mathbf{v}_h}{\mathrm{d}\,t} = -\mathbf{P}\,.$$

A mozgás alapvetően gyorsuló, amennyiben azonban a gradiens erő jó közelítéssel állandó, akkor megfelelő kezdeti feltételek mellett létrejöhet egyenletes körmozgás is.

A gradiens erő és a súrlódási erő egyensúlya esetén egyenes vonalú egyenletes mozgás jön létre. A mozgás neve a *tripsis* (súrlódás), görög szóból ered, az antitriptikus súrlódás ellenében létrejövő mozgást jelent. A mozgásegyenlet:

$$0 \sim \frac{\mathrm{d}\,\mathbf{v}_h}{\mathrm{d}\,t} = -\mathbf{P} + \mathbf{F}_{sh}\,,$$

ahol $\mathbf{F}_{sh}$ a horizontális súrlódási erő. Megjegyezzük, hogy a határrétegben a súrlódást a turbulens örvények alakítják.

Abban az esetben is létrejöhet egyenletes körmozgás, ha a gradiens erő érintő menti komponense a súrlódási erőt egyensúlyozza, normális komponense pedig a centripetális erőt szolgáltatja.

5.9. A zivatarfelhők összetétele és keletkezése

Az előzőekben vázoltuk a légkör egész Földre kiterjedő mozgását, és leírtuk az időjárásunkat befolyásoló legfontosabb képződményeket: a ciklonokat és anticiklonokat. Befejezésül egy kisebb kiterjedésű, lokális, de esetenként nagy hatású légköri képződménnyel, a zivatarfelhővel foglalkozunk. A zivatarfelhőket, mint minden felhőt, levegő és vízpára keverékéből álló gáz és a vízpárából kicsapódott nagyon finom méreteloszlású diszperz vízcseppek és jégszemcsék alkotják. A jégszemcsék döntően a zivatarfelhő tetején, szétterjedő alakjáról üllőnek nevezett fehér „bóbitában” helyezkednek el.

5.9.1. Méretek, összetétel

A méretek érzékeltetésére érdemes néhány adatot felidéznünk. A zivatarfelhő „kisöccse”, egy kicsiny nyári gomolyfelhő vízszintes mérete nagyjából $50\cdot 50\,m^2$ magassága $30\,m$, azaz térfogata kb. $7{,}5\cdot 10^{-5}\,km^3$. A felhőben jó közelítéssel $75\,t$ levegő $20-100\,kg$ vízgőz és vízcseppek formájában $10-50\,kg$ folyadékvíz található. A kisebb méretű zivatarcellák $2\,km\cdot 2\,km\cdot 5\,km = 20\,km^3$ térfogatában 20 millió tonna levegő mellett $100-300$ ezer tonna vízgőzt, és felhőelemek formájában nagyjából ugyanennyi folyadékvizet tartalmaz. Ez a hatalmas mennyiségű vízpára a felhő kevesebb, mint egy órányi életciklusa során az alsó légrétegekből a heves feláramlás során a magasba kerül, és ott kicsapódik. Kicsapódáskor minden tonna párából kb. $2000\,MJ$ hő szabadul fel, azaz a zivatarfelhőben összesen $2-6\cdot 10^6\,MJ$ hő keletkezik, ami az egy órányi élettartammal számolva $5000-15000\,Mwatt$

teljesítménynek felel meg. (A Paksi Atomerőmű négy blokkjának elektromos teljesítménye kb. $2000\,Mwatt$.) Érthető tehát, hogy ez a hatalmas energia, még akkor is, ha igen nagy térfogatban és óriási tömegű levegőben oszlik el, pusztító erejű szélvihart kelthet.

5.9.2. A konvekció

Az első kérdés tehát az, hogy miért keletkezik a levegőben a nagy páratartalmú levegőt felfelé szállító áramlás, az úgynevezett konvekció?

Az ok ugyanaz, mint a nagy légkörzést hajtó folyamatok; a napsugárzás és a sugárzás elnyelődési folyamatai. A rövidhullámú napsugárzást a levegő lényegében átengedi, így a napsugárzás a Földet melegíti fel. A felmelegedő Föld azután hosszúhullámú sugárzást bocsát ki, amit a levegő elnyel. Ez a hosszúhullámú a sugárzás pedig képes a levegő felmelegítésére is. A troposzférát alkotó vékony levegőhéj tehát, bár alapvetően a Nap hőjének hatására melegszik, nem felülről, hanem a gáztűzhelyre feltett lábosban melegedő vízhez hasonlóan, alulról kapja a hőt.

A feláramlás magyarázatát ez a melegedési folyamat adja. A melegedés miatt a Föld közelében felmelegedő levegő kitágul, sűrűsége csökken, és a környező hidegebb levegőben buborékként felszáll. A felhajtóerő az Archimedes-törvénnyel magyarázható.

Tételezzük fel, hogy a talaj közelében a V térfogatú levegőrész környezetének T hőmérsékleténél nagyobb, T_f hőmérsékletre melegszik. Jelöljük a felszálló buborék, a termik sűrűségét ρ_f-fel, a környezetéét pedig ρ-val ($\rho_f > \rho$). A meleg levegőrész gyorsulva emelkedni kezd, mozgásegyenlete

$$aV\rho_f = \left(\rho - \rho_f\right)Vg\,,$$

ahonnan gyorsulása

$$a = \frac{\rho - \rho_f}{\rho_f}\,g\,.$$

Érdemes megfigyelni, hogy a gyorsulás nem függ a termik térfogatától, a tetszőleges méretű levegőrész ugyanúgy gyorsul, ha sűrűsége a környezetéétől eltérővé válik. A sűrűség helyett alkalmasabb, ha a gyorsulást a hőmérséklettel fejezzük ki. Helyettesítsük be tehát a sűrűség helyére a gázegyenletből adódó $\rho = \frac{p}{RT}$ kifejezést. Azt kapjuk, hogy

$$a = \frac{T_f - T}{T}\,g\,.$$

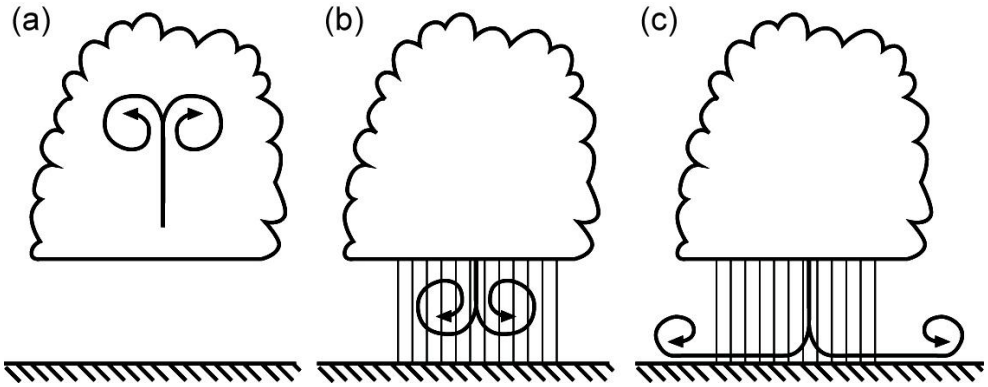
A hőmérsékletkülönbség miatt kialakuló feláramlást szabad konvekciónak nevezzük. (A szabad konvekcióval azonos hatású folyamatokat indíthat a feláramló levegőben a kényszerített konvekció, amely akkor jön létre, ha a horizontálisan – vízszintes síkban – mozgó, vízpárában gazdag, meleg levegőt hideg levegőtömb, vagy földrajzi akadály – hegy – kényszeríti emelkedésre.)

Az emelkedő levegő a légnyomás csökkenése miatt nagymértékben tágul, és emiatt gyorsan hűl. (Ezt a folyamatot a szódásüvegpatronból kiáramló, és a gyors tágulás miatt lehűlő szén-dioxid tágulásához hasonlóan képzelhetjük el.) Az ilyen tágulást adiabatikusnak (hőcserementesnek) tekinthetjük, amelynek során a környezet és a vizsgált gáz nyomá-

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

sa pillanatszerűen kiegyenlítődik, de hőcsere nem lép fel. Az emelkedő levegő – egyéb hatások híján – százméterenként egy fokot hűlne, és hamarosan elérné a környezet hőmérsékletét, azaz gyorsulása megszűnne. Az emelkedő levegő azonban komoly „hőtartalékkal" rendelkezik. Amikor hőmérséklete eléri a harmatpontot, akkor páratartalma elkezd kicsapódni. A felszabaduló hő a százméterenkénti hűlést kb. $0.6\,^{o}C$-ra csökkenti. (A páratartalom kicsapódása a termik emelkedése szempontjából éppen olyan, mint amikor az emelkedő hőlégballonban bekapcsolják a ballont fűtő gázégőket, a melegítés miatt csökken a ballon levegőjének sűrűsége, a felhajtóerő pedig növekszik.)

Végül azonban az emelkedő levegő hőmérséklete kiegyenlítődik a környezetéével, a gyorsulás megszűnik, és a még lendületben lévő levegő egyensúlyi helyzeténél kissé tovább emelkedve szétterül a magasban. (Ez általában a troposzféra határán következik be, mert ott a környezet hőmérséklete gyakorlatilag függetlenné válik a magasságtól.) A szétterülő emelkedő légbuborék visszahajlik, és két ellentétes irányban forgó légörvény is kialakul benne (5.28. ábra).



5.28. ábra: Örvények keletkezése a fel és lefelé áramló levegőben

A troposzféra határára érkező levegő hőmérséklete már olyan alacsony, hogy a felsodort vízcseppek is kifagynak, kialakul a jégtűkből álló hófehér üllő.

5.9.3. A vízgőz és a csapadék

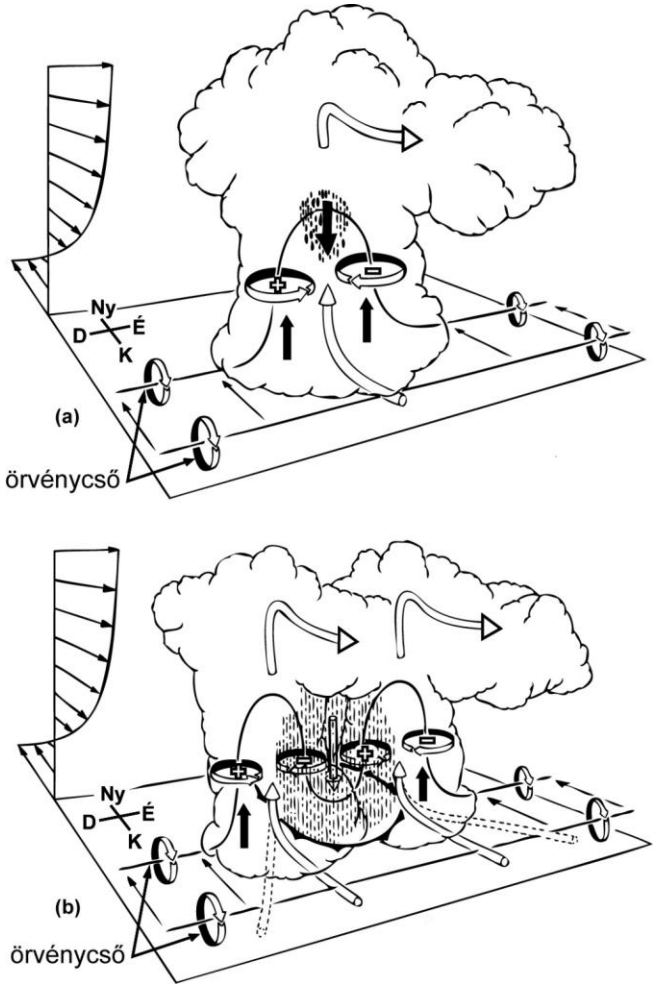
Eddig a termik emelkedésére koncentráltuk figyelmünket, érdemes azonban a környezettel és a kicsapódó vízgőz mozgásával is foglalkozni. Amikor a termik emelkedése elkezdődik, akkor a felszálló levegő helyére a környezetből levegő áramlik, ami folyamatosan nedves és meleg levegővel táplálja a termiket. A felhő derekára $(5-6\,km)$ érve, mint már említettük, megindul a vízpára kicsapódása, és a felhőcseppek növekedésnek indulnak, és esőcseppekké válnak. A felhőcseppeket az emelkedő levegő felfelé sodorja, a nagyobbra nőtt esőcseppek azonban lefelé mozogva és esetleg párologva, hideg légáramot keltenek. A lefelé záduló hideg levegő a talajba ütközve szétterül, és oldalirányban kiáramlik. Ezt a zivatarfelhőből fújó erős, hideg szelet nevezzük kifutó szélnek, amit néhány percen belül többnyire heves esőzés követ. A szétterülő hideg levegő a környező levegőbe ütközve kétoldalt visszapördül, és ellentétes irányban forgó örvényeket alkot (5.28. ábra), ugyanakkor elvágja a feláramló meleg levegő utánpótlásának útját. A nedvesség eső, esetleg jég formájában kihullik a felhőből, a felhő életciklusa befejeződik. (A felhő teljes életciklusát az animáció mutatja.)

5.9.4. *Az újjáéledő felhők: zivatarláncok és szupercellák*

A fentiekben leírt életciklus azonban néha módosul, máskor pedig a zivatarok cellás szerkezetbe rendeződve, több egymás utáni hullámban fejlődnek ki. Ezt a fejlődést alapvetően a levegő örvénylése okozza. Az örvénylő mozgás megértéséhez a szélnyírás fogalmával kell megismerkednünk. Általános tapasztalat, hogy a szélerősség (az áramló levegő vízszintes sebessége) a magassággal nő.

A magassággal növekvő sebesség miatt a légoszlop vízszintes tengelyű örvényességgel rendelkezik. Ezt egyszerűen megérthetjük, ha a levegő útjába vízszintes tengelyű lapátkerekeket képzelünk. A lapátokba ütköző szél a felső lapátokat nagyobb erővel löki meg, mint az alsókat, emiatt a lapátkerék forgásba jön. A szélnyírás hatására kialakuló vízszintes tengelyű örvénylést örvénycsövekkel szemléltethetjük.

Az örvénycsöveket a konvekció megemeli, és a horizontális örvényekből függőleges tengelyű örvénylést hoz létre (5.29. ábra).



5.29. ábra: Az örvénycsövek mozgása a fejlődő zivatarfelhőben

Az ábra a szélsebességet a felhő mozgásához viszonyítva mutatja. A relatív szélirány a talaj közelében a felhőbe áramló meleg levegő mozgását mutatja. A felhő középső tartományától felfelé azután az egyre lassuló feláramlás miatt a levegő kifelé áramlik. A szélsebesség nagyságának ilyen változása azonban nem változtat a szélnyírás miatt keletkező örvényesség forgásirányán.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

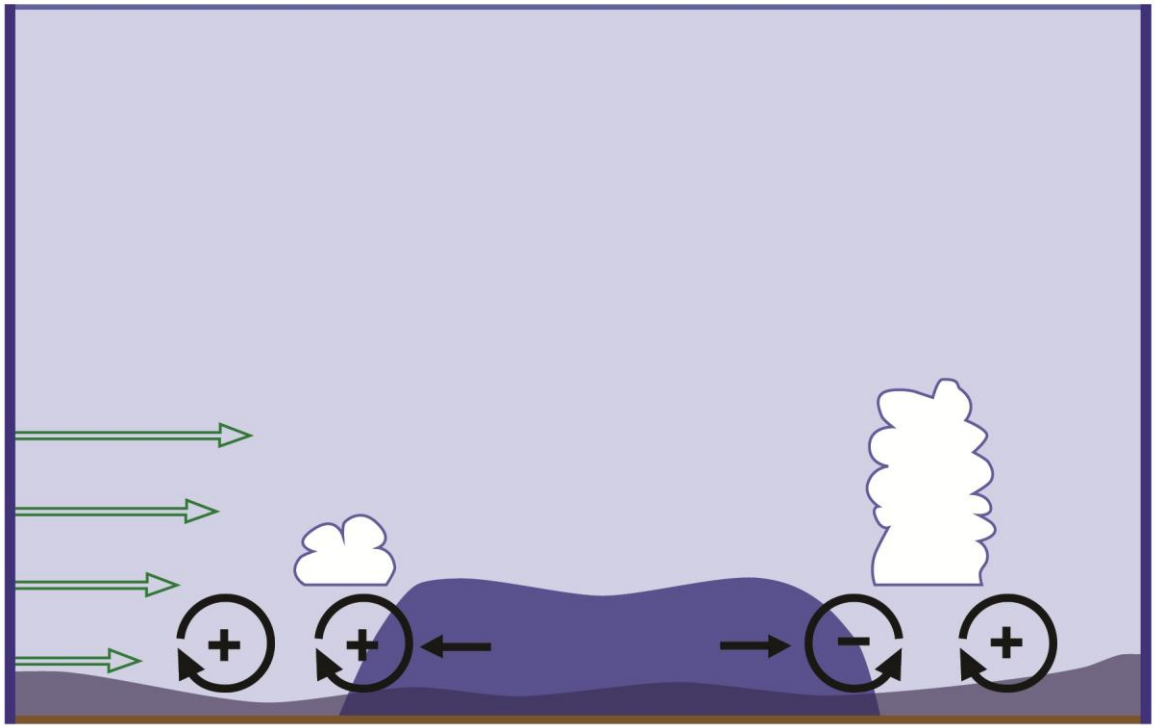
A csapadékhullás az örvénycsöveket ismét lefelé hajlítja, és ekkor két függőleges tengely körül forgó örvénypár jön létre. Az örvénypárok mindegyike ellentétes irányban forgó örvényekből áll.

Innentől kezdve a szélnyírás és a lefelé irányuló hideg áramlás erősségének függvényében különböző módon fejlődhet a zivatar.

5.9.5. *Többcellás zivatar*

Ha a szélnyírás, azaz a vízszintes örvénylés nem volt nagyon erős, akkor a már leírt események következnek be. A hideg levegő elvágja a feláramlást tápláló meleg levegő utánpótlását, és a zivatarcella megszűnik.

A lefelé áramló és talajba ütköző, hideg levegőben keletkező vízszintes tengelyű örvények azonban kölcsönhatásba léphetnek a felhő környezetében lévő, szélnyírás keltette örvényekkel (5.30. ábra).



5.30. ábra: A zivatarfelhőből kiáramló hideg levegő és a szélnyírás örvényeinek kölcsönhatása

A szétáramló hideg levegő örvénye a zivatarfelhő előoldalán a szélnyírás miatti örvényekkel ellentétes, hátoldalán azonos forgásirányú. Az 5.30. ábra két szomszédos örvény együttes hatását mutatja. Mindkét örvény magával ragadja a levegőt, és ennek eredményeként a zivatarfelhő előoldalán a két örvény között erős feláramlás, hátoldalán pedig az egymás ellen ható két örvény miatt csak gyengébb feláramlás keletkezhet. A két örvény kölcsönhatása tehát a leépülő zivatarfelhő előoldalán újabb termiket generálhat, amelyből új zivatarfelhő alakulhat ki. Ez a hatás vezet a többcellás zivatarfelhők kifejlődéséhez.

5.9.6. *A szupercella*

Amennyiben a horizontális szélnyírás erős, akkor a lefelé áramló és a talajon vízszintesre forduló mozgású hideg levegő nem képes arra, hogy elvágja az alsó szinten nagy sebesség-

gel a felhőbe áramló meleg levegő útját, sőt kényszerített konvekcióval megerősíti a meleg levegő feláramlását. A zivatarfelhő ilyenkor kettészakad, és a két felhőrész egymástól távolodva kezd mozogni. Az egymás tükörképeként keletkező felhők egyike fejlődhet azután hatalmas, hosszú ideig élő pusztító erejű szupercellává. A szupercellák alján kialakuló tornádóörvények forgása azért erősödik fel, mert a felhőben lefelé áramló és visszapördülő vízszintes tengely körül örvénylő levegőt a feláramlás újra megemeli, és ezzel örvénylését függőleges tengelyűvé alakítja.

© Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

6. ENERGETIKA ÉS KÖRNYEZET

Energiaellátás nélkül nem működhet emberi társadalom. A civilizált élet minden mozzanatához energiára van szükség. Így az egyre bonyolultabbá váló emberi viszonyok mellett hatalmas mennyiségű energiára van szükség, hogy a nagymértékben megnövekedett létszámú emberből álló közösségeket fent lehessen tartani és működtetni lehessen. Az elmúlt évtizedek változásai egyre inkább rámutattak arra, hogy milyen nagy a biztonságos energiaellátás jelentősége, és arra is, hogy milyen sok mindentől függ egyszerre, hogy azt biztosítani is lehessen. Annak az átgondolása pedig, hogy mindez az energiaforrások, a szállítás, az elosztás oldaláról milyen óriási kihívást jelent már ma is, és hogyan alakulhat ez a jövőben, világossá teszi, hogy az energiaellátás az emberiség egyik sorskérdése.

Az energiatermelés és a vele kapcsolatos létesítmények üzemeltetése ráadásul komoly hatással van környezetünk alakulására. Látni fogjuk, hogy olyan nagy mennyiségű energiának a megtermelése és a fogyasztókhoz való eljuttatása, amelyre a mai társadalmaknak szükségük van, óriási környezeti átalakításokkal és környezeti terheléssel is jár, bármi legyen az elsődleges energia forrása, ásványi, megújuló vagy nukleáris eredetű. Nyugodtan állíthatjuk, hogy az energetikai kérdések környezetünk jövőbeni alakulása szempontjából is a legfontosabbak közé tartoznak.

6.1. Energia és Energetika. Az energetikában használt fogalmak és egységek

Az energia fogalmát a fizika vezeti be, mint munkavégző képességet. A fizikában e fogalom központi jelentőségűnek bizonyult. A fogalom hosszú fejlődése alatt egyre pontosabbá vált, és kiderült, hogy segítségével fizikai törvényszerűségek sora fogalmazható meg.

A mechanikai energia megmaradását **Christian Huygens** (1629–1695), **Gottfried Wilhelm Leibnitz** (1646–1716) és **Isaac Newton** (1642–1727) munkássága nyomán állapították meg. Ezután **Julius Robert Mayer** (1814–1889) megfigyeléseiből kiderült, hogy az energia fogalma a hőjelenségek körében is alkalmazható. **Prescott Joule** (1818–1889) kísérletileg meg is határozta, hogy adott nagyságú mechanikai munkának mekkora hőközlés felel meg. **Hermann von Helmholz** (1821–1894) az elektromágneses jelenségeket vizsgálva megmutatta, hogy ezeknél is jelen van az energia és felderítette az ilyen jelenségek energiaviszonyait. Végül **Albert Einstein** (1879–1955) 1905-ben a speciális relativitásról írt híres dolgozatában megállapította az energia és a tömeg $E = mc^2$ (ahol m a tömeg és c a fénysebesség) általános ekvivalenciáját. – A tudomány mai ismeretei szerint általános energia-tömeg megmaradás érvényes minden zárt rendszerre. Ez szigorú törvény, amelynek érvényességéről meg vagyunk győződve, és kivételt nem ismerünk.

Másrészről az energetika a társadalmak energiatermelését jelenti. Az energetika a társadalmi és a gazdasági élet önálló területét jelenti. A következőkben megmutatott elemzések szerint ez az emberiség jelenének és jövőjének egyik legfontosabb sorskérdése. Az energetika használja a fizikában definiált energiafogalmat és egységeket. Hangsúlyozni kell, hogy az energetika nem tartozik a fizikához, de a természettudományok közül ehhez van a legközelebb. Látni fogjuk, hogy az energetika a fizikához számos szállal kötődik, és problémakörét is fizikus szemmel lehet talán a legjobban áttekinteni.

Az energia egysége a joule (J). Ez azt a munkát jelenti, amit akkor végzünk, ha 1 newton erő az irányában egy méter úton elmozdul (1 J=1 N 1 m). A J az energia SI-egysége.

Az energetikában a könnyebb tájékozódás kedvéért célszerű minden energiamennyiséget joule-ra átszámítani. Enélkül igen hamar elveszíthetjük a tájékozódást az energiát különböző egységekben, formákban tartalmazó mennyiségek között.

A hőtanban az SI bevezetése óta nem szabványos, de még ma is sok helyen használt alapegység a kalória (cal). Ez az az energiamennyiség, ami ahhoz szükséges, hogy 1 g 14,5 ^{o}C-os víz hőmérsékletét 101,325 kPa nyomáson $1\,^{o}C$-kal emeljük. A mérések szerint 1 cal=4,189 J.

Az egységnyi idő alatt elvégzett munka számértékileg megadja a teljesítményt. Egysége a watt (W), amelynél 1 J munkát 1 s alatt végzünk el.

Gyakran használt energiamennyiség a kilowattóra (kWh). Értéke: $1kWh = 1000 \cdot 3600Ws = 3,6 \cdot 10^6\ J = 3.6\,MJ$.

Az angolszász világ elterjedten használja a brit egységeket. A *British Thermal Unit* (BTU) az az energia, amely ahhoz kell, hogy egy font (0,4536 kg) 56 Fahrenheit-fokos vizet 60 F fokosra (15 ^{o}C-ról 15,6 ^{o}C-ra) melegítsünk. Átszámítva: 1 BTU=0,252 kcal=1055,60 J.

Az energetikában, például országok éves energiafogyasztásának leírásakor, gyakran használunk nagyobb egységeket. Ilyen egység például az Exajoule (1 EJ=10^{18} J), vagy a Quad (1 Quad=10^{15} BTU=1,0556· EJ).

Az energiahordozók energiatartalmát általában egy tartománnyal lehet leírni. Például a szén energiatartalma kilogrammonként 3500–7000 kcal-ig vehet fel értékeket, aszerint hogy honnan származik a szén. Ezért bevezették az Egyezményes Tüzelőanyag (ETA) fogalmát:

1 ETA t szén energiatartalma $= 7 \cdot 10^6\ kcal = 8140\,kWh = 29310\,MJ \approx 30\,GJ$.

Az olaj és a földgáz fajlagos energiatartalma szintén egy-egy energiatartománnyal adható meg. Az olaj energiatartalma átlagosan 44 MJ/kg, a normál állapotú (1 atmoszféra nyomás, 0 ^{o}C hőmérséklet) földgázé 40 MJ/m^3. Így a különböző energiahordozókból az alábbi mennyiségek rendelkeznek közelítőleg azonos energiatartalommal:

1 t olaj (44 GJ)~1160 m^3 (normál állapotú) (39,8 MJ/m^3) földgáz~1,5 ETA t (29,3 GJ/t).

Az olaj mennyiségét gyakran a barrel (hordó) űrmértékkel adják meg: 1 barrel=159 l. Az olaj sűrűsége is széles határok között (0,62–0,9 kg/dm^3) változik, mégis a ρ=0,85 kg/dm^3 értéket tekintik átlagosnak (ez a szaúdi olaj sűrűsége). Így 1 t olaj~7,9 b.

Az előzőeknek megfelelően 1 EJ~1 Quad kb.~24 millió t olaj, kb. 36 millió ETA t szén, kb. 190 millió hordó olaj.

.

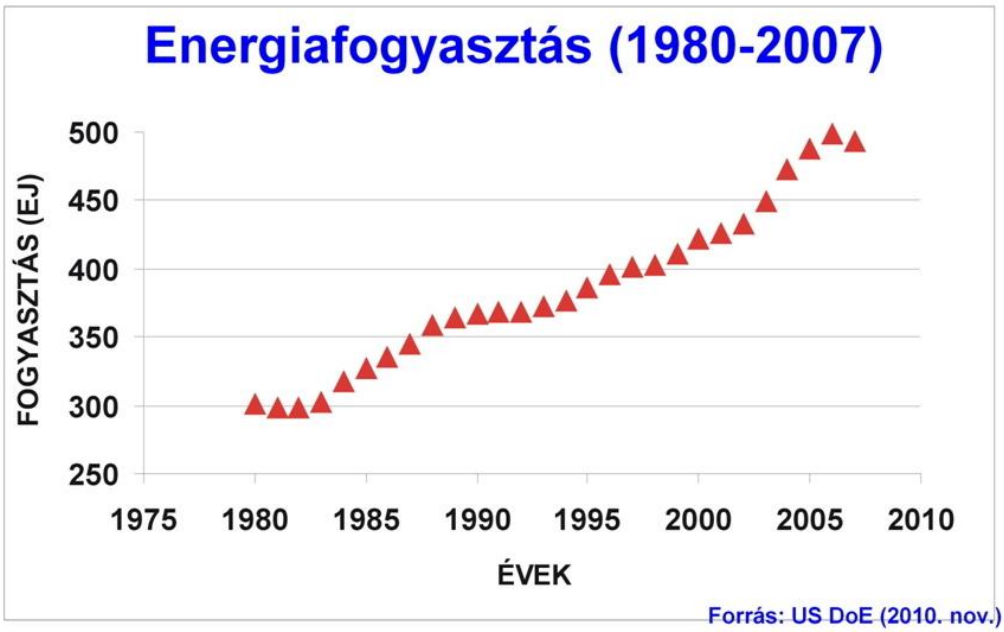
 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

6.2. Az energiatermelés és az emberi társadalmak

6.2.1. Az emberiség jelenlegi energiafogyasztásáról

Az emberi történelem során a civilizációs változások és az egy fő által átlagosan ugyanannyi idő alatt elfogyasztott energia mennyisége érdekes kapcsolatot mutat. Ahogyan az emberi társadalmak egyre bonyolultabbak lettek, a civilizáció fejlődött, úgy növekedett a fejenkénti energiafogyasztás. Ez a látszólag teljesen független két szempont szorosan összekapcsolódott, és a fejenkénti energiafogyasztás jól jellemzi a civilizációs állapotot.

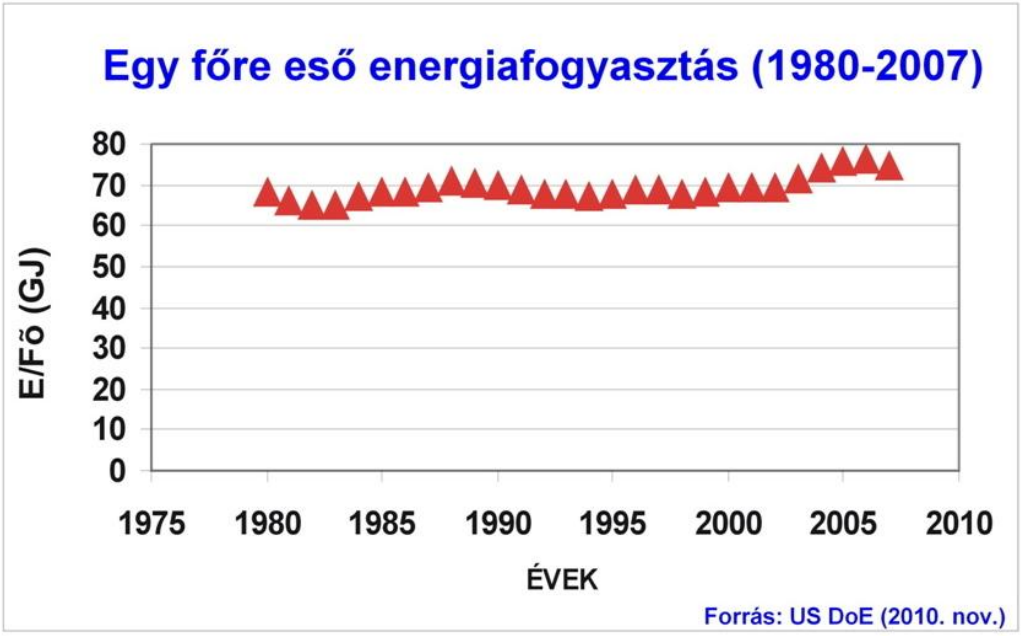
A XX. és XXI. század fordulójára az emberiség energiaigénye óriásira nőtt. A 6.1. ábrán a Föld országainak összes energiafogyasztását mutatjuk be 1980 és 2007 között. Az adatsor világosan mutatja, hogy bár az 1970-es évek kezdete óta minden politikus tudta, hogy az energiafogyasztást vissza kellene szorítani, az energiafogyasztás ennek ellenére dinamikusan növekedett, az 1980 körüli mintegy 300 EJ-ról 2007-re közel 500 EJ-ra. Ez közel kétharmados növekedést jelent a vizsgált időszak alatt.



6.1. ábra: A Föld társadalmainak energiafogyasztása 1980 és 2007 között[1]

Miért növekszik – a legtöbb politikus és vezető kimondott szándéka ellenére – az energiafogyasztás? Ahhoz, hogy erre a kérdésre magyarázatot adjunk, azokat a paramétereket kell keresnünk, amelyek magával a jelenséggel korrelálnak. A kiterjedt vizsgálatok egyetlen egy ilyen paramétert találtak. Bármilyen meglepő, de ez a paraméter a Földön élő emberek száma volt! A 6.2. ábra szépen mutatja, hogy az egész Földre átlagosan számított fejenkénti energiafogyasztás 1980 és 2007 között néhány százalékon belül állandó volt, értéke 70 GJ körül mozgott. Így a fő jelenség az összes energiafogyasztás növekedése mögött az, hogy Földünk lakossága szintén kétharmadával nőtt a vizsgált időszakban.

[1] Forrás: az Egyesült Államok Energiaügyi Minisztériumának honlapja (*US Department of Energy* – DoE).

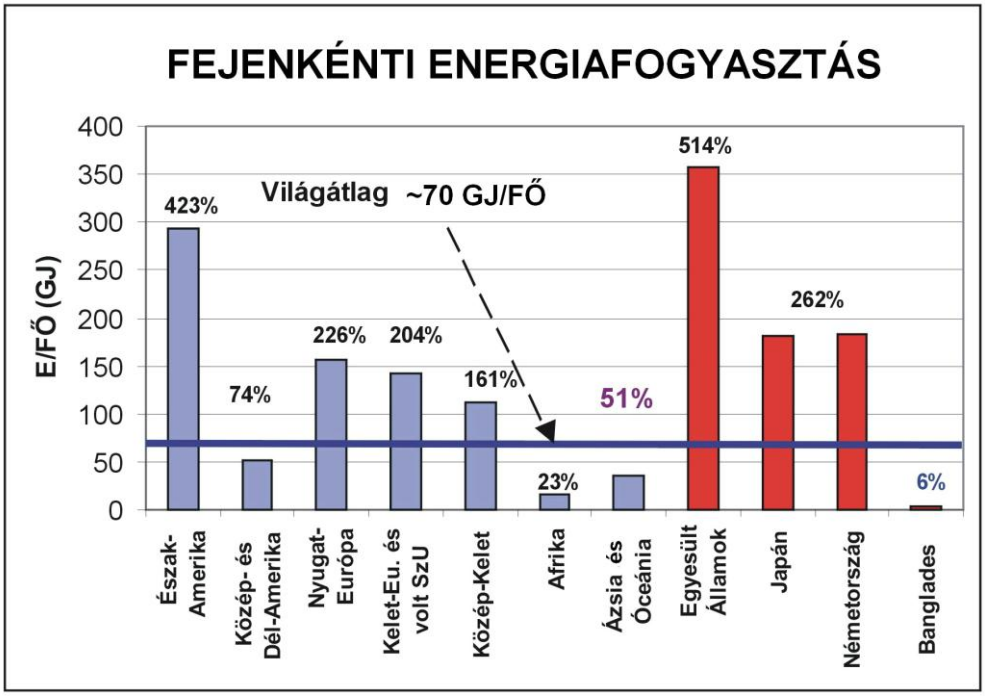


6.2. ábra: A Föld lakosainak egy főre számított átlagos energiafogyasztása 1980 és 2007 között

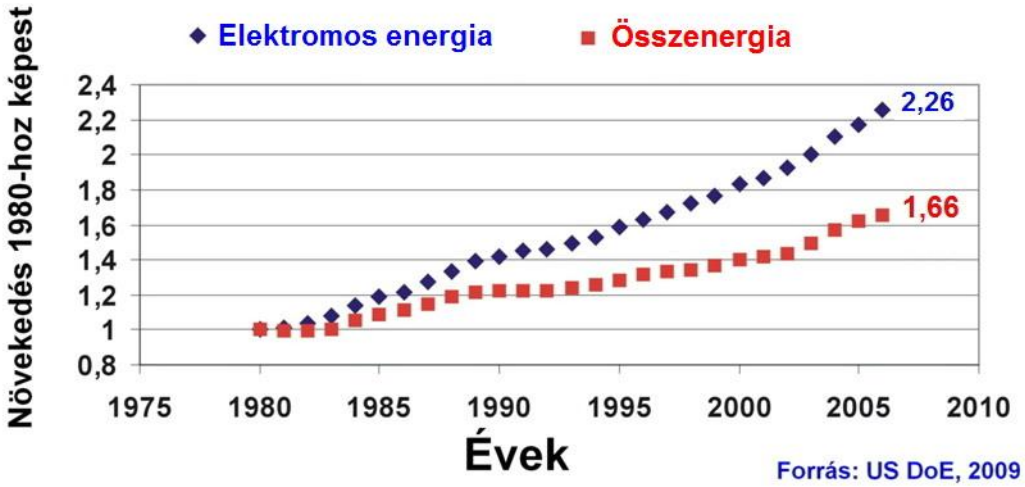
A Föld lakosainak száma 2011-ben 6,9 milliárd fő volt. Ez a szám évente 80 millióval növekszik. A 6.2. ábrán látható erős korreláció arra utal, hogy ameddig a Föld népessége ilyen ütemben növekszik, addig az energiafogyasztás is várhatóan ugyanilyen ütemben nő majd.

A Föld különböző régióinak egy főre számított energiafogyasztása természetesen nagymértékben eltér egymástól. A tényleges energiafogyasztás ugyanis erősen függ a gazdasági teljesítménytől és az életszínvonaltól. Ebben pedig a földi régiók erősen eltérnek egymástól. A 6.3. ábra az egyes régióra vonatkoztatva mutatja be a fejenkénti energiafogyasztást. Látható, hogy messze az észak-amerikai régió energiafogyasztása a legnagyobb, több, mint négyszer annyit fogyasztanak fejenként, mint a világátlag. Az európaiak több, mint kétszer annyit, az ázsiaiak, ahol pedig a Föld lakosságának 56%-a él, csupán a felét. – Az országok közül egy főre számítva a legtöbb energiát az Egyesült Államokban fogyasztják, több, mint ötszörösét a világátlagnak. A legkevesebbet fogyasztó bangladesi polgárok pedig csak az átlag alig 6%-át. Érdekes megállapítani, hogy két olyan ország polgárai, mint Németország és Japán, amelyek a technikai színvonal közel azonos szintjén állnak, de amelyek egymástól földrajzilag igen távol vannak, és amelyeknek hagyományai, kultúrája nagyon eltér egymástól, mégis majdnem pontosan azonos mértékben fogyasztják az energiát.

A mai fejlett világban szembeötlő az a tény, hogy az energiafogyasztáson belül jelentősen megnövekedett az elektromos energia szerepe. A 6.4. ábra összehasonlítva mutatja be, hogy míg a teljes energiafogyasztás 1980 és 2006 között 66%-kal nőtt, az elektromos energia 2,26-szorosára.



6.3. ábra: A fejenkénti energiafogyasztás a Föld különböző régióiban és néhány kiválasztott országban



6.4. ábra: Az összenergia és az elektromos energia növekedése 1980 és 2006 között világszerte. Az elektromos energia gyorsabban nőtt 1980 és 2006 közötti összes energiafogyasztásnál

6.2.2. A társadalom energiaellátásának szükségessége

Miért van szükségük az emberi közösségeknek az energiaellátásra? Mire használja a társadalom az energiát? Milyen következményei lennének az energiaellátás akadozásának vagy megszűntének? Ezek a kérdések a legelsők, amelyeket meg kell válaszolni az energetikával kapcsolatban.

Az emberi közösségek működőképességüket energia nélkül nem tudják fenntartani. Ez abból adódik, hogy mindenhez, ami körülvesz minket, ami élhetővé teszi a környezetünket, minden tárgy megalkotásához energiabefektetésre van szükség. Ha ezt részletezzük, akkor

azzal kell kezdenünk, hogy átgondoljuk, melyek a társadalom ma elvárt fő igényei. Az alábbiakban a teljesség igénye nélkül felsorolunk néhány követelményt:

- megfelelő lakások és otthonok,
- elegendő élelem a lakosságnak,
- víz a lakosságnak és a gazdaság szereplőinek,
- energia fűtésre és világításra,
- energia és nyersanyag a gazdaság szereplőinek,
- közlekedés, az anyagi javak szállítása és híradás,
- a hulladék elhelyezése.

Természetesen ez a lista nem teljes. Egyáltalán nem esik szó benne a társadalom, közigazgatás, az oktatás, az egészségügy, a közbiztonság, a természet és környezetvédelem megszervezéséről, amelyek szintén energiaigényesek. Egyenletes működésükhöz biztonságos energiaellátásra van szükség.

A különböző közösségekben, társadalmakban, országokban az energiaigény más és más szerkezetű. Ennek oka az, hogy az energiaszükséglet függ a társadalom felépítésétől, rétegezettségétől és igényeitől. Ez utóbbi tényező viszonylag gyorsan változhat, befolyásolják a közösségben folyó politikai és szociokulturális folyamatok. Az energiaigény mértéke kialakulásában döntő szerepe van az ország gazdasági szerkezetének, teljesítőképességének. Ez évtizedes időállandóval változhat csak lényegesen. A szükséges energia nyilvánvalóan függ a természeti körülményektől, így a klimatikus viszonyoktól (fűtés szükségessége), a felszíni formáktól, a hagyományoktól és a geopolitikai helyzettől. Ezek a tényezők általában kevéssé, vagy csak lassan változhatnak meg.

Az egyes társadalmak energiafelhasználásának tényleges elemzésével juthatunk csak olyan ismeretekhez, amelyek felfedik a társadalom működése szempontjából legfontosabb területeket, mutathatnak rá arra, hogy mely területeken lehet az energiafelhasználást racionalizálni. Az energiafelhasználás áttekintését általában az teszi bonyolulttá, hogy ugyanazokat az adatokat kell több szempontból is értékelni. Ilyen szempontok lehetnek a fő társadalmi szektorok energiafogyasztásának arányai egymáshoz képest, a gazdaság szereplői szerint történő elemzés, a tényleges felhasználás fizikai szempontok szerinti értékelése, a bemeneti-kimeneti oldalak viszonya, a rendszer hatásfokának elemzése. Alapvetően igaz, hogy ugyanazoknak az adatoknak más-más szempontból való bemutatása lényeges új információkat hordozhat, új felismeréseket tartalmazhat.

Célszerű egy társadalom energiafelhasználásának áttekintését a társadalom néhány nagy szektora energiaigényének bemutatásával kezdeni. Négy ilyen szektort különböztetünk meg:

- ipari szektor: ide tartozik minden berendezés, létesítmény, amely termel (így a mezőgazdaság is), építkezik vagy bányászik,
- szállítási szektor: járművek, amelyek embereket, vagy anyagi javakat szállítanak (gépkocsik, kamionok, buszok, vonatok, repülők, hajók stb.),
- lakossági szektor,

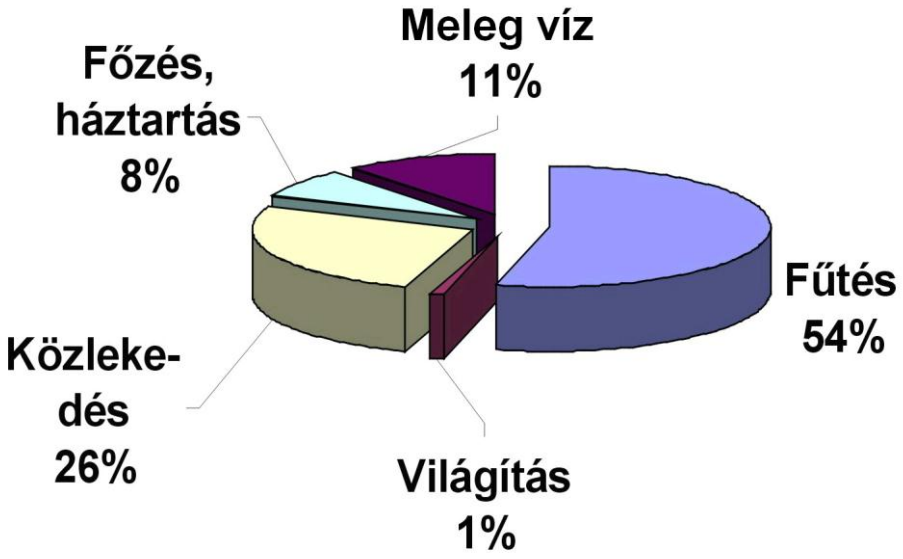
- közösségi szektor: hivatalok, áruházak, boltok, iskolák, kórházak, szállodák, éttermek, templomok, kaszárnyák stb.

A 6.2. táblázat a szektorok szerinti energiafelhasználást mutatja az Egyesült Államok és Magyarország esetében. Természetesen a két ország között az egy főre eső évenkénti energiafelhasználásban nagy a különbség. Míg egy átlagos amerikai körülbelül 350 GJ energiát használ el, addig Magyarországon ez az érték 100 GJ körül van. Azonban érdekes, hogy a közösségi szektor mindkét országban egyaránt 19%. A szállítás az USA-ban arányaiban is sokkal nagyobb, mint Magyarországon. Az igazán nagy különbség abban van, hogy a lakossági szektor Magyarországon 34%, míg az Egyesült Államokban csak 22%-os részarányú. Mindez a gazdasági erő lényeges különbségéből adódik.

Szektorok	Egyesült Államok	Magyarország
Termelő	31%	27%
Szállítási	28%	20%
Lakossági	22%	34%
Közösségi	19%	19%

6.2. táblázat: Az Egyesült Államok és Magyarország szektorok szerinti energiafelhasználása

Más megközelítésben a szállítást nem tekintik külön szektornak, és a felhasználó szerint kategorizálva a szállítási energiafelhasználást az alkalmazó termelő, közösségi vagy lakossági szektorhoz számítják. Ekkor lakossági és a termelőszektorok dominálnak minden országnál 35–40% körüli részaránnyal.

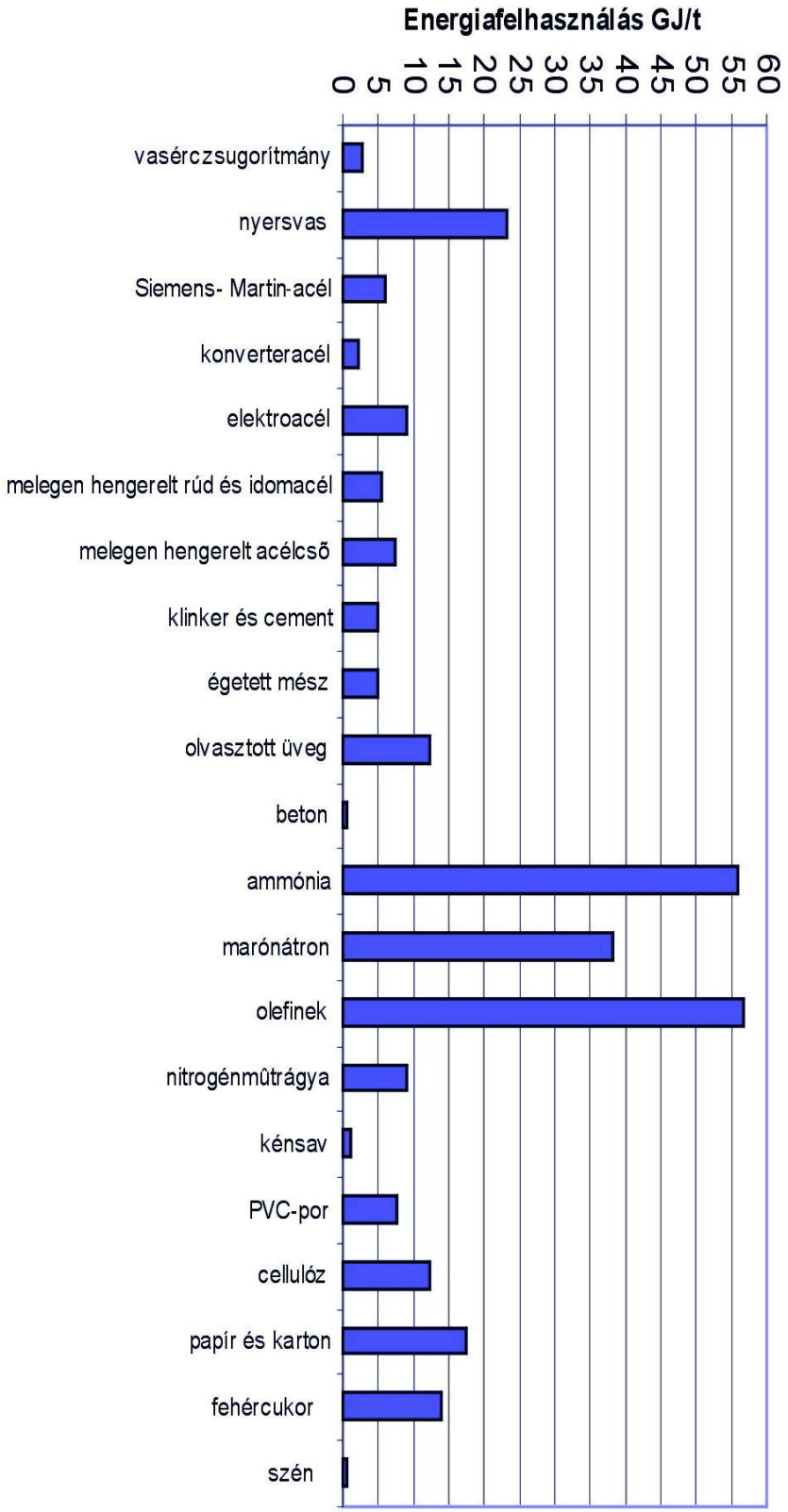


6.5. ábra: A lakosság energiafelhasználása Magyarországon

A 6.5. ábra a lakossági energiafelhasználás alkalmazási cél szerinti arányait mutatja Magyarországon. A legfontosabb tény az, hogy a fűtés 54%-os részarányú, vagyis az energiának több, mint a felét fűtésre használjuk. A meleg víz és a háztartás 11, illetve 8%-kal részesedik. A világítás a lakossági energiafelhasználásnak csupán egy százaléka, igaz, hogy ezt mind a drága elektromos áramból fedezi.

Külön szólunk arról, hogy az ember által kialakított környezet minden tárgya, anyaga előállításához energia szükséges. Annak a meghatározása, hogy mennyi energiára van szükség ezek előállításához, sokszor csak bonyolult folyamatok elemzésével lehetséges. A

6.6. ábrán hasonló elemzések eredményeképpen mutatjuk be, hogy néhány kiválasztott anyag egységnyi mennyiségének előállításához mennyi energiára van szükség.



6.6. ábra: Kiválasztott anyagok egy tonnájának előállításához szükséges energiamennyiségek összehasonlítása

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

Az energiafelhasználás további részletes elemzését az jelentené, ha minden szektornál további bontásban vizsgálnánk az energiafelhasználást célok és energiaforrási arányok szerint. Ezt az energiapolitika kialakításával kapcsolatban részletesen megteszik és nekünk ez nem célunk. Az előzőek arra mutattak rá, hogy az energiára mai életünk minden eleménél szükség van, és a társadalmi élet folyamatosan követeli a biztonságos energiaellátást. Azt, hogy milyen következményekkel járhat az energiaellátás elmaradása, azt néhány nagyobb területre kiterjedő áramszünet tapasztalatai, vagy egy-egy kimaradó távhőszolgálat károkozásai mutatják. A biztonságos energiaellátás fontos társadalmi cél.

6.3. A jelenlegi energiaellátás

A Föld országainak összesített energiafogyasztása 2010-ben 500 EJ körül volt. Ezt az óriási energiamennyiséget pillanatnyilag 39,1%-ban olajból, 22,8%-ban földgázból, 23,9%-ban szénből, 6,0%-ban atomenergiából és 7,8%-ban megújuló energiaforrásokból, elsősorban a vízenergia felhasználásával fedezzük.

6.3.1. Az ásványi energiahordozó tartalékok

Az ásványi energiahordozók, a szén, az olaj és a földgáz együttesen 85,6%-ot tesznek ki. Érdekes módon ez az arány az energetika utolsó évszázadának történetében néhány százalékos ingadozással mindig ennyi volt. Bár sokat változtak a belső arányok a fosszilis energiahordozók között, a szén háttérbe szorult a kőolajjal és a földgázzal szemben, de a teljes részarányuk lényegében azonos maradt. Tekintve, hogy nagy rendszerek gyors változása elképzelhetetlen, ez azt is jelenti, hogy a fosszilis energiahordozóknak még sokáig, akár több évtizeden át domináns szerepük lesz az energiaellátásban.

Vegyük sorra, hogy milyen kilátásaink lehetnek, ha a jelenlegi ellátási rendszer érdemi megváltoztatása nélkül kívánjuk biztosítani az energiaellátást. Ehhez sorra vesszük az ásványi energiahordozókat, megvizsgáljuk a készletek kérdését, és azt is, hogy milyen környezeti vonatkozásai vannak ezen energiaforrások hosszú távú alkalmazásának. Már most jelezzük, hogy a kilátások egyáltalán nem bíztatóak.

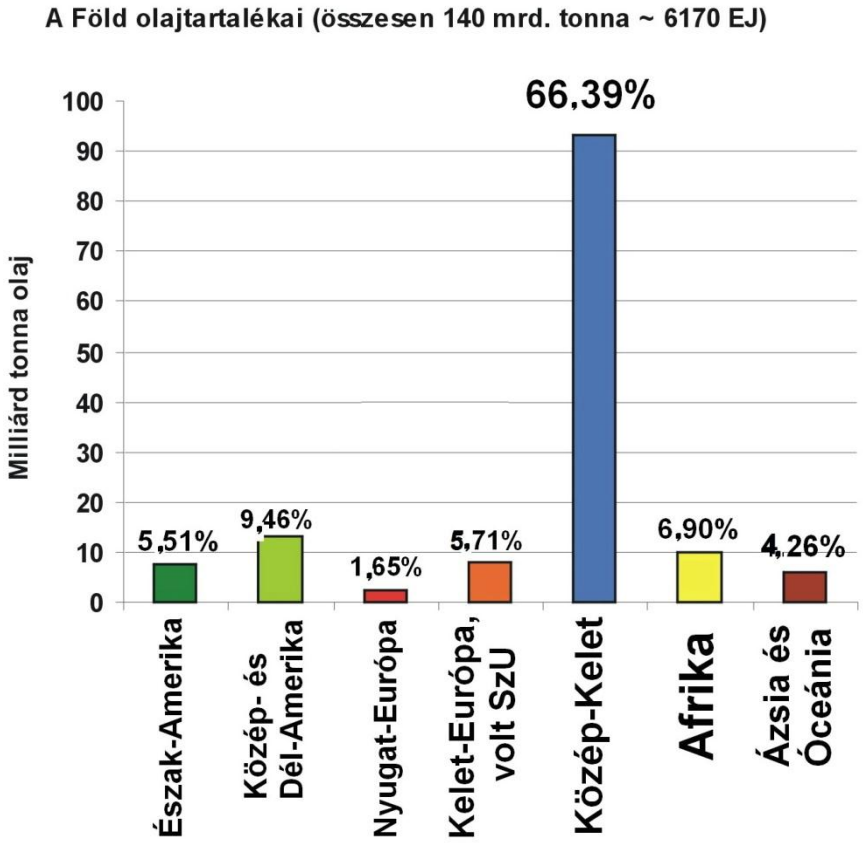
A **szénhidrogének,** az olaj és a földgáz a pillére a mai energiaellátásnak. A mai tudomány úgy véli, hogy mind az olaj, mind a földgáz szerves eredetű, vagyis több 100 millió évvel ezelőtt élő élőlények megfelelő körülmények közötti átalakulásával jöttek létre a mai olaj- és földgázmezők. A földgáznál komolyan felmerült a szervetlen eredet lehetősége, azonban a mai tudomány ezt már elveti.

A kőolaj és a földgáz együttes keletkezése nem bizonyított, bár sokszor korrelál a két energiahordozó előfordulása. Mindkét szénhidrogén viszonylag kis kiterjedésű geológiai formátumokban, a szinklinálisokban gyűlik össze. A geológiai viszonyok és a szénhidrogének tulajdonságai miatt egy-egy mezőből kitermelhető mennyiség erősen függ a kitermelési technikától.

Ráadásul mind az egyes olaj-, mind a földgázmezőkben található szénhidrogének tulajdonságai széles határok között szórnak. Kőolajról mint fogalomról kb. ugyanolyan joggal beszélhetünk, mint húsról: általában vett hús nincs, van sertéshús, marhahús vagy csirkehús. Az olaj sűrűsége például lelőhelytől függően 0,65 és 0,92 kg/dm^3 között ingadozik, és az olaj más tulajdonságai is erősen szórnak. Az átlagos tulajdonságú kőolajnak a szaúdarábiai kőolajat azért tekintik, mert az az egy tömegben megtalált legnagyobb kőolajtest.

A szénhidrogének mennyiségének becslésére több különböző becslési módszert dolgoztak ki. Ezek geológiai és geofizikai elemek mellett statisztikai megfontolásokat is tartalmaznak. E módszereket most nem ismertetjük. Arra viszont hivatkozunk, hogy abban egyetértés van, hogy az eredmények legfeljebb hármas faktorban térhetnek el a tényleges értékektől. Problémát jelent ezenkívül az is, hogy a készletek nagysága elsőrendű politikai és gazdasági titok, amelyet különböző országok, cégek más és más módszerrel, esetleg félrevezetéssel őriznek.

A 6.7. ábrán a Föld bizonyított olajkészleteinek eloszlását mutatjuk be. Az összes olaj mennyiségét 140 milliárd tonnára teszik, amely mintegy 6200 EJ energiatartalomnak felel meg.

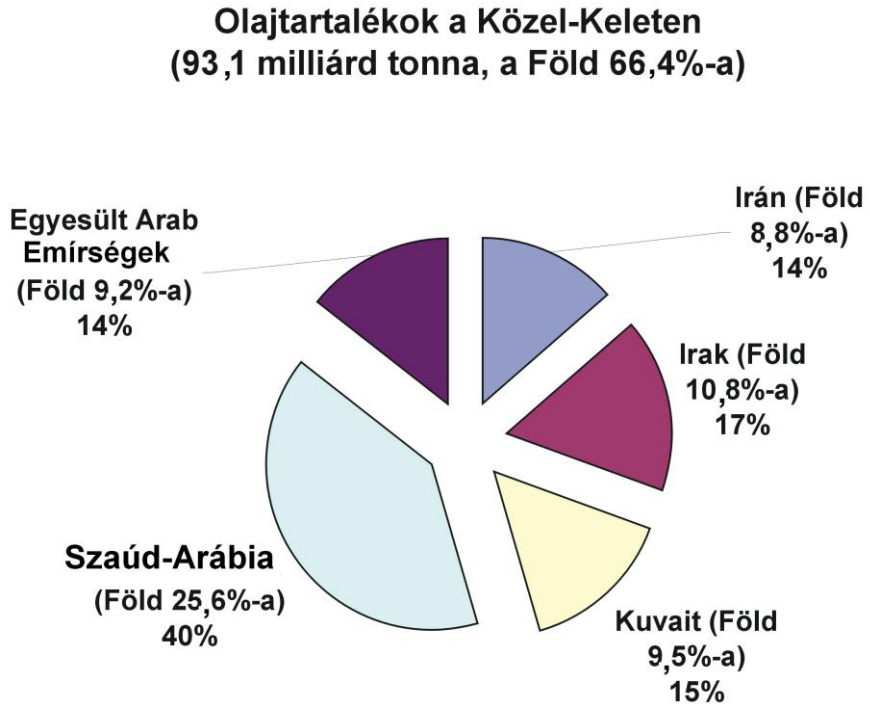


6.7. ábra: A Föld becsült olajkészleteinek földrajzi eloszlása. Az energiatartalomra történő átszámításkor a 44 MJ/kg átlagos értéket használtuk

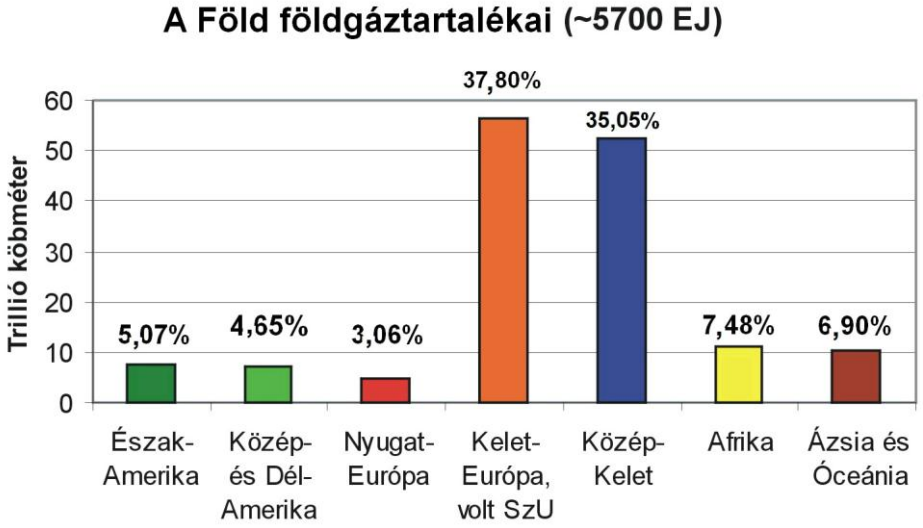
A bizonyított olajkészletek nem egyenletesen oszlanak el a Földön. Különösen gazdag olajban a Közép-Kelet, ahol az olajtartalékok mintegy kétharmada található. A 6.8. ábra a Közép-Kelet országain belüli eloszlást mutatja be. Ezek a számok érthetővé teszik az itt szereplő országok geopolitikai felértékelődését az utóbbi évtizedektől napjainkig.

A Közép-Kelet országaiban mintegy 93 milliárd tonna mennyiségű olajvagyon tekinthető bizonyítottnak, amely 4100 EJ energiának felel meg. A legnagyobb készletekkel Szaúd-Arábia rendelkezik, a közép-keleti térség készletének 40%-ával, és a Föld készleteinek 26%-ával. Nagy készletek vannak Irakban és Kuvaitban. A két ország együtt a Föld tartalékainak több, mint 20%-át birtokolja. Gazdag az iráni olajkincs is, a Föld készleteinek közel 9%-át rejti országuk földje.

A kőolaj folyamatos termelését természetesen átgondolt gazdaságpolitikai stratégiák irányítják. Ezek közül a legismertebb az 1960-ban alapított Kőolajexportáló Országok Szervezete, az OPEC *(Organization of the Petroleum Exporting Countries).* Az OPEC elsődleges célja a tagországok nyersolaj-kitermelésével kapcsolatos politikájának koordinálása. A 12 OPEC tagállama között közép-keleti és fejlődő országokat találunk. Az OPEC politikája meghatározza a többi (nem tag) olajtermelő ország termelési stratégiáját is.



6.8. ábra: A bizonyított olajtartalékok eloszlása a Közép-Kelet országai között százalékban, és részarányuk a Föld bizonyított készleteiben (zárójelben)



6.9. ábra: A bizonyított földgázkészletek földrajzi eloszlása. Az energiatartalomra történő átszámításkor a 40 MJ/m^3 átlagos értéket használtuk

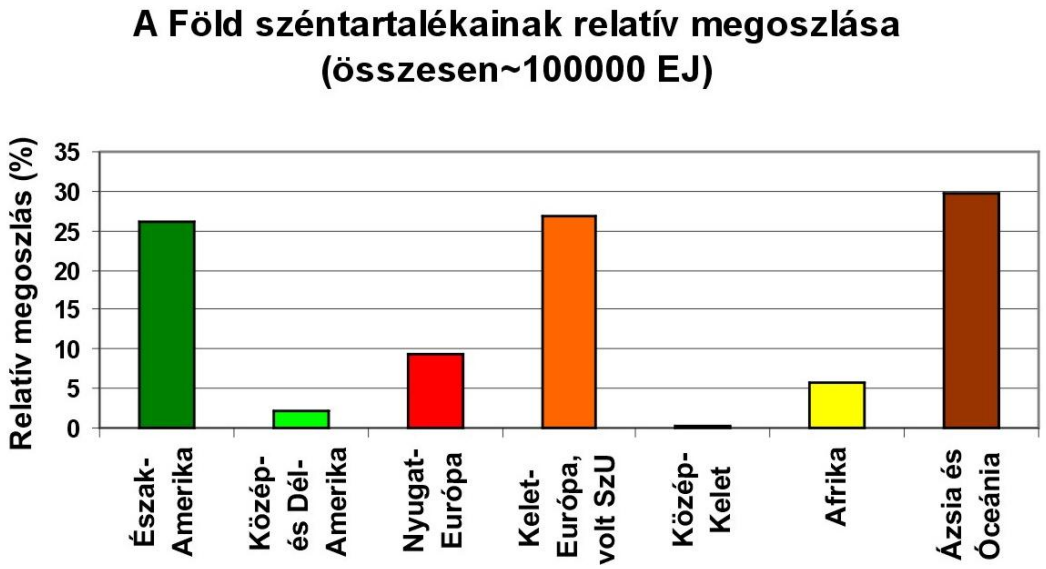
A becslések tehát azt mutatják, hogy a bizonyított olaj- és földgázkészletek energiatartalma körülbelül megegyezik, és mintegy 6000 EJ körül van. Azt is látjuk, hogy az évente

felhasznált energia (~500 EJ) és a bizonyított szénhidrogénkészletek között legfeljebb egy nagyságrendi eltérés van.

Az előbbi becslések sok vita tárgyát képezték már korábban is, és képezik napjainkban is. A kritikák egy része arra vonatkozik, hogy a tapasztalatok szerint eddig még mindig fedeztek fel új lelőhelyeket, amelyeket a korábbi adatok nem tartalmazták. Ez igaz, de az utóbbi években a megtalált új mezők már nem voltak akkorák sem, mint amennyi szénhidrogént az adott évben elfogyasztunk. – A másik bírálati pont az olajlelőhelyek változó körülményeire hivatkozik. Valóban úgy van, hogy az olaj kitermelése és feldolgozása jelentősen eltérhet fizikai és gazdasági szempontból. Így igaz lehet, hogy a tartalékok kitermelésének gazdaságossága az olaj árától függ. Ha az energia ára jelentősen emelkedik, akkor sokkal több készlet válik kitermelhetővé. – Tulajdonképpen az előző kritikákat veszi figyelembe az, hogy az előbbi becslések 2-es, 3-as faktor pontossággal tekinthetők megbízhatónak, nagyságrendi tévedés azonban nem valószínű.

A **szénkészletek** becslése földtudományi szempontból sokkal könnyebb. A szén ugyanis általában jól ismert geológiai formációkban, nagy kiterjedésű rétegekben található. A kontinensek olyan földtani felmérése, amelyből a szénvagyon becsülhető, megbízható pontossággal megtörtént.

A szén esetében inkább az energiatartalom becslése jelent problémát. A szén ugyanis nagyon különböző minőségű lehet a 15 MJ/kg kis energiatartalmútól a 30 MJ/kg-os kiváló minőségű szénig. Ezért vezették be a korábban említett egyezményes tüzelőanyagot, az ETA tonnát. A becslések így arra vonatkoznak, hogy ETA tonnában számolva mekkorák a készletek.



6.10. ábra: A Föld ETA tonnára átszámított széntartalékainak földrajzi megoszlása. Egy ETA tonna szén energiatartalma 29,3 GJ/t

A 6.10. ábra a szénkészletek földrajzi eloszlását mutatja. Látszik, hogy Észak-Amerika, Európa és Ázsia rendelkezik a készletek több, mint 85%-ával. A többi régió, így Afrika és Dél-Amerika előfordulásai kicsik. A készletek energiatartalma eléri a 100 ezer EJ-t.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

6.3.2. *A jelenlegi energiaellátás problémái*

A jelenlegi energiaellátás hosszú távon a fosszilis energiahordozó-készletek véges volta miatt semmiképpen sem tartható fenn. A következőkben megmutatjuk, hogy még akkor is, ha a készletek oldaláról (például szénből) biztosítható lenne az energiaellátás, akkor is a mai ásványi hordozókra épülő rendszer környezeti és egyéb problémák miatt nehezen elfogadható perspektívát jelent.

Mindez felveti az energiatermelő rendszerek helyes összehasonlításának kérdését. A helyes összehasonlítás az, hogy ugyanakkora megtermelt energiára nézve az energiahordozó kitermelésétől a felhasználás teljes folyamatán át, egészen a keletkezett hulladék elhelyezéséig minden folyamatot figyelembe kell venni, minden környezeti kárt, veszélyt összegezni kell. Ezután lehet csak dönteni arról, hogy melyik energiatermelési rendszer felel meg jobban a társadalom igényeinek.

A fosszilisokra épülő energiaellátás egy sor kérdést vet fel. Úgymint:

- Az energiaellátás gazdasági és politikai függések sorát hozza létre, amely abból adódik, hogy a készletek nem egyenletesen oszlanak el a Földön.

- Szennyező anyagok egész sorát kell megakadályoznunk, hogy kijusson a légkörbe. A szén és a szénhidrogének mindig tartalmaznak ként, ami rossz esetben akár 5% is lehet. Az égetésnél nitrogén-dioxid keletkezik, amely rákkeltő, és légkörbe való kijutásának megakadályozása nehéz. A szén mindig tartalmaz nehézfémeket (As, Pb, Cd, Hg, U stb.), amelyek szintén rákkeltők és genetikai ártalmakat is okozhatnak.

- A legnagyobb készletekkel bíró szénnel a baj az, hogy egyaránt nehéz kibányászni, elszállítani és elégetni.

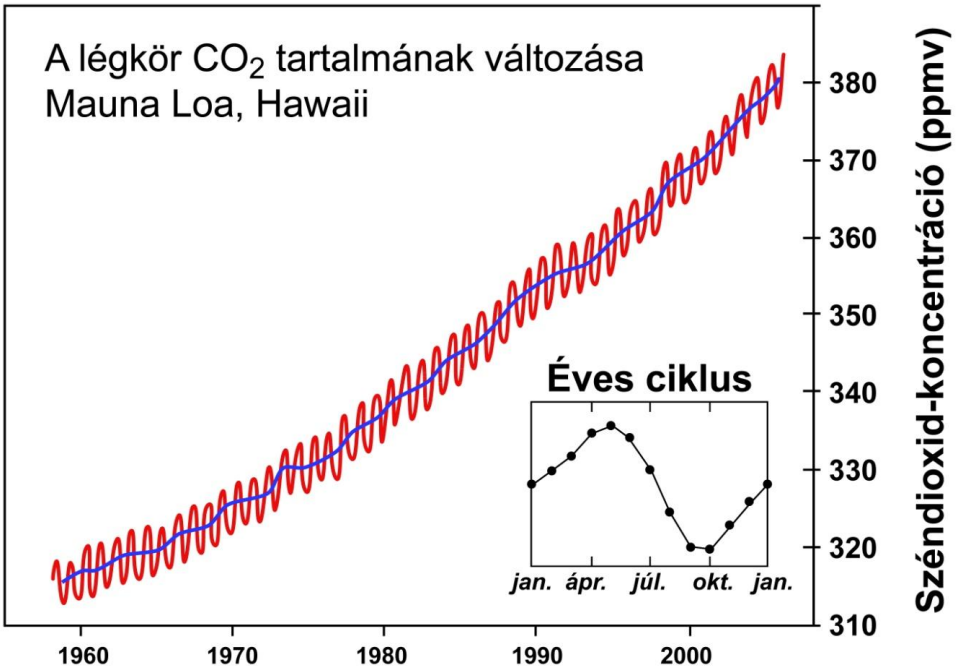
- A fosszilis energiahordozók fontos alapanyagai a modern vegyiparnak. Így vétek és pazarlás csak hőt termelni belőlük.

A szén-dioxid-kibocsátás problematikája ma az egyik legismertebb kérdéskör. Minden fosszilis energiahordozót érint, de a különböző kémiai összetételük miatt nem egyforma mértékben. A 6.3. táblázat szerint azonos megtermelt energiára a földgázból származik a legkevesebb szén-dioxid.

Energiahordozó	**kg CO_2/kg$_{(köszénekvivalens)}$**	**Százalékos arány**
Barnaszén	3,25	121
Kőszén	2,68	100 (viszonyítás)
Olaj	2,3	88
Földgáz	1,50	58

6.3. táblázat: Fosszilis energiahordozók CO_2-kibocsátása 1 kg kőszénnel azonos energiatartalomra vonatkoztatva

A szén-dioxid koncentrációja a légkörben folyamatosan növekszik. A 6.11. ábrán a légkör CO_2-tartalmának változását mutatjuk be az 1950-es évek második felétől számított mintegy 50 éven át. Az adatok a Hawaii-szigeteken lévő obszervatórium mérési eredményeiből származnak. A 6.11. ábra mutatja hogy a szén-dioxid koncentráció ötven év alatt 315 ppmv-ről jelentősen, 380-ra növekedett.



6.11. ábra: A légkör szén-dioxid-tartalmának változása az 1956-tól 2006-ig. A betét egy jellegzetes éven belüli változást mutat. A piros görbe a mérési adatokat mutatja, a kék görbe az éves átlagokat

A légkör szén-dioxid- (és az ábrán nem mutatott metán-) tartalmának növekedése az üvegházhatás miatt hatással lehet a Föld klimatikus viszonyaira. Az üvegházhatás lényege az, hogy a Nap sugárzásából származó energia jelentős része a rövid, néhány száz nanométer hullámhossztartományban érkezik a Földre. Erre a hullámhossztartományra a Föld légköre átlátszó, és az energia meg is érkezik a felszínre. A felmelegített Föld azonban hosszabb hullámhossztartományban sugároz, amelynek közepes értéke 10 μm hullámhossz körül van. Erre a hullámhosszra azonban sem a szén-dioxid, sem a metán (és további komponensek sem) átlátszóak, nem engedik át az energiát. Tekintve azonban, hogy a Földnek környezetével termodinamikai egyensúlyban kell lennie, ez úgy lehetséges, hogy a megemelkedett hőmérsékletű Föld adja le a nagyobb energiát. Ily módon az üvegházgázok hőmérséklet-emelkedéssel befolyásolják a Föld klímáját. Mivel az ember energiatermelése jelentősen hozzájárulhat a légkör szén-dioxid-koncentrációjának növekedéséhez, kézenfekvő a lehetőség, hogy ekképpen a klíma megváltozását is elősegítjük.

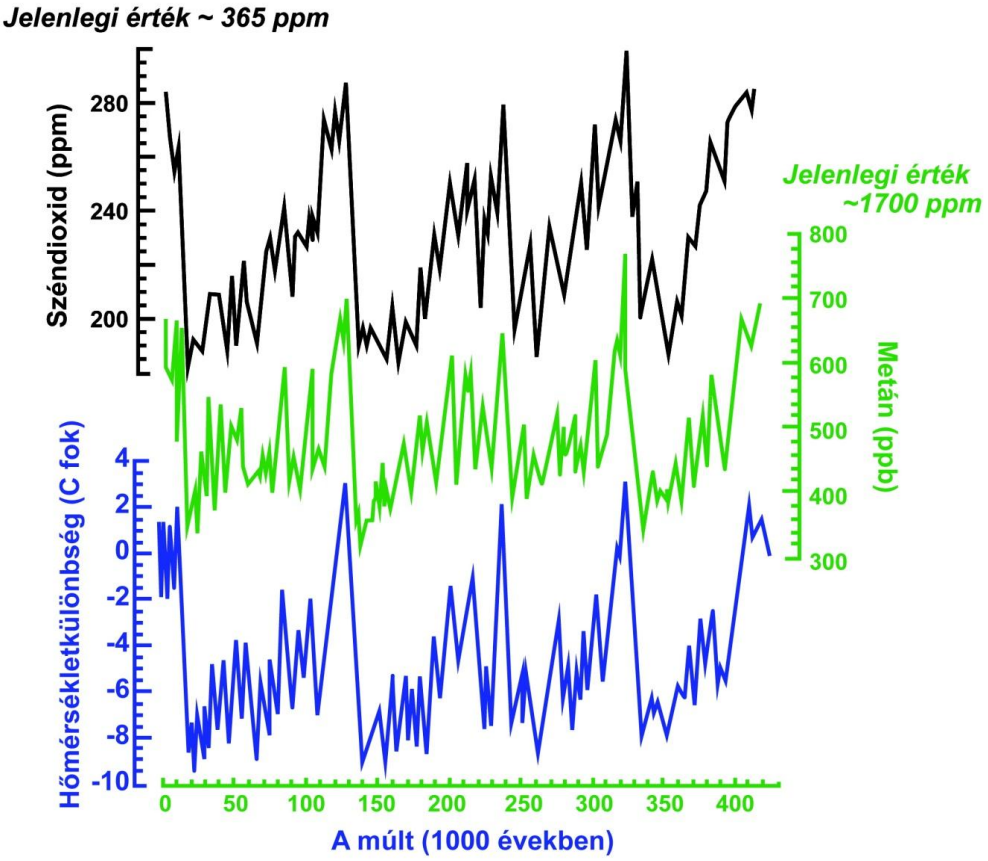
A klímaváltozás problematikája azonban nem egyszerű dolog. Számos más jelenséget is figyelembe kell venni, és pillanatnyilag még nincsenek olyan megbízható klímamodellek, amelyek jól leírnák a várható változásokat.

A természet azonban „elvégzett” egy kísérletet, amelynek eredményeit nem lehet könnyen megcáfolni. A sarki jégfúrások magjából olyan csapadékmintákat lehet kinyerni, amelyek korábbi klimatikus viszonyokra engednek következtetni. Az itt leírt eredmények a déli-sarki ún. Vosztok-minta *(Vostoc ice core)* vizsgálatából származnak (Nature, 399 (1999) 429).

A jégmag a felszínhez közel évi mintavétel lehetőségével, mélyebben a jobban összenyomott csapadékrétegekkel kisebb időbeni pontossággal, de mintegy 450 ezer évre visszamenőleg lehetőséget nyújt két mérés elvégzésére:

- A minta tanulmányozásával meghatározható a csapadékkiváláskori légkör CO_2- és metántartalma.

- Meghatározható a vízben lévő ^{16}O és ^{18}O izotópokat tartalmazó vízmolekulák aránya. Ebből következtetni lehet arra, hogy abban az időben, amikor a csapadék keletkezett, milyen volt a hőmérséklet. A nehezebb oxigént tartalmazó vízmolekulák ugyanis lomhábbak, és alacsonyabb hőmérsékleten részarányuk kisebb a légkörben.



6.12. ábra: A Vosztok-jégmintán végrehajtott mérések eredményei. A vízszintes tengelyre az időt mértük fel úgy, hogy a múlt jobbra távolodik a jelentől. A felső görbe a szén-dioxid-tartalmat (ppm), a középső pedig a metántartalmat (ppb) mutatja. Az alsó görbe a mai hőmérséklethez viszonyított különbséget mutatja be Celsius-fokokban

A 6.12. ábrából látszik, hogy az elmúlt 450 ezer évben jelentős változások mentek végbe a Föld klímájában. A hőmérséklet többször is jelentősen változott. A periodikus változásokat az égi mechanika a Föld Nap körüli pályaváltozásaival jól tudja magyarázni: A földpálya változása ugyanis három jól értelmezhető ciklust is mutat. Tudjuk, hogy a Föld pályájának excentricitása mintegy 100 ezer éves ciklusban változik (a pálya jobban hasonlít a körhöz, majd ismét ellipszissé válik), 41 ezer éves ciklussal a Föld forgástengelyének szöge merőleges lesz az ekliptika síkjára, majd ismét elhajlik, és a Föld tengelye 19–23 ezer éves ciklusban precesszál. Mindezek a változások a Nap sugárzásának változásával jártak együtt, és a klíma periodikus megváltozását okozták.

A Vosztok-jégmagadatainak tanulmányozásánál azonban szembeötlő, hogy a hőmérséklet és az üvegházgázok változása az elmúlt 450 ezer évben szinkronban voltak: akkor, amikor kisebb volt a légkör a szén-dioxid- és a metántartalma, akkor a hőmérséklet is ala-

csonyabb volt, és amikor magas volt az üvegházgázok részaránya a hőmérséklet is magasabb volt.

Az előbbi eredményeket lefordíthatjuk a mai viszonyokra. Ha ezt megtesszük, akkor ez a klímaváltozás bekövetkezését valószínűsíti. Így legalábbis óvatossággal kell kezelnünk az antropogén üvegházgázok fokozott kibocsátását, így a fosszilis energiahordozók felhasználásával biztosított energiaellátást.

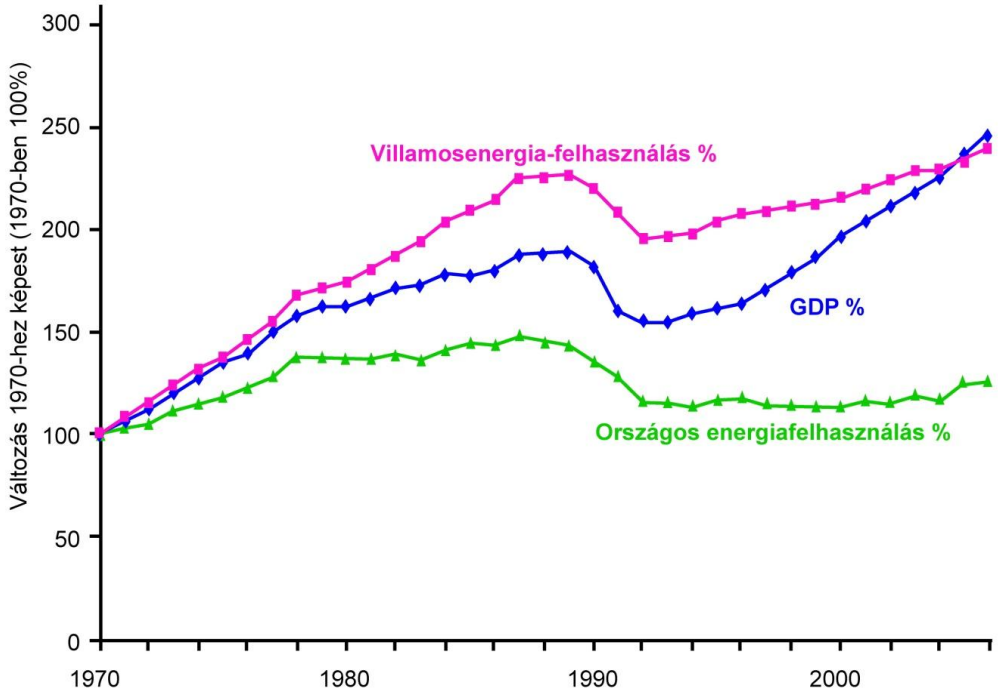
Összefoglalva megállapíthatjuk, hogy az energiaellátás mai, elsősorban a fosszilis energiahordozók felhasználására épülő energiaellátási rendszer hosszabb távon bizonyosan fenntarthatatlan, mert

- a szénhidrogénkészletek belátható időn belül a kimerülés jeleit fogják mutatni,
- az ásványi energiahordozók megengedhetetlen, súlyos károkat okoznak a környezetünkben.

6.3.3. *Magyarország energiaellátása*

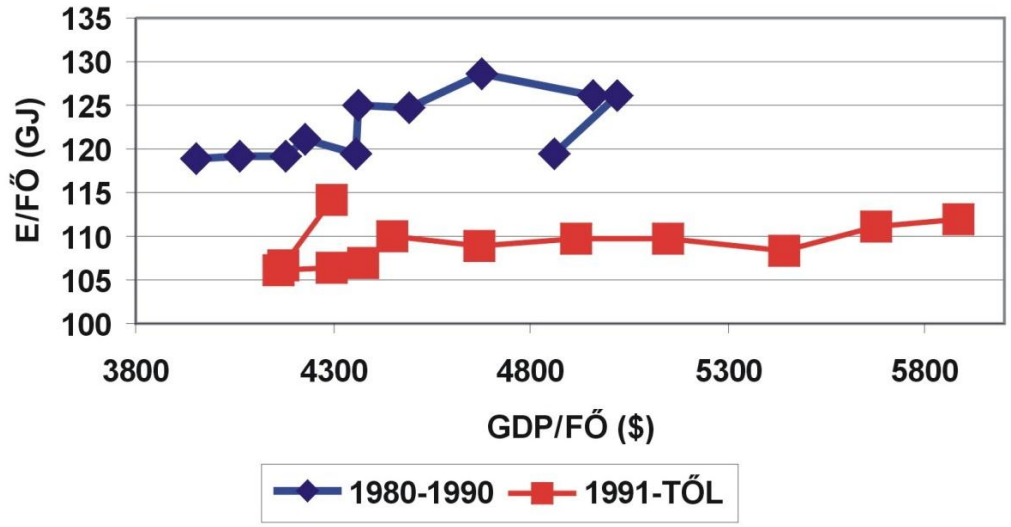
Magyarország éves energiafelhasználása 2008-ban 1126,3 PJ. Így a magyar lakosság egy főre eső energiafelhasználása 110–115 GJ/fő körüli volt.

Magyarország energiaellátásában az utolsó három évtized jelentős változásokat hozott. A 6.13. ábra az energiafogyasztás, a GDP és villamosenergia-felhasználás változását mutatja be az 1980-as adatokhoz képest. Az ábrán látható, hogy az 1990 körüli történelmi események mind a három mennyiség figyelemre méltó csökkenését hozták. Érdekes a következő időszak változása is. Amíg az energiafelhasználás 1992 után lényegében nem változott, addig a GDP lassú, az elektromos energiafelhasználás dinamikus növekedést mutatott.



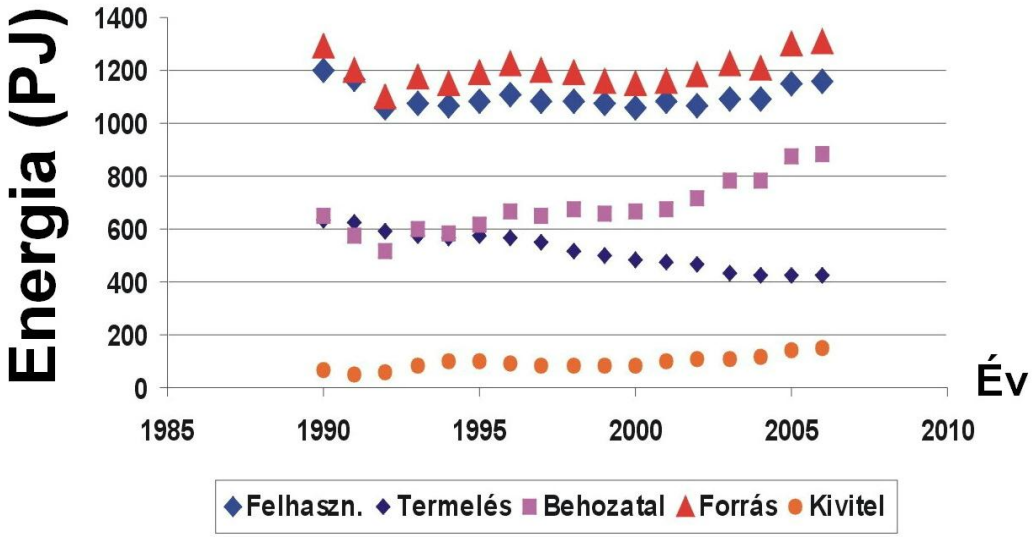
6.13. ábra: Magyarország GDP-jének, villamosenergia-felhasználásának és országos energiafelhasználásának százalékos változása 1980-hoz képest 1980 és 2006 között

Az 1990 körüli gyors változást még jobban mutatja a 6.14. ábra, amely az egy főre számított energiafelhasználást mutatja az egy főre vonatkoztatott jövedelem függvényében 1980 és 2002 között. Az 1990–1991-ben történtek itt minőségi ugrásként jelennek meg. Ezen az ábrán az 1990 előtti pontokat a szakadásszerű változás miatt össze sem kötöttük az 1991 utáni adatokat mutató pontokkal. Az egy főre eső energiafelhasználási adatok és a jövedelem változása jelentős társadalmi-gazdasági átalakulás tükröződése.



6.14. ábra: Magyarország egy főre vonatkoztatott fejenkénti energiafelhasználása a jövedelem függvényében 1980 és 2002 között

Magyarország energiagazdálkodásának legfontosabb tulajdonsága az ország rendkívül erős függése az energiaimporttól. 2008-ban az energiaimport 868 PJ energiának felelt meg, amely a teljes felhasznált energia 67%-a. A folyamatok bemutatása céljából a 6.15. ábrán az energiagazdálkodási mérleg jellemző adatait mutatjuk be 1990 és 2006 között. Az ábrán látható, hogy az 1990-ben még 50% alatti importtól való függés hogyan növekedett két-harmadosra, míg a hazai energiahordozó-termelés 620 PJ-ról 400 PJ-ra csökkent.



6.15. ábra: Magyarország energiamérlege 1990 és 2006 között

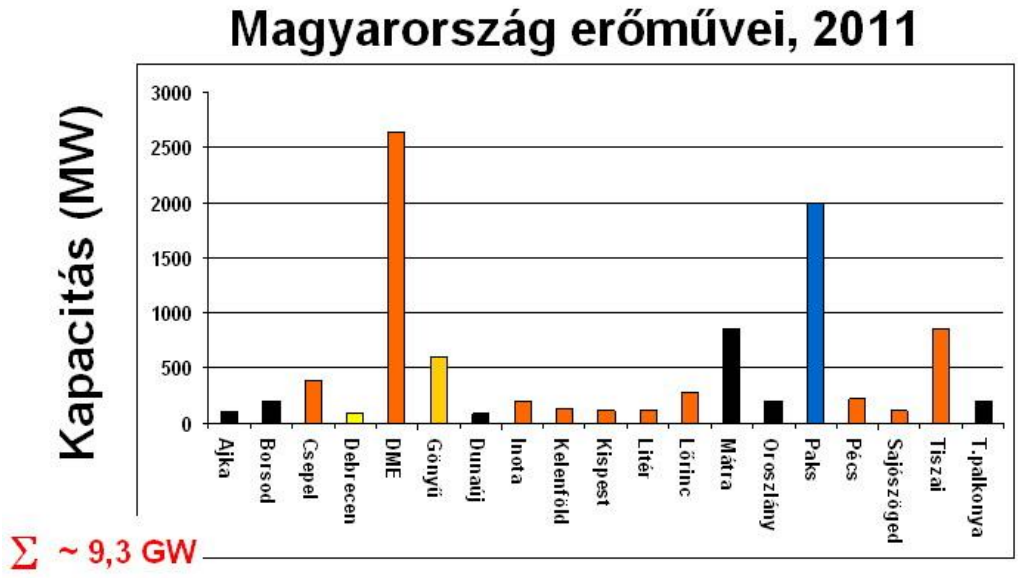
Az energiahordozók oldaláról az ásványi források a meghatározóak. Így például 2007-ben a fosszilis energiahordozókból származott az ország felhasznált energiájának közel 80%-a. A 2007-es év felhasználását és forgalmát 6.4. táblázat mutatja. Az itt bemutatott képen néhány év érdemi változást nem hoz.

	Termelés	Behozatal	Teljes ellátás
Energiamérleg	435,9 PJ	697,3 PJ	1125,0 PJ
Szén	74,2 PJ	67,3 PJ	141,5 PJ (12,6%)
Kőolaj	50,8 PJ	262,8 PJ	313,6 PJ (27,9%)
Földgáz	83,9 PJ	358,3 PJ	442,2 PJ (39,3%)

6.4. táblázat: Magyarország energiamérlege 2007-ben

Külön kell szólni Magyarország elektromos energiaellátásáról. – Az elektromos energiafelhasználás 2008-ban 37 398 GWh volt, ami 134,6 PJ energiának felel meg. Hazánk energiaellátásának mintegy ~14%-a elektromos energia, ami valamivel alacsonyabb, mint az Európai Unió tagállamainak átlaga, a sorrendben Hollandia és Lengyelország között helyezkedik el. Az ország az elektromos energia területén lényegében önellátó. Az elektromos energiának közel 40%-át a Paksi Atomerőmű termeli meg. Jelentős még a szénből, 19,5%, valamint a földgázból, 34,5% megtermelt elektromos áram részaránya. Olajt országunkban igen korlátozottan alkalmaznak áramgenerálásra, aránya 1,3%. Összességében a fosszilis energiaforrások 55% körüli részaránnyal vesznek részt az áram előállításában. A biotömeg részvétele mintegy 4,5%-os. A vízenergia majdnem elhanyagolható, 0,6%-os részaránya van az elektromos energiatermelésben.

Magyarország elektromos teljesítményigénye 3,6 és 6,6 GW között ingadozik. Az ingadozás megfigyelhető napszakok szerint, évszakok szerint, a hét munkanapjai és pihenőnapjai szerint egyaránt. Az átlagos teljesítményigény 4,3 GW körül van. A hálózati rendszer vesztesége az önfogyasztás, a transzformációs és hálózati veszteségek miatt 16% körül van.



6.16. ábra: A magyar elektromos erőműhálózat elemei 2011-ben. Az erőművek elektromosenergia-előállítási kapacitását minden erőműnél feltüntettük.
(A feketével jelzett erőművek elsősorban szén-, a narancsszínűek főleg gáztüzelésűek, kékkel jeleztük az atomerőművet.)

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

A 6.16. ábra bemutatja a magyar villamoserőművi hálózatot. Látszik, hogy a telepített összkapacitás lényegesen meghaladja az átlagos teljesítményigényt, amely az összkapacitás mintegy felénél van. A rendszerben öt nagy, >500 MW kapacitású erőmű van: a Dunamenti Erőmű, a Gönyűi Erőmű, a Mátrai Erőmű, a Paksi Atomerőmű és a Tiszai Erőmű.

A magyar elektromos hálózat egyik nagy nehézsége a szabályozás kérdése, vagyis az, hogy a mindig azonos teljesítménnyel termelő alaperőművek mellett olyan erőművekre is szükség van, amelyek a rövid idő alatt fellépő járulékos igényekhez illesztik teljesítményüket. Ezt sok országban a gyorsan változtatható energiájú vízerőművekkel oldják meg. Tekintettel azonban arra, hogy országunk lemondott az egyetlen jelentős teljesítménykapacitással rendelkező Dunán megépítendő vízerőműről, egyéb egységekkel kell a hiányzó teljesítményt előállítani. Gyors teljesítménynövelési tulajdonságokkal rendelkeznek a gázturbinás erőművek. Ezt a feladatot ilyen, kisebb teljesítményű erőművekkel oldják meg.

Végül foglalkozzunk azzal a kérdéssel, hogy milyen energiatartalékok vannak az ország területén. A 6.5. táblázat összefoglalja a földtani vagyont, az ipari (tehát a gazdaságosan kitermelhető) vagyont és a 2005-ös évben kitermelt mennyiségeket. Becslésünk szerint az ipari vagyon energiatartalma mintegy 70 EJ lehet.

	Földtani vagyon, Mt	Ipari vagyon, Mt	Termelés, Mt/év
Kőolaj	221	19,6	1,1
Földgáz	174	67,1	3,2
Feketeszén	1596	198,8	0,3
Barnaszén	3203	170,3	2,5
Lignit	5803	2933,4	8,5

6.5. táblázat: A magyarországi ásványi energiahordozó-vagyon (2005-ös állapot) és a 2004 évi termelés (millió tonnában, Mt)

6.4. A jövő biztonságos energiaellátásának elemei

Az előző fejezetben leírtak alapján az emberiség energiaellátása aggályos jövő előtt áll:

- A leginkább felhasznált energiahordozók, a kőolaj és a földgáz hamarosan a kimerülés jegyeit fogják mutatni. Az emberiség mai évenkénti összfogyasztása és a bizonyított készletek között külön-külön legfeljebb 20–40-szeres eltérések vannak.

- Szén ugyan van, de a szénhidrogénekkel együtt olyan környezeti ártalmak kiindulópontja, amely nem teszi lehetővé nagymértékű felhasználását.

- Az ásványi energiahordozók a társadalmak energiaellátásában immár egy évszázada 80–85%-os részarányt kapnak. Egyrészről más források hiánya miatt, másrészről az ezekre világszerte felépített infrastruktúra-hálózat miatt gyors lecserélésük reménytelen.

Ebben a helyzetben kell új energiaellátási koncepciót megfogalmazni. Először azt fogjuk megvizsgálni, hogy milyen az energiatakarékosság társadalmi potenciálja. Mennyi energiát tudnánk megtakarítani, ha megvolna hozzá a politikai akarat és a gazdasági lehetőségek?

Ezután sorra vesszük a megújuló energiákat. Egy sor energiafajtáról ugyanis bebizonyították, hogy akár nagy mennyiségű energia is megtermelhető segítségükkel. Így végigvesszük a napenergia közvetlen felhasználásának lehetőségeit, majd a Naptól közvetve származó energiák felhasználásának megvalósítását. Ide tartozik a víz, a szél, a biotömeg, a

hullámenergia. – Elvileg más eredetű a geotermikus energia és az árapályjelenségből nyerhető energia. – A tárgyalásnál arra fókuszálunk, hogy megvilágítsuk az egyes forrásokból történő energiatermelés fizikai hátterét, és választ adjunk arra a kérdésre, hogy termelhetünk-e olyan mennyiségű energiát az egyes forrásokból, amely figyelemre méltóan hozzájárulhat az energiamérleghez. Az is fontos kérdés, hogy ha az előző kérdésre pozitívan válaszolhatunk, akkor ehhez mennyi időre van szükség.

Megint más eredete van a nukleáris energiának, akár a hasadásos erőműveket, akár a most fejlesztés alatt lévő fúziós erőműveket vesszük. Megvizsgáljuk, hogy mennyi energiát termelhetünk segítségükkel, és mikorra érhetnek meg ezek a technológiák arra, hogy az emberiség biztonságos energiaellátását rájuk bízhassuk.

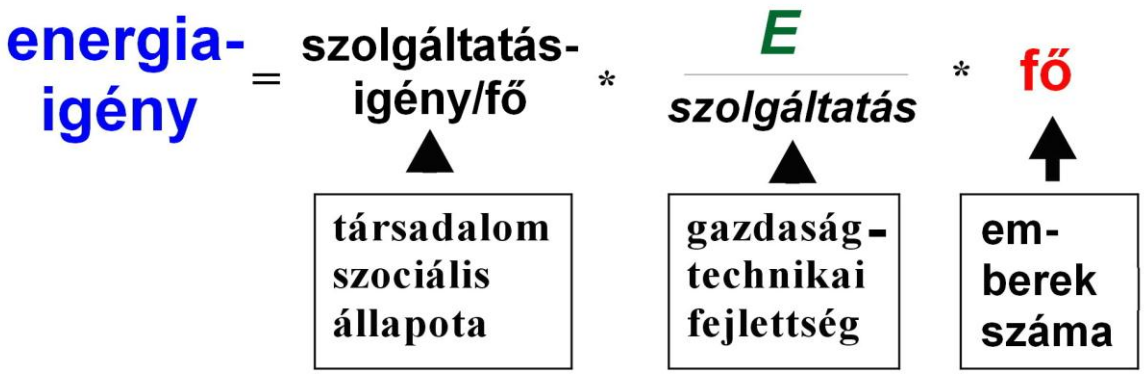
6.5. Az energiatakarékosság kilátásai

Idézzük vissza, hogy mire használja az emberiség az energiát! Ha átgondoljuk, hogy miért van szükség energiafogyasztásra, akkor nyilvánvalóvá válik, hogy az energiafogyasztás drámai visszafogásával az emberiség olyan igényei nem kerülnének kielégítésre, amelyek hiányát komoly kényszerítés nélkül nem fogadná el. Az alacsony energiaszolgáltatású társadalom bizonyosan nem kínál igazi alternatívát a jelenlegi helyzethez képest.

Az energiával takarékoskodó társadalom felépítése olyan jövőképet csillant meg, amelyben az igényeknek megfelelő szolgáltatások kevesebb energiafelhasználással teljesülnek. Ez az, ami a ténylegesen vonzó energiatakarékosságot jelenti.

6.5.1. Az energiatakarékosság elvi lehetőségei

Ahhoz, hogy az előbbi lehetőséget megvizsgáljuk, idézzük fel, hogy mitől függ a társadalom energiaigénye?



6.17. ábra: A társadalom energiaigényét befolyásoló legfontosabb elemek

A 6.17. ábra egy emberi közösség energiaigényét befolyásoló legfontosabb elemeket mutatja. Ezek a fejenkénti átlagos szolgáltatásigény, az igényelt szolgáltatásokhoz tartozó energia és az emberek száma. Bár az ábrán e mennyiségek közé szorzójelet írtunk, nyilvánvalóan nem matematikai képletről van szó, hanem a mennyiségek közötti kapcsolatot tendenciájukban kifejező összefüggésről. (Ugyanakkor az is igaz, ha valamelyik mennyiség zérus, az energiaigény természetesen zérussá válik.) Az összefüggésben szereplő mennyiségek vizsgálata útmutatást adhat arról, hogy hogyan kellene takarékoskodni: az energiaigény akkor lesz kisebb, ha az itt szereplő mennyiségeket csökkentjük.

A vizsgált közösségben lévő emberek száma olyan sok társadalmi-gazdasági állapottól és folyamattól függ, hogy nyugodtan kijelenthetjük, hogy kevéssé függ a közösség vezetőinek szándékától. Így a most tárgyalandó energiapolitikának nincs teendője ezzel a tényezővel.

Az első tag a fejenkénti energiaigényt jelenti. Ez lényegében az egyes emberek társadalmi-szociális vágyait fejezi ki. Ez a társadalom szociális, mentális állapotától függ, amelyet számos tényező befolyásol. A manapság megkövetelt fogyasztási szokások, a megnyilvánuló vágy a magasabb életszínvonalra, az anyagi javak fogyasztására, a jobb, szebb, újabb használati tárgyakra tartozik ide. Ennek mértékét növelik a reklámok, társadalmi divatok, baráti körök egymást erősítő mozgalmai, és lényegesen befolyásolja az erkölcsi értékrend. Megítélésünk szerint az a legfontosabb, még befolyásolható elem a társadalmi energiaigény kialakításában, hogy tényleges megtakarítás csak akkor érhető el, ha a társadalom képes megérteni az energiatakarékosság közösséget segítő szerepét. Az, hogy ebben mekkora lehetőség van, az elsősorban a társadalom morális állapotától függ. A történelmi tapasztalat az, hogy az egyén kevés energiafogyasztással is jól, boldogan meg tud élni. Az egyénnek kell döntenie, hogy melyek azok a szolgáltatások, amelyeket ő, személy szerint megkövetel. Ennek társadalmi szintű alakításához politikai, kulturális változásokra van szükség, amelyeket nevelés és felvilágosítás útján lehet elérni.

A harmadik elem az egyes szolgáltatásokhoz szükséges energia. Persze az lenne jó, ha ez is minden egyes esetben alacsony lenne. Ehhez járulhat lényegesen hozzá a műszaki-technikai fejlesztés: ugyanazt, amit meg szeretnénk kapni, fejlesztések után sokkal kevesebb energiával is megkaphatjuk.

Nagyon sokan úgy gondolják, hogy ennek az utóbbi faktornak a csökkentése jelenti az energiatakarékosság egyetlen eszközét és lehetőségét. Mi – fenntartva korábbi véleményünket az szolgáltatások igényének alakításáról – a továbbiakban ennek lehetőségeit fogjuk megvizsgálni.

Azonos szolgáltatáshoz kevesebb energia tartozhat, ha a tudomány felfedezései, és nyomukban a technikai előrelépés ezt lehetővé teszi, és a politikai akarat az egyéb feltételeket is megteremti. Az előrelépés nyilván akkor igen könnyű, ha a takarékossági fejlesztésből közvetlen gazdasági haszon származik. – A takarékosság a legtöbbször beruházási igénnyel jár. Ráadásul a gazdasági haszon időnként időeltolódással jelentkezik, ami profitcsökkenést okozhat, a beruházás tőkeigényes lehet. Mindezt pedig arra vezet (és amelyre számos példa is felhozható), hogy a piac gyakran nem támogatja az energiatakarékossági lépéseket.

6.5.2. Energiatakarékosság a gyakorlatban

Ha a mindennapi élet bármelyik elemét vizsgáljuk, igen sok olyan lehetőséget láthatunk, ahol komoly mennyiségű energia megtakarítása kézenfekvő. A következőkben ilyen területeket fogunk áttekinteni. Közös jellemzői ezeknek a megtakarítási lehetőségeknek, hogy a jelenlegi fizikai-technikai ismeretek többé-kevésbé egyszerű alkalmazásával lehet eredmény elérni.

Az energiafelhasználás **hatékonyság**ának növelése szinte mindenütt lehetséges. Ez jelenti egyrészről az alkalmazott berendezések hatásfokának növelését, másrészről pedig a hatékony termelés kiszélesítését. A továbbiakban egy-két területet fogunk a példa kedvéért megtárgyalni, hangsúlyozva a hasonló elemzések lehetőségét más területeken.

Korábban láttuk, hogy térségünk országainak energiamérlegében nagy tétellel szerepel a **térfűtés**. A 6.5. ábrán láttuk, hogy a hazai lakossági energiafelhasználásban 54%-kal vesz részt a fűtés. A fűtés esetében lényeges megtakarítási lehetőségek vannak, és megmutatható, hogy akár ötödére is csökkenthetők a jelenlegi energiafelhasználási értékek azonos belső hőmérsékletek mellett. – Ráadásul kimutatható, hogy egy fokkal alacsonyabb belső hőmérsékletigény esetén 6%-kal kevesebb fűtési energiára van szükség.

A **térfűtés** energiaigénye csökkentésének technikai eszköze a terek, burkolófalak, nyílászárók hatékony hőszigetelésének a megkövetelése. Az építésügyi szabványok már az építkezéseknél megkövetelhetik a hatékony szigetelést. A mai építési anyagokkal, nyílászárókkal minden újonnan megépített házra elérhető, hogy a fűtés energiaigénye éves szinten mintegy 100 kWh/m^2/év, azaz 360 MJ/m^2/év alatt maradjon, de akár ennek a felényi (180 MJ/m^2/év) érték is elérhető. További javításokkal, eszközökkel ez még tovább csökkenthető, reálisan 50 MJ/m^2/év, és célzott tervezéssel (passzív házak építése) az energiaszükséglet majdnem zérussá tehető. Természetesen a jó hőszigetelés és az említett egyéb eszközök mind pénzbe kerülnek, és egy-egy energetikai szempontból kiemelten jó megoldás ára akár akkora is lehet, hogy a jelenlegi energiaárak mellett hosszú ideig tartana a megtérülés. Ennek az átgondolása mutat rá a jó energiaháztartású ház kialakításánál fellépő dilemmára.

A jelenlegi lakás- és házszigetelési viszonyok Magyarországon olyanok, hogy átlagosan mintegy ~800–900 MJ/m^2/év fűtési adatok a jellemzőek a lakóépületekben, természetesen óriási szórással. A hőszigetelési körülmények javítása egy már megépített lakóépületen nagyobb befektetést igényel, ezt azonban helyes energiapolitika esetén pályázatokkal támogatja az állam.

A térfűtésnél azonban nem csak a hőszigetelési körülmények javításával lehet megtakarítást elérni. A fűtőkazánok hatásfoka sokszor lényegesen javítható, elérhető a 65–90%-os hatásfok is. Az utóbbi években terjednek a kondenzációs gázkazánok, amelyek hatásfoka jelenleg a legnagyobb a hasonló célú készülékek között.

A távhőellátás lehet igen gazdaságos, és vannak példák arra is, hogy energiapazarló. Mindez két lényeges tényen múlik: a) milyen forrásból és milyen árért vesszük a távhőrendszer energiáját, b) milyenek a hőveszteségi viszonyok a rendszerben. Ha a hő más célra is alkalmazott energiaelőállító rendszer kapcsolt hőjéből származik, akkor energetikailag optimalizált felhasználás miatt olcsó, hatékony megoldás alakulhat ki. – Másrészről a fűtésre használt rendszernek hőtechnikai szempontból jó állapotban kell lennie, hogy a hőveszteségek alacsonyak maradjanak. Ez folyamatos karbantartást igényel, amely ha elmarad, könnyen energiapazarlóvá válhat az egész fűtési rendszer.

Az **elektromos hálózatok** veszteségei jelentősek lehetnek. Az energiaveszteségek szempontjából az a kedvező, hogy az energia továbbítására használt távvezetékekben alacsony erősségű áram folyjon (a teljesítményveszteség $I^2 \cdot R$, ahol az I az áramerősség, R a vezetékrendszer ellenállása), amely miatt a magas feszültségen történő energiatovábbítás kedvező. A 100 km-re eső hálózati veszteség jellegzetesen 1–2% körül van, amihez hozzájön még körülbelül 1% transzformációs veszteség is. Ezen veszteségek csökkentésének is számos lehetősége van, mint például a kábelek ellenállásának, fajlagos súlyának csökkentése, hőtechnikai tulajdonságainak javítása. A magasabb szállítási feszültség is csökkenti a veszteséget, aminek viszont az átütési szilárdság, az elektromágneses háttér esetleges zavarása, a kábelek közelében fellépő zajproblémák (a nagyfeszültségű vezetéktől 15 m-re akár 60 dB intenzitásszint is megfigyelhető) és egészségügyi félelmek szabnak korlátot. – A

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

szállítási feszültség felső határa 1000 kV, a lakott területektől távoli vidékeken ténylegesen 750 kV-ot alkalmaznak. Európa sűrűn lakott területein egyre inkább áttérnek az egyenfeszültség alkalmazására. – Magyarországon a hálózati veszteségek több mint 10%-ot tesznek ki. Ezen a téren már kis javulás is sokat jelent az energiamérlegben.

A **világítás** energiaigényét az utóbbi évtizedekben nagymértékben csökkentették. A fénnyé alakítási hatásfok a kiszoruló izzólámpáknál 15%, a halogénizzóknál 30%, a kompakt fénycső lámpáknál 80%, míg a fénycsöveknél 90% körül van. A világításnak egyéb racionalizálási lehetőségei is vannak. Ilyen az alkonylámpák használata, a mozgásérzékelőkkel történő vezérlés, megfelelő tükrök, reflektorok alkalmazása. – A lakossági felhasználásban energetikai oldalról csupán 1% a világítás aránya. A közösségi szektorban azonban ez az arány lényegesen nagyobb lehet.

A **közlekedés** és **szállítás** az energiafelhasználásban jelentős tétel. A 6.5. ábra szerint a magyar lakossági felhasználás 26%-a, az Egyesült Államok teljes energiamérlegének pedig 28%-a erre fordítódik. Ráadásul a szállítóeszközök energiaforrása legtöbbször a drága folyékony vagy gázüzemanyag.

Ez a terület is nagy megtakarítási potenciállal rendelkezik. A megtakarításnak két, elvileg különböző eredetű útja van. Egyrészről a technikai-műszaki fejlesztéssel, hatékonyabb, jobban kihasználható, kevesebb energiát felhasználó szállítóeszközök fejleszthetők ki. Másrészről a szállítás, közlekedés logisztikai, szervezési vonatkozásai is jelentősen fejleszthetőek.

A tömegközlekedés fejlesztése, az egyéni közlekedés igazi versenytársává történő átalakítása a legnagyobb lehetőség a szállítás terén történő energiamegtakarításnak. A kihasznált közösségi közlekedési eszközök energiafelhasználása utaskilométerre számolva töredéke lehet a gépkocsi hasonló felhasználásának. Az azonban, hogy milyen feltételek mellett lehet népszerű a tömegközlekedés sok tényezőtől függ. Így a menetrendtől, járatsűrűségtől, a járművek műszaki állapotától, a szállítás sebességétől, szervezettségtől. Az áruszállítás racionalizálása hasonló tartalékokkal bír. Ezen a téren a megfelelő szállítási mód (közút, vasút, vízi út stb.) megválasztása a döntő. Ráadásul mind a személyszállítás, mind az áruszállítás területén fellépnek környezeti ártalmak, amelyek azonban csak részben azonosak. Komoly politikai akaratnak és tervezésnek, amely energetikai és környezeti kérdéseket egyaránt figyelembe vesz, kell optimalizálni a jövő szállítási módszereit, kapacitásait és kultúráját.

A szállítóeszközök természetesen technikailag is kínálnak energiamegtakarítási lehetőségeket. A közlekedési eszközök hatásfoka meglehetősen nagy eltérésekkel, de 20% körül van. A hatásfok javításának számos lehetősége van, amelyet folyamatosan ki is használnak. Az átlagos hatásfok elvileg akár kétszeresére is növelhető. Ugyanakkor az energiatakarékosság ellen hat, hogy a takarékos kis személygépkocsik helyett sokan választják a nagyobb presztízsű, többet fogyasztó, drágább autókat.

Az **anyagi javak termelése** területén a technikai-műszaki fejlesztések nagy energiamegtakarítást eredményeztek eddig is, és a változások is folyamatosan ebbe az irányba mutatnak. A gyors ütemű fejlesztések, az innováció minden téren ésszerűsítést, az energiafelhasználás területén megtakarítást hoz. Fontos azonban az is, hogy a fejlesztések gazdasági hasznot is hozzanak, ami azonban további mérlegelést is igényel.

ANYAGFAJTA	ÚJ TERMÉK ENERGIAIGÉNYE (MJ/KG)	ÚJRAFELHASZNÁLT ENERGIAIGÉNYE (MJ/KG)
papír	18	5
acél	25–50	20
alumínium	220–230	5
üvegpalack	5,5 MJ/l	0,5 MJ/l

6.6. táblázat: Példa néhány termék újrafelhasználásakor megtakarítható energia mértékére

Az **anyagok újrafelhasználása** korunk egyik parancsa. A 6.6. táblázat ennek energetikai vonatkozására mutat néhány példát. Ez azonban elsősorban nem műszaki-fejlesztési kérdés, hanem a társadalom szervezettségi, értékválasztási szintjétől függ. Fontos tényezők a társadalom környezeti érzékenysége, a gazdasági ösztönzők rendszere és a megfelelő jogszabályi háttér megléte. Az újrafelhasználás kívánatos mértékű elterjedése néhány százalékos összenergia megtakarítást eredményezhet. Magyarországon ezen a téren nagyon sok a teendő, elsősorban a nevelés területén.

Beszéltünk róla, hogy a termékek előállítása energiát igényel. Az alumínium előállításának energiaigénye a műszaki-technikai állapot függvénye. Egy kilogramm alumínium előállításához szükséges energia például az 1950-es 76 MJ/kg értékről mára 48 MJ/kg értékre, míg a cement kilogrammjához szükséges 8 MJ/kg-ról 2,9 MJ/kg-ra csökkent (ez utóbbinál az elméleti érték 2,2 MJ/kg). Más termékeknél hasonló változások láthatók, és a jelenlegi tendenciák a további csökkenések felé mutatnak.

Az **anyagtakarékosság** és jobb felhasználás segítségével az élet minden területén sok energia takarítható meg. Ennek előfeltétele az ésszerű szervezés és nagyon sokszor a viselkedésváltás is. Ehhez azonban olyan termékeket kell gyártani, amelyeket hosszabb élettartamra terveztek, amelyeknek a minősége jobb, kopás- és korrózióálló tulajdonságokkal rendelkeznek, könnyen szétszerelhetők és javíthatóak. Az új anyagfajták kifejlesztése sok változást hozhat, mert jobb tulajdonságúakkal helyettesíthetjük a korábban használtakat.

A 6.7. táblázat becslést mutat be az energiamegtakarítási potenciálokra a gazdasági-társadalmi élet fő területein. Az összegezés, amely természetesen több helyen is tartalmaz olyan adatokat, amelyek további vizsgálatot, finomítást igényelhetnek, ízelítőt ad az ezen a téren elérhető eredményekről. A becslés szerint az elsődleges energiafelhasználás területén komoly, 35–44% körüli megtakarítás is elérhető volna, ha az adott szolgáltatási igény mellett minden, műszakilag lehetséges megtakarítást megvalósítanánk. Ennek persze fontos akadályai vannak. Ahogy említettük, a megvalósításhoz szinte minden esetben beruházásokra volna szükség, amelyek gazdasági háttere nincsen biztosítva. Többször olyan átalakításokkal is számol a táblázat, amelyek gazdaságilag nem is volnának jövedelmezők. Másberuházások társadalmi ellenállásba ütközhetnének, hiszen a közösségek újítás- és innovációfelvevő képessége véges. Sok nevelőmunkát is el kellene végezni.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

Energiafelhasználási terület	Műszaki energetikai potenciál (%) (megtakarítási lehetőség)
Térfűtés:	
Meglévő állomány (lakóház és nem lakóház)	70-90
Új építmények (lakóház és nem lakóház)	70-80
Melegvíz-szolgáltatás	10-50
Elektromos háztartási eszközök:	
Hűtőgépek	60
Fagyasztók	60-70
Mosógépek	30-40
Szárítógépek	50
Mosogatógépek	50-60
Szállítási eszközök:	
Személygépkocsik	50-60
Buszok, teherautók	12-25
Elektromos vontatóeszközök	15-25
Repülőgépek	50-60
Ipar:	
Alapanyaggyártás: üzemanyag	15-20
áram	~10
Befektetési javak: üzemanyag	12-20
áram	15-20
Felhasználási javak: üzemanyag	40-45
áram	~10
Élelmiszergyártás: üzemanyag	25-30
áram	~10
Energiaátalakító szektor	
kőolaj-finomítók	20-25
Fosszilis alapú hőerőművek	
Meglévő állomány	0-3
Új gáz- és gőzturbinák	20-30
Csatolt hőerőművek	~15
Primer energiafogyasztás	35-44

6.7. táblázat: A gazdasági élet néhány energiafelhasználási területén műszakilag lehetséges energiamegtakarítási potenciál becslése. (Fábián Zita, szakdolgozat, Eötvös Egyetem, 2007, témavezető: Kiss Ádám)

Mindezek alapján a takarékosság hatását az emberiség energiaellátására hosszú távra tekintve nehéz felbecsülni. Nehéz ugyanis előre látni, hogy az energiaigény társadalmi változásoktól függő elemei hogyan fognak változni. Valószínűleg erősödni fog az energiatakarékosságra vonatkozó elvárás, és ezt jogi és egyéb szabályozók is támogatni fogják. Ugyanakkor az egyes ember vágya a magasabb életszínvonalra nem fog csökkenni. Ráadásul a takarékosság tényleges megvalósítása beruházásokat, lassan megtérülő befektetéseket és gazdasági erőt igényel. Ezek a mozzanatok viszont a lényeges változások ellen hathatnak. Ezeket a tényeket mérlegelve úgy tűnik, hogy a takarékosság hatására az egy főre eső energiafelhasználás reálisan csak kismértékben csökkenhet. Több tíz százalékos csökkenő hatást a teljes energiaigényre nézve igen nehéz elképzelni. – Az energiatakarékossághoz szükséges érdemi átalakulások időtényezője biztosan legalább egy évtized nagyságrendű.

6.6. Energiatermelés megújuló energiaforrásokból

A Földön számos olyan folyamat zajlik le, amelyekben óriási energiák termelődnek és tárolódnak. Nyilvánvaló, hogy ezen folyamatok energiájának töredékével meg lehetne oldani az emberi társadalmak energiaigényét, ha megfelelően ki tudnánk használni őket. Ráadásul a természeti folyamatok megújulnak, és így nem kellene aggódnunk a készletek kimerülése miatt sem. A megújuló energiaforrások alkalmazása vonzó lehetősége a jövő energiaellátásának.

6.6.1. A Föld energiaháztartása és a megújuló energiaforrások

Ahhoz, hogy a megújuló energiaforrásokkal megismerkedjünk, és energiatermelésre történő alkalmazási lehetőségeiket tárgyalni tudjuk, meg kell ismerkednünk a Föld energiaháztartásával. Ez az alapja minden további energetikai megfontolásnak.

A Föld energiaháztartását a 6.18. ábra tekinti át. E szerint a Föld energiaháztartásában – az ezeknél több nagyságrenddel kisebb egyéb energiaforrásoktól eltekintve – három, eredetüket tekintve alapvetően eltérő eredetű energia játszik szerepet. Ezek: a Nap sugárzásából származó energia, a geotermikus energia és a Föld-Hold gravitációs rendszerből származó energia.

A Föld energiaháztartásában **a legnagyobb tételt,** az összes energia mintegy 99,98%-át kitevő **napsugárzás** jelenti. A Nap sugárzási teljesítménye a Föld korongjára nézve 178 PW körül van, kisebb, égi mechanikai okokra és a Nap belső folyamataira visszavezethető ingadozásokkal. Ez akkora teljesítmény, hogy a Föld korongjának területére számolva az emberiség jelenlegi egy évi energiafogyasztása (500 EJ), úgy 45 perc alatt érkezik meg, és még a Föld felszínét is elérő teljesítmény (amely a légköri abszorpció miatt természetesen lényegesen kevesebb, mint ami a légkörön kívülre megérkezik) mintegy 7 és fél óra alatt adna ennyi energiát. A Nap által a Földre sugárzott energia működteti a Föld klimatikus rendszerét, energetikai hátterét jelenti számos földi jelenségnek, a párolgásnak, a csapadékképződésnek, a szélnek, a hullámoknak, de a biológiai élet alapját is ez jelenti. Az ásványi energiahordozók is több száz millió évvel ezelőtti napsugárzás energiáját őrizték meg számunkra.

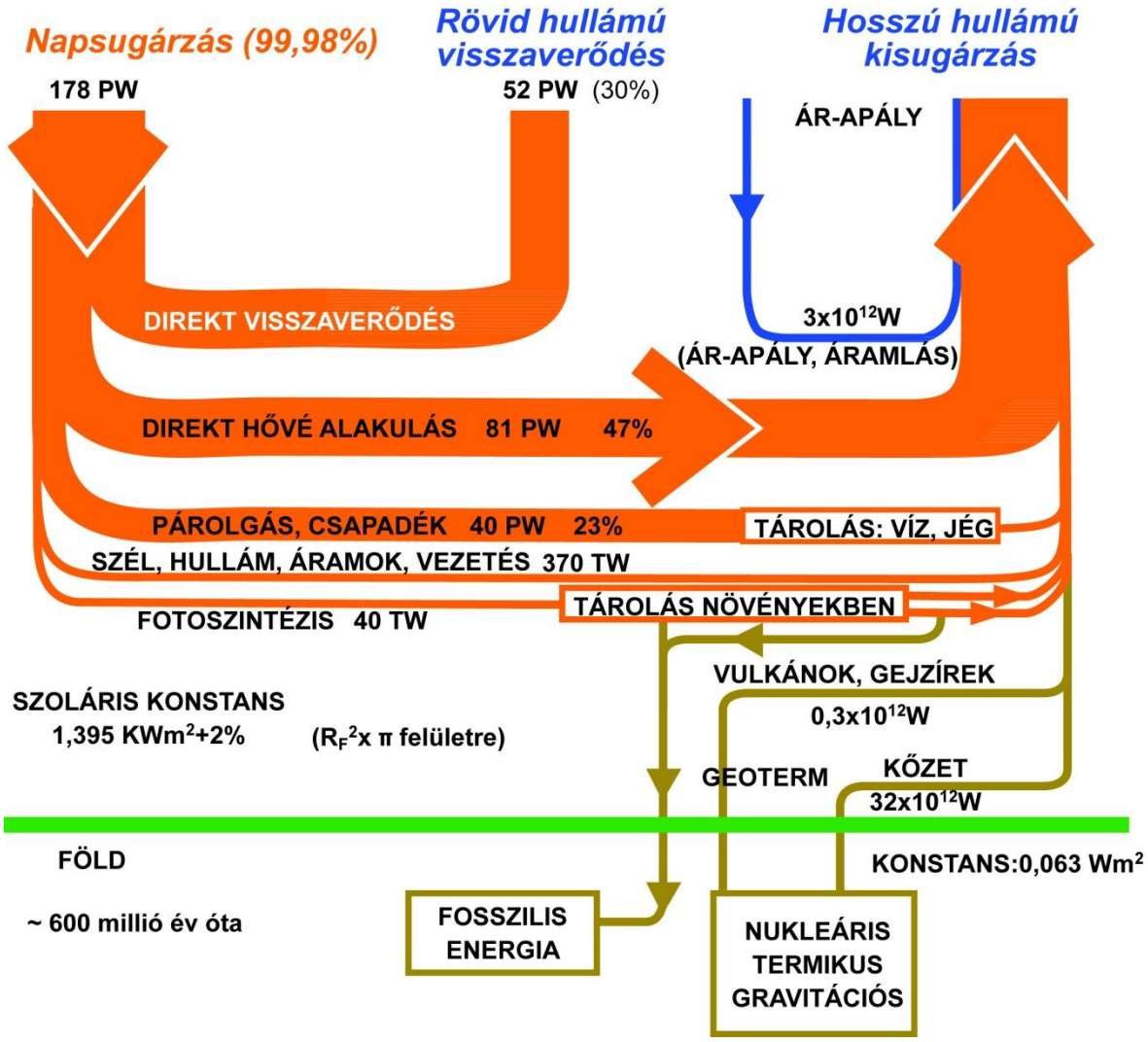
A **geotermikus energia** forrása a tudomány mai állása szerint a Föld anyagának kialakulásakor lezajlott nukleoszintézisben keletkezett hosszú, milliárd éves nagyságrendű felezési idővel rendelkező izotópok (ilyenek például a ^{232}Th, a ^{235}U, ^{238}U és a ^{40}K atommagok)

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

radioaktív bomlása.[1] Az ebből származó összteljesítményt 30 és 40 TW közöttire becsülik, és így mintegy négy nagyságrenddel kisebb, mint a Napból folyamatosan érkező teljesítmény.

A harmadik független forrás a **Föld-Hold gravitációs kölcsönhatásból** származó energia. A folyamatosan kicsatolódó teljesítmény az oka a globális árapályjelenségnek és egy sor egyéb áramlásnak is. Az ehhez köthető teljesítmény 3 TW körül lehet.

A megújuló energiaforrások mindegyike az előbbi globális energetikai rendszerek valamelyikéhez kötődik. A mindennapi életben megújuló energián az olyan forrásból származó energiát értjük, amely források teljesítménye az emberi történelem időskáláján (~10 000 év) jelentős mértékben nem változik, és amelyek felhasználásával az emberi társadalmak energiaellátása számára már figyelemre méltó mennyiségű energia termelhető.



6.18. ábra: A Föld energiaháztartásának áttekintése. Az egyes forrásokat az átlagos teljesítményükkel jellemeztük

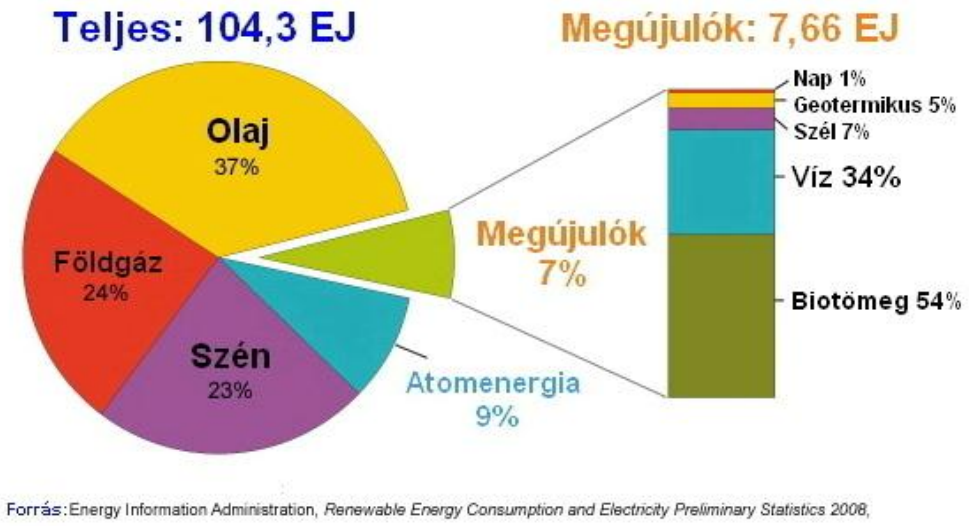
Energetikai szempontból megújuló energiák elnevezés alatt a következő forrásokat értjük: a napenergia közvetlen felhasználása, a szél, a víz, a biotömeg, hullámenergia (ezek a

[1] Erre a kérdéskörre még visszatérünk a geotermikus energia részletes tárgyalásánál.

napenergia közvetett hatásával keletkezett források), az árapály-energia és a geotermikus energia. Ezekről (a hullámenergia kivételével) mindegyikéről külön-külön bizonyították, hogy a társadalmi energiaellátásban számottevő energia termelhető megfelelő alkalmazásukkal. Így tényleges bevezetésüknél és nagy léptékű felhasználásuk tervbevételénél a következő szempontok figyelembevétele szükséges:

- az energetikai megvalósítás tudományos, technikai és műszaki követelményeinek tisztázása,
- a megújuló energiaforrások termelése általában nem egyenletes, így az energiatárolás és/vagy egyenletessé tétel megoldása,
- az alkalmazás gazdasági vonatkozásai,
- a társadalom technológiafelvevő készsége,
- a környezeti hatások vizsgálata, a társadalmi-politikai feltételek elemzése.

Minden egyes megújuló energiaforrásra jellemző, hogy általánosított értelmezésű energiasűrűsége alacsony. Ezen azt értjük, hogy ha bármelyik megújuló forrás széles körű felhasználásával nagy mennyiségű energiát állítunk elő, akkor a jellemző energetikai paraméterek alacsony értéke miatt vagy nagy terület szükséges (közvetlen napenergia, vízenergia, biotömeg termelés), vagy sok energiatermelő egységet kell megépíteni (szélenergia, geotermikus energia), esetenként pedig nagy anyagtömegeket kell megmozgatni (vízenergia, árapálygátak építése). Mindez élesen eltér a jelenleg alkalmazott energiahordozók pontos értelemben vett óriási energiasűrűségétől (például olaj ~44 MJ/kg, ETA szén ~29 MJ/kg, vagy a hasadási energia, amely még ezeknél is 5–6 nagyságrenddel nagyobb energiasűrűségű). Az alacsony energiasűrűségű forrásokból történő energiatermelésnek természetesen komoly környezeti vonatkozásai is vannak. Az összehasonlítást pedig ismét azonos mennyiségű energia megtermelésére kell elvégezni.



6.19. ábra: Az Egyesült Államok 2008. évi energiafelhasználásának szerkezete. A megújuló energiaforrások ~7%-os részarányt fedeztek 2008-ban

A megújuló energiaforrások felhasználásának komoly szerepe lesz az emberiség energiajövőjének kialakításában. Szinte mindegyik megújuló energiaforrást az jellemzi, hogy az elvi határok figyelembe vételével nagy, legtöbbször a jelenlegi szükségletnél sokkal

nagyobb potenciálokat lehet kiszámítani, amelyek kihasználásához általában óriási beruházások kellenek. Ráadásul mindegyik megújuló energiaforrás felhasználásának van valamilyen speciális nehézsége.

Jelenleg azonban a megújuló energiaforrások részaránya még kicsi (6.19. ábra). – Későbbi elemzések végeredményét már most előrebocsátva meg kell állapítanunk, hogy összetett műszaki, gazdasági és társadalmi okok miatt szinte bizonyos, hogy **csak a megújuló energiaforrások felhasználásával a következő három–öt évtizedben a társadalmak várható energiaigényének a kielégítése nem lehetséges**. Így az ásványi energiahordozók és a nukleáris energia fejlesztésének elhanyagolása a megújuló források kiépítésének érdekében várhatóan nem szolgálja a társadalmak biztonságos energiaellátásának ügyét.

A következőkben sorra áttekintjük az energetikai felhasználás szempontjából számításba jövő megújuló energiaforrásokat. Tekintettel arra, hogy mindegyik energiafajtánál az ismeretek óriási mennyisége gyűlt össze a háttér természettudományos megközelítése, az alkalmazás technikai megoldása, a gazdasági háttér részletei és a környezeti hatások elemzése szempontjából a teljességre törekvés sehol nem célunk. A teljes tárgyalás a legtöbb esetben komoly fizikai előismereteket is igényelne, ehelyett inkább a lényeges ismeretek rövid elemzésére törekszünk, azt tartjuk szem előtt, hogy az egyes energiaforrások energetikai alkalmazásának tudományos hátterét olyan mélységben ismertessük, hogy segítsen megérteni a legfontosabb folyamatok lényegét, segítsen megítélni a szóban forgó megújuló forrás energetikai alkalmazásának lehetőségeit, környezeti hatásait, a felhasználással kapcsolatos elvi lehetőségeket és az energiaforrás segítségével potenciálisan megtermelhető energiamennyiségeket. Az alkalmazás elterjedése minden egyes energiaforrásnál a jövő alakulásának kérdése. Ezért igyekszünk a tárgyalást olyan elemekre bontani, amelyek a felhasználással kapcsolatos fontos elemekre tárgyilagosan mutatnak rá.

6.6.2. A Nap energiájának közvetlen felhasználása

A napenergia a legnagyobb megújuló energiaforrás, a földi élet alapja. A szoláris konstans, (a légkörön kívül a Nap felé fordított 1 m^2 felületen áthaladó teljesítmény) 1,4 kW/m^2. A Föld felszínét elérő teljesítmény ennél lényegesen kisebb a légköri abszorpció miatt, valamint azért is, mert értelemszerűen a Föld felszínén lévő területegységre vonatkoztatunk. Ez az érték a 35^o szélességi körig 24 órára és egy teljes év átlagára nézve 145–310 W/m^2. Ha az energiahasznosítási hatásfokot 20%-nak vesszük (ez ma még felülbecslés), akkor négyzetkilométerenként mintegy 35 MW elektromos teljesítményt gyűjthetnénk össze. Így 1 GW átlagos teljesítmény eléréséhez mintegy 30 km^2-t kellene napkollektorokkal lefedni.

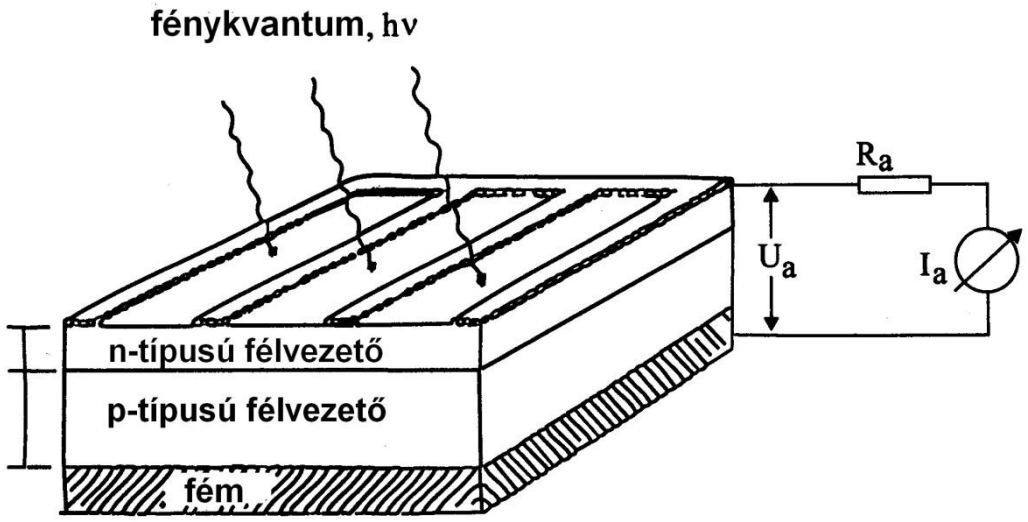
A Nap sugárzásának energetikai hasznosítása három, elvileg is eltérő módon lehetséges a gyakorlatban. Ezek:

- elektromos energia közvetlen előállítása,
- hőforrásként való hasznosítás,
- kisléptékű, közvetlen (hő)felhasználás.

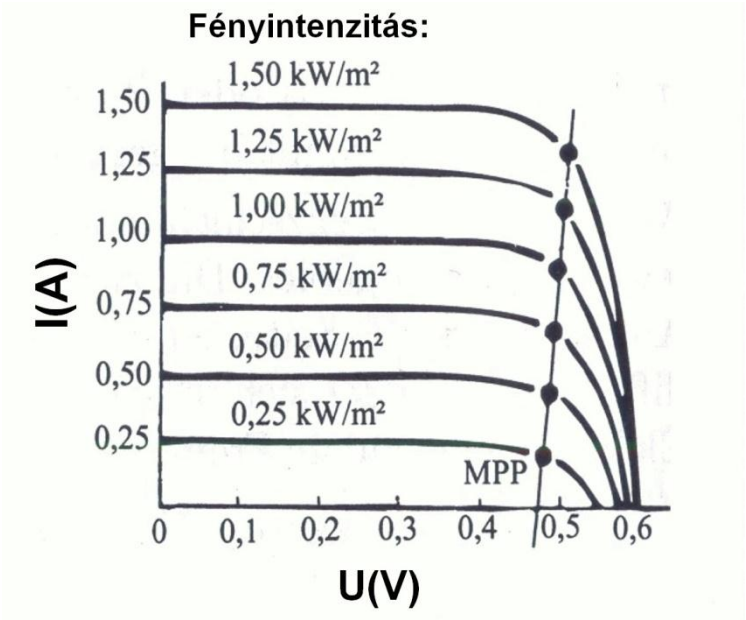
A napenergia fotoelektromos (fotovoltaikus) hasznosítása

Az elektromos energiának a Nap sugárzása segítségével való előállításának lehetősége bizonyított. A fotoelektromos áram – amelyet a magyar szaknyelvben sokszor azonos értelemben fotovoltaikus, illetve fotovillamos áramnak is hívnak – előállításánál azt a jelenséget

használják ki, hogy bizonyos félvezető diódák fénnyel való megvilágításakor elektronok mozognak a felszín felé, és ezért a dióda sarkai között feszültség keletkezik (6.20. ábra).



6.20. ábra: Fotocella felépítése és kapcsolása. A félvezető dióda sarkain a fénnyel való megvilágítás hatására feszültség jön létre



6.21. ábra: Példa napelemek tulajdonságaira: egy szilícium napelem különböző intenzitású fénnyel való megvilágításakor kialakuló feszültség és áramviszonyok. A jobb oldalon lévő, feketével jelölt munkapontok a maximális leadott elektromos teljesítményhez tartoznak (MPP: maximal power point)

A **fotocella** sarkain kialakuló feszültség és a rövidzárási áram nagysága a megvilágítástól függ. Egy 40 cm^2 nagyságú szilícium fotocellán ténylegesen kialakuló viszonyokra a 6.21. ábra mutat példát. A keletkező feszültség a legnagyobb elektromos teljesítményt leadó munkapont körül (~0,5 V) van. Magasabb feszültségeket a cellák sorba kötésével lehet elérni.

A **szolárcella** elektromos teljesítménykapacitását az 1 kW/m^2, Napéhoz hasonló spektrális eloszlású fénnyel történő megvilágításnál elérhető legnagyobb elektromos kimeneti teljesítménnyel jellemzik, amelyet wattcsúcsnak hívnak és W_p-vel jelölnek.

A **fotocella hatásfoka** az elektromos teljesítmény és a megvilágító fényteljesítmény hányadosa:

$$\eta = \frac{U \cdot I}{\textit{fényteljes ítmény}}.$$

A különböző félvezető fotocellák hatásfoka is különböző. A szilíciumalapúaknál a maximális hatásfok 25%, a germánium alapúaknál 20%, a GaAs-nél 29%, míg a CdS-nél 12% körül van, a polikristályos és amorf celláknál 10% alatt marad.

Természetesen a hatásfok erőteljesen függ a megvilágító fény spektrális intenzitáseloszlásától. A különböző fotocellák más és más frekvenciatartományban lehetnek érzékenyek. Így a napfénynek nem a fotocellának megfelelő hullámhossztartományába eső része egyszerűen elveszhet az energiaátalakítás szempontjából, ezzel jelentős hatásfokcsökkenést okozva. E veszteség kompenzálására fejlesztették ki az úgynevezett tandemcellákat. Ezeknél egy felső, Si cella az alacsony hullámhosszú napfényt hasznosítja, míg a hosszabb hullámhosszú sugárzást az alatta lévő második, például GaAs fotocella dolgozza fel. Laboratóriumi körülmények között ilyen és hasonló technikákkal magas, 37% körüli hatásfokot is elértek. A **fotovoltaikus cellák** üzembe állításánál további nehézséget jelent, hogy a nagyobb teljesítmények leadásánál fellépő melegedés miatt a cella hőmérséklete emelkedik, és ezért hatásfoka gyorsan csökken. Ez ellen hatékony hűtéssel lehet ugyan védekezni, de ez nagy felületű fotocellarendszernél gyakorlatilag nehezen kivitelezhető.

A fotovoltaikus úton történő napenergia hasznosításnak még csak a kezdetén vagyunk. 2010-ben szerte a világon mintegy ~30 GW_p fotoelektromos csúcskapacitás volt összesen a hálózatokra rákötve, és mintegy 3–4 GW_p fotovoltaikus kapacitás létezett úgy, hogy nem volt a hálózatokhoz csatlakoztatva. Ez ugyan csak kicsiny töredéke az összességében meglévő elektromos energiát előállító összkapacitásnak (világszerte ~5 TW), de a fotoelektromos kapacitás növekedése a XXI. század első évtizedében évi 60% körül volt.

Ahhoz, hogy benyomást kapjunk az ezen a téren kínálkozó lehetőségekről, pár szót szólunk a jelenleg (2011) működő, már megépített legnagyobb fotoelektromos erőmű paramétereiről. A *Sarnia Photovoltaic Power Plant* (Sarnia, Ontario, Kanada) wattcsúcs kapacitása ~80 MW_p. Éves elektromosenergia-termelése 120 GWh, amely 13,7 MW átlagos teljesítménynek felel meg (~8% hatásfok). Az 1,3 millió fotocellalemez mintegy 1 km^2 területet fed le. – Jelenleg több erőmű is épül. Közülük a legnagyobb, 2000 MW_p kapacitású, Kínában készül.

A fotoelektromos napenergia-hasznosítás potenciális lehetőségeit a fotocellák elhelyezésére alkalmas területek nagyságának és a hasznosítás hatásfokának megbecsülésével lehet elemezni. A fotocellák elhelyezése történhet épületekre, illetve egyéb létesítményekre, vagy szabad földterületekre. Az előbbinél a lakóépületek, közcélú épületek, az utóbbinál az autópályák, vasútvonalak melletti területek, gyepek, legelők, mezőgazdasági művelés alól kivont területek jöhetnek számításba. Magyarország esetén az így kiszámítható kapacitás mintegy tízszer nagyobb, mint a jelenleg meglévő elektromosenergia-előállító kapacitás.

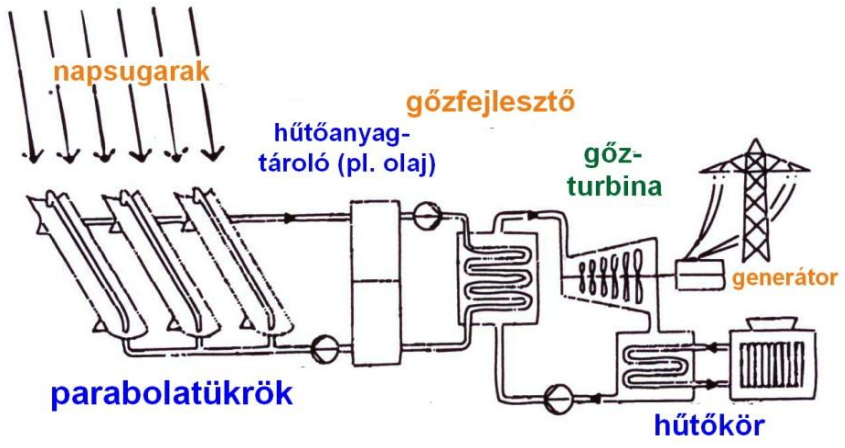
A fotocellák segítségével a Nap sugárzásából közvetlenül elektromos áramot tudunk előállítani. Ezen folyamatoknak a fizikáját jól ismerjük. A fotoelektromos napenergia-hasznosítás megvalósításához a kívánt teljesítményhez illeszkedő, nagyobb teljesítmény esetén nagy területű fotocellarendszert kell telepítenünk, és gazdaságosan meg kell oldanunk a „sötét” időtartamok miatt kieső áramtermelés pótlását. Mindkét feladat megoldása gazdasági és műszaki-technikai kérdés. A megoldások komoly beruházásokat igényelnek. A fotovoltaikus úton előállított elektromos energia ára pillanatnyilag jelentősen (mintegy 3–5-ször) drágább a versenyző technológiáknál. Azonban a fotoelektromos cellákat előállító félvezetőipar (ahogyan említettük) óriási ütemben fejlődik. Ezt is mérlegelve ma nehéz megmondani, hogy a fotoelektromos úton előállított elektromos áram ára milyen ütemben fog csökkenni, és a most még kicsiny felhasználás összességében mekkorára növekedhet a jövőben.

A napsugárzás mint erőművi hőforrás hasznosítása

A Nap által megvilágított területeken természetesen hőhatások lépnek fel, és ezeket hasznosíthatjuk, naperőműveket építhetünk fel segítségükkel.

A szolártermikus farmerőmű vázlatát a 6.22. ábrán mutatjuk be. A napenergiát a Nap járását követő, a sugarakat csővezetékre fókuszáló parabolatükrök fogják fel. A csővezetékben nagy hőkapacitású folyadék kering. Ezt azután hőcserélőkbe vezetve gőz előállítására használják. A nagy hőmérsékletű gőz segítségével gőzturbinákkal a szokásos módon elektromos áramot generálnak.

Elvileg nagyon hasonlóan működnek az olyan erőművek, amelyeknél pontosan beállított síktükrökkel a Nap sugarait egy központi helyre verik vissza, és az oda helyezett tartályban lévő folyadékot melegítik magas hőmérsékletre. Ez a hőmérséklet a sok tükörrel történő fókuszálás miatt általában lényegesen magasabb (akár 1200 ^{o}C), mint a parabolatükrökkel elérhető értékek (~400 ^{o}C). – Az odeillói naperőmű (Franciaországban a spanyol határ közelében) fókuszában 3500 ^{o}C hőmérséklet is létrejön, de a termikus teljesítmény alacsony, maximum 1 MW_e.



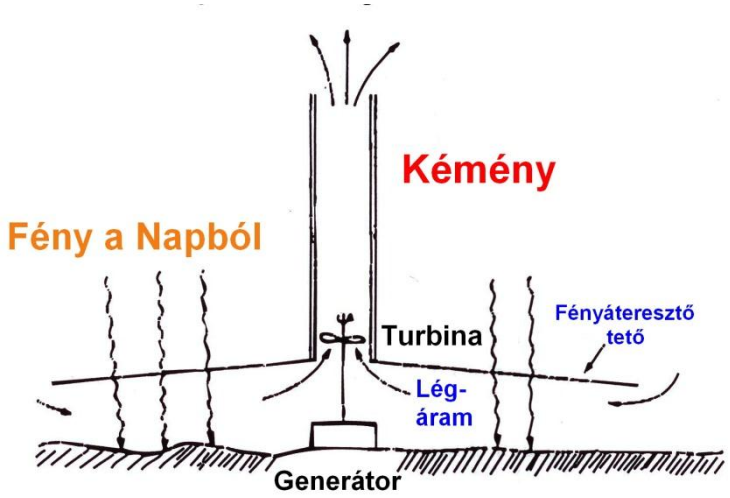
6.22. ábra: Napenergiát hasznosító farmerőmű vázlata. A hőszállító folyadék gyakran szintetikus olaj

Eddig már több, ilyen hőhasznosítási elven működő naperőművet építettek, általában a sok napfénnyel jellemzett területeken az Egyenlítőtől a 35. szélességi fokig. Ezek névleges kapacitása néhány MW-tól a ~100 MW teljesítmény között van. – A jelenlegi (2011)

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

legnagyobb kapacitású farmerőműrendszer, a *Solar Energy Generating Systems* (Egyesült Államok, Mojave-sivatag) 9 farmerőműből áll, amelyek összesen mintegy 6,5 km^2 területet fednek le. A 354 MW névleges kapacitású rendszer átlagos elektromos teljesítménye 75 MW_e. Ez 21% kihasználtságnak felel meg. Az alkalmazott tükrök visszaverő képessége kiemelkedően nagy: 94%. A tükrök a hőszállító szintetikus olajat ~400 ^oC-ra melegítik fel. Az erőmű (és minden hasonló naperőmű) működtetésének a legnagyobb problémája az itt összesen 374 km hosszú tükrök tisztítása és a sérült tükrök cseréje. Érdekesség, hogy a turbinákat éjjelente gázzal fűtött erőmű részeként hasznosítják.

Megemlítjük, hogy a napsugárzás hőhatásának energetikai felhasználására egyéb lehetőségek is léteznek. Így érdekes ötletnek tekinthető a napkémény. Ennek alapötlete az, hogy egy nagyobb területet fóliákkal lefednek úgy, hogy az alatta maradó levegő a napsugárzás hatására felmelegedjen. Ez a nagyobb nyomású levegő azután egy kéményen, amelybe szélturbinás áramfejlesztőt helyeznek el, távozik (6.23. ábra).



6.23. ábra: A napkémény is az egyik lehetőség a napenergia elektromos energiává történő alakítására

A napenergiával működő erőművek közös problémája, hogy az ingadozó teljesítmény miatt elektromos hálózatokhoz való csatlakoztatás további intézkedéseket, kiegyenlítési kapacitásokat kíván. Természetesen a nagy hálózatra csatlakoztatott kisebb egységek ingadozásai még nem okoznak komoly zavarokat, de egy, a jövőben megépítendő ~GW kapacitású naperőműnél, amely már jelentős mértékben hozzájárul az elektromos energiaellátáshoz, más a helyzet.

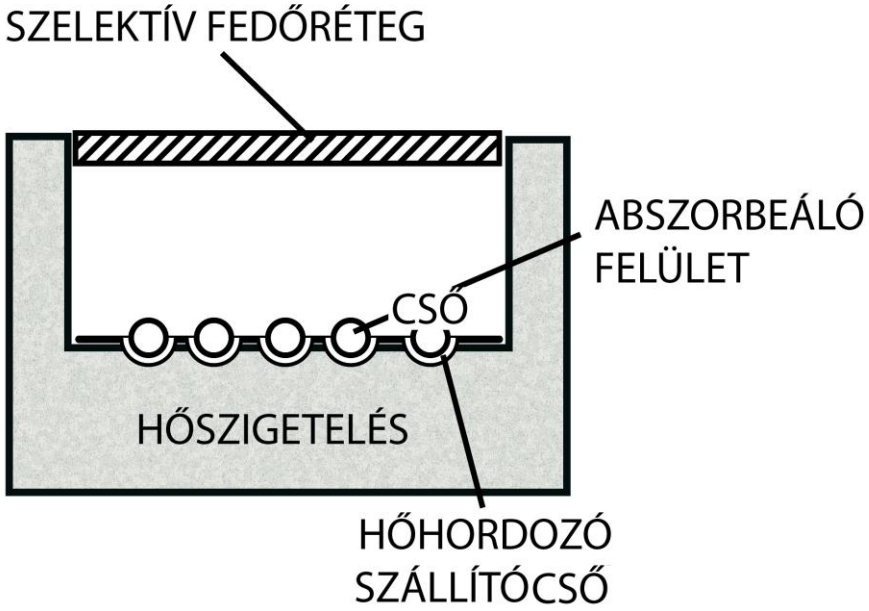
Működésükkor a naperőművek fotoelektromos és hőerőmű típusú alkalmazása a nagy területek ilyen célra való kivonása, felhasználása által okozott terhelésen kívül nem jelent környezeti veszélyt. Ez azonban nem igaz a leszerelésre kerülő erőművi berendezéseknél. A nagy anyagmennyiségek, amelyekből az erőműveket felépítik, általában környezetre veszélyes anyagokat tartalmaznak, amelyek tervezett lebontást igényelnek. A felszabaduló területek tájrehabilitációja pedig további kérdéseket vetnek fel.

A napenergia kisléptékű közvetlen felhasználása

A napenergia kisléptékű felhasználása számos olyan lehetőséget jelent, amikor egy-egy fogyasztó, lakás, ház, mezőgazdasági üzem, kisebb cég saját igényeinek megfelelően autonóm módon épít és alkalmaz olyan berendezést, amellyel hozzájárul saját energiaellátásá-

hoz. Ezek a berendezések a legtöbbször a Nap sugárzása hőhatásának kihasználását jelentik, de beleértendők az elektromos hálózatra nem kötött fotoelektromos egységek is.

A lakóházak, épületek fűtéshozzájárulása és melegvíz-ellátásának kiegészítése bizonyított és kiérlelt technológiáknak számítanak. Ezeknek fő elemei a kollektorlapok, amelyeket arra fejlesztettek ki, hogy a sugárzási energiát hőhordozó folyadékok hőmérsékletének megemelésére használják. Technikailag számos megoldás közül egy, elvileg minden lényeges elemet tartalmazó megoldást mutat be a 6.24. ábra. A szelektív fedőréteg a bejövő sugárzást széles frekvenciatartományban átengedi, de az abszorbeáló felület felől érkező sugárzás kijutását megakadályozza. Fontosak az abszorbeáló felület tulajdonságai és a jó hőszigetelés. A kollektorlapok hatásfokát lényegesen, akár kettes faktorral is javítani lehet több fedőréteg, lemez alkalmazásával. A napkollektoroknak több különböző megoldást mutató termékekre kiterjedt piaca van. A síkkollektorok sikeresen alkalmazhatók fűtőrendszerek kisegítésére és meleg víz előállítására. Korábban láttuk, hogy ez a két tétel a lakossági energiafelhasználásban jelentős, Magyarországon mintegy 65%-ot jelent (lásd 6.5. ábra).



6.24. ábra: Napsugárzást hasznosító síkkollektor vázlata. A fő elemek a frekvenciaszelektív fedőréteg/lemez és a jó abszorpciós, valamint hőszigetelési tulajdonságok

A mérsékeltövi klimatikus viszonyok mellett Közép-Európában (például Magyarországon) a családi házak, néhány lakásos társasházak fűtése nem váltható ki teljesen, mert télen kicsi a napsütéses órák száma. Ez azt jelenti, hogy a fűtésnek legfeljebb 50%-a váltható ki napenergiával. Így mindenképpen telepíteni kell valamilyen (esetleg kisebb kapacitású) hagyományos fűtési rendszert. Ennek beruházási költségei nem lényegesen alacsonyabbak, mintha a teljes fűtési rendszert beépítették volna. Ugyanez igaz a melegvíz-előállító rendszerekre. Így az általában a tetőkre felszerelt napkollektorok beruházása járulékos költséget, tőkeerőt igényel. Ennek megtérülése a jelenlegi (2011) energiaárak mellett még jövőbeni árnövekedés figyelembe vétele mellett sem rövidebb 10 évnél. Ráadásul, minden egyéb véleménnyel szemben a napkollektorok is igényelnek némi karbantartást az évek során. Természetesen egyéni döntéstől, a motivációtól, és az európai országok többségében meglévő központi pályázati támogatásoktól függ, hogy hányan élnek a napenergia felhasználásának kétségkívül meglévő eszközével. Optimista becslés szerint a fűtésre és

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

meleg víz előállítására fordított energia 10–15%-a váltható ki a napkollektorok elterjedt hasznosításával, ami elterjedése esetén összességében nagyon komoly beruházási összegeket igényel.

A mezőgazdasági energiaigény jelentős részét is kiegészítheti a napenergia elvileg hasonló eszközökkel való hasznosítása. Itt a növényházak fűtése, a technológiai meleg víz előállítása jön számításba. A magyar mezőgazdaság fűtésre és technológiai melegvízkészítésre a teljes energiafelhasználás mintegy 15%-át fordítja. Ennek ~60%-át jelenleg földgázzal és tüzelőolajjal fedezi.

A szükséges vízhőmérséklet-igények legfeljebb 80 ^{o}C-ig terjednek, amelyek előállításánál a napkollektoros rendszerek alkalmazhatók. Így például a biogázrendszerek, tehenészeti telepek, borjúnevelők, sertésistállók hő- és melegvíz-ellátása ilyen rendszerekkel, napenergia alkalmazásával megoldhatók.

Magyarország napenergia hasznosításával kapcsolatos paraméterei kedvezőek. A napsütéses órák száma 1900 és 2000 között van. A négyzetméterenkénti összes napenergia évente ~4 GJ/(m^{2}·év) körül van az országon belül, kevesebb, mint 10% ingadozással. A jelenlegi technológiákkal ~1,5 GJ/(m^{2}·év) energia hasznosítható. Meg kell azonban jegyezni, hogy ennek az energiának mintegy 80%-a az 5 legmelegebb hónapban (május-szeptember) érkezik. Egy átlagos család melegvíz-ellátására alkalmas egység 6 m^{2} kollektor felülettel, déli tájolású 45^{o} dőlésszögű tetőre szerelve kb. 9–10 GJ/év energiát hasznosíthat.[2] 2005-ben a 100 ezer m^{2} körüli síkkollektor mintegy 150 TJ/év energiát hasznosított. Ez 2010-re 600 TJ/évre emelkedett. Az évi telepítési ütem néhány 10 ezer m^{2}/év síkkollektor-terület körül van.

A magyarországi fotoelektromos kapacitás ~300 kW$_{e}$ (2010), autonóm ellátású termelése ~500 MWh (ez ~60 kW átlagos elektromos teljesítménynek felel meg).

6.6.3. A szélenergia hasznosítása

A szél az alapvető időjárási jelenségekhez tartozik. A szél energiáját az ember történelme során mindig hasznosította a legkülönfélébb formákban. A hasznosítás módjai fokozatosan fejlődtek a civilizáció kiteljesedésével, amelynek fontos állomásai voltak a hajózásnál használt vitorlák, a vízemelésre használt szélkerekek stb. A XII. századi szélmalmok például a Németalföldön már komoly technikai ismeretek alkalmazását tételezték fel.

A szélenergia a mai energetikában az egyik fontos megújuló energiaforrás, amely már napjainkban is jelentősen elterjedt (6.19. ábra). A szélenergia egyéb típusú felhasználása közül energetikai szempontból ma csak az elektromos áram előállítására való felhasználás jön számításba. Ennek lényege az, hogy a szél rotort megforgatva az ahhoz illeszkedő generátor segítségével áramot indukál. A cél az, hogy az így előállított elektromos áramot vagy közvetlenül felhasználjuk, vagy a már meglévő nagyobb elektromos hálózatokba tápláljuk. A szélenergia ilyen felhasználásának lehetőségét műszakilag bizonyították, és nincsen olyan ismeretünk, amely miatt széles elterjedésére ne lenne lehetőség (6.25. ábra).

[2] Egy napenergia egység ~6 m^{2} síkkollektorral és 300 literes tárolóval ÁFÁ-val együtt ~1 m Ft körül van (2011). Ez évente mintegy 9–10 GJ energiát termel fűtés vagy meleg víz formájában. Az előbbi energia 34 MJ/m^{3} földgázzal és annak 80% hatásfokú felhasználásával mintegy 330–370 m^{3} földgázfogyasztásnak felel meg. Egy m^{3} földgáz árát 150 Ft-nak (felül)becsülve a gázmennyiség árát kb. 50–55 ezer Ft-nak vehetjük. A napkollektor megtérülési idejét ennek alapján most (energiatámogatási hozzájárulás nélkül) ~20 évre becsülhetjük.



6.25. ábra: Szélerőművek Mosonmagyaróvár környékén. A nagyobb szélerőműveket a jobb hatásfok miatt többnyire vízszintes rotortengellyel építik

A legfontosabb nehézség a szélenergia alkalmazásának területén az, hogy a szél a generátorban egyenetlen teljesítményt ad le. Nem lehet előre pontosan megmondani, hogy mekkora teljesítményt táplálhatunk a hálózatra. Másik oldalról az is igaz, hogy a szélerőművek éppen olyankor termelhetnek energiát, amikor arra az elektromos hálózatban nincsen igény. Mindez természetesen nem nagy probléma, amíg kicsi a szélerőművek részaránya az elektromos rendszerben, de nagyobb léptékű alkalmazásnál mindenképpen gondot okoz.

Megjegyzések a szélenergia felhasználásának fizikájához

A széljelenség teljes tárgyalása az alkalmazott fizika sok előismeretet feltételező területeinek egyike. Így jelen tárgyalásban csak néhány olyan megjegyzésre korlátozódunk, amely a szélenergiának elektromos áram előállítása céljából történő felhasználása szempontjából érdekesnek tűnik.

Mindenekelőtt becsüljük meg, hogy mekkora teljesítményeket várhatunk a v_L sebességű szél munkába fogásával! Jelöljük P-vel a szél teljesítményét és A-val a szél irányára merőleges felület nagyságát. Ekkor a felületegységre eső teljesítmény, P/A

$$\frac{P}{A} = \frac{m_L \cdot v_L^2}{2 \cdot t \cdot A},$$

ahol m_L a felületen áthaladó levegő tömegét jelöli. A levegő t idő alatt $s=v_L \cdot t$ utat tesz meg, és ennyivel jut előre az A felületen átjutott V térfogatú levegő is $s=V/A$. Így ρ_L-lel jelölve a levegő sűrűségét, $m_L=\rho_L \cdot V$, tehát a szél teljesítménye

$$\frac{P}{A} = \frac{\rho_L}{2} \cdot v_L^3 \left[\frac{W}{m^2}\right]$$

a szélsebesség köbével változik.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

A levegő sűrűsége normál állapotban 1,2 kg/m^3. Így 10 m/s (36 km/óra) sebességű szél teljesítménye 600 W/m^2. Ez már eleve arra utal, hogy nagy teljesítmények előállításához nagy felületet befogni képes berendezésekre van szükség. A leggyakrabban alkalmazott vízszintes rotortengelyű megoldásnál több tízméteresek a lapátok. Ez látható a tipikus szélerőműveket mutató 6.25. ábrán.

A szélerőművek tervezésénél fontos tény, hogy a szélerőmű oszlopának nagy szélben nagy erőket kell kompenzálnia. A v_L sebességgel mozgó szél felületegységre eső teljesítménye, $P/A=F\cdot v_L$., ahol F az egységnyi felületre ható erő. Egy, mai viszonyok között kicsinek tekinthető 20 m-es lapátszárnyú szélkerék rotorfelülete ~1260 m^2, így 20 m/s széllökésnél

$$F_R = \rho_L \cdot \frac{v_L^2}{2} \cdot r^2 \cdot \pi = 1{,}2 \cdot \frac{400}{2} \cdot 400 \cdot \pi (N),$$

ami ~300 000 N erőnek, mintegy 30 t súlynak felel meg. A jelenség több más érv mellett indokolja, hogy nagy, általában ~18 m/s szélerősségnél leállítják a szélkerekek forgását.

A szélenergia felhasználása céljából természetesen több, különféle **szélkereket** fejlesztettek ki, amelyek széles teljesítménytartományban működnek. Autonóm (tehát nem hálózatra termelő) módon alkalmazzák a kis, legfeljebb 1 kW kapacitású generátorokat. Ezeknél a kisebb szélerőműveknél sokszor feltűnnek a függőleges tengelyű generátorok is. Hátrányuk, hogy hatásfokuk kisebb, mint a vízszintes tengelyű szélgenerátoroké, és ezért nagyobb (>100 kW) teljesítménykapacitásnál mindig vízszintes tengelyű rotort alkalmaznak.

A szélerőművek 1990 utáni elterjedése egyértelműen azt a tendenciát mutatta, hogy a később telepített generátorok kapacitása egyre nagyobb lett, a korai ~1 MW kapacitásról felment 3 MW körülire. Mindez együtt járt a szélerőművek oszlopainak („köldökmagasságának") növekedésével. Ez az újabb szélerőműveknél tipikusan 100 m körül van, amelyhez ~50 m körüli széllapátok tartoznak.

A szélkerekek működése korábban a szél útjába tett lapátra, vitorlára ható közegellenállási erőket használta ki. Ezzel módszerrel azonban nem lehet nagyobb energiatermelési hatásfokot elérni. A modern, nagy teljesítményű szélerőművek kivétel nélkül a széllapátok profiljának megfelelő kialakításával a mozgó légtömegeknél kialakuló erőket használják ki.

A Bernoulli-egyenletnek [Daniel Bernoulli, 1700–1782] megfelelően

$$p_1 + \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v_1^2 = p_2 + \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v_2^2 = konst.,$$

ahol p a nyomást és v a közeg sebességét jelenti. Ennek alapján, ha az áramló levegőben egy széllapát profilja olyan, hogy az egyik oldalán más a levegő sebessége, mint a másik oldalán, akkor nyomáskülönbség alakul ki, ezért a lapát profiljára merőleges erő lép fel, ahogyan az a 6.26. ábrán látható.

A szélkerekek teljesítményének leírására hasznos paraméternek bizonyult a szélkerék-lapát külső végpontja sebességének (ez a „lapátsebesség") és a szélsebességnek a hányadosa, λ. A szélkerék aerodinamikai hatásfokát, η-t az általa felvett teljesítmény és szél teljes teljesítményének az aránya adja meg. Megmutatható, hogy a hatásfokot az

$$\eta = c_{szélellenállás} \cdot \lambda \cdot (1-\lambda)^2$$

összefüggés adja meg. Érdekes, hogy ha λ=1, vagyis a szél sebessége a lapátsebességgel egyezik, akkor a hatásfok 0, tehát a szélkerék nem ad le teljesítményt.

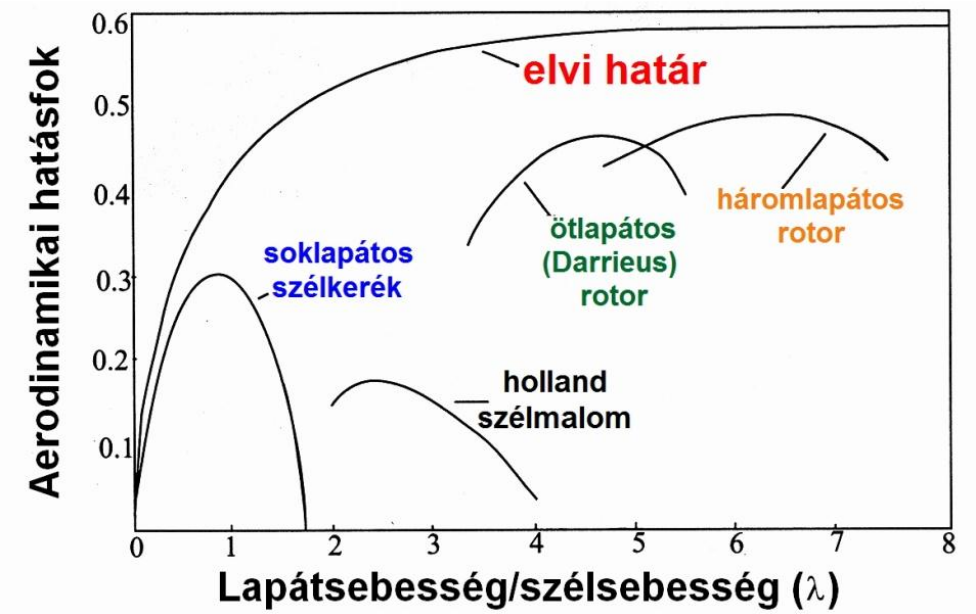


6.26. ábra: Szélkerék lapátjának profilmetszete. A profilt úgy alakítják ki, hogy az egyik oldalon nagyobb a szélsebesség, mint a másikon, ezért a kialakuló nyomáskülönbség forgató erőt gyakorol a rajz síkjára merőleges széllapátra. A szélkerék forgástengelye a lap síkjával párhuzamos

Az aerodinamikai hatásfok elsősorban a szélkerék előtti és utáni szélsebességek különbségétől függ. Megmutatható, hogy a legnagyobb hatásfok akkor érhető el, ha a szélkerék utáni szélsebesség harmada az eredeti értéknek. Ilyenkor az aerodinamikai hatásfok

$$\eta_{\max} = \frac{16}{27} \approx 60\%\ ^{3}.$$

Az aerodinamikai hatásfok és a szélsebesség közötti összefüggést a különböző típusú szélkerekeknél a 6.27. ábra mutatja.



6.27. ábra: Az aerodinamikai hatásfok a különböző szélkerekek működési tartományában. A háromlapátos rotor hatásfoka közel van az elvi határhoz

[3] Ez az ún. Bentz-határ.

A szélerőművek építésüktől függően valamilyen kisebb, általában ~3 m/s körüli szélerősségnél kezdenek forogni. Az erőmű védelme (nagy erők fellépte) miatt erős (~20 m/s körüli) szélsebességeknél a forgást kikapcsolják, és a szélkereket lefékezik. Így azok a helyek a legalkalmasabbak szélerőmű telepítésére, ahol állandó, a leállítási határ alatti erősségű szelek fújnak.

A szélerőművek alkalmazása

A szél által megforgatott lapátkerék elektromos energiát előállító generátort működtet. Számos generátortípus dolgoztak ki és alkalmaznak. Ezeknek részletezése nem a feladatunk. Bár más megoldások is vannak, a mai korszerű technológia a megtermelt áramot általában egyenirányítja, majd ebből elektronikus úton olyan váltóáramot állítanak elő, amelyet az éppen aktuális hálózat a frekvencia és a feszültség oldaláról megkíván.

A szél teljesítményének a szélsebesség harmadik hatványától való függése miatt az egyenetlen széljárás nagy teljesítményingadozásokhoz vezet a szélenergia hasznosításánál. Gondoljunk arra, hogy ha az átlagosan 5 m/s sebességű szél úgy valósul meg, hogy egész évben állandó szélerősségű, akkor a végzett munka 125 egység lesz. Azonban, ha fél évig 10 m/s, és fél évig nem fúj a szél, akkor 1000/2=500 egységnyi az elvégzett munka. Az arány 4:1-hez. Ennek a jelenségnek a szélerőművek gazdaságos működésénél nagy jelentősége van.

A szélenergia felhasználásánál nehézséget okoz, hogy a szél lokálisan ingadozik a közepes szélerősség körül. Adott helyen a közepes szélerősség is jellegzetes eloszlást mutat az év hónapjai szerint, és a szélirány eloszlása is figyelemre méltóan változik. Egy-egy területen hosszú ideig kell mérni ahhoz, hogy az átlagos szélviszonyok megismerésével ki lehessen választani a legmegfelelőbb helyet a szélerőmű telepítéséhez.

A szél sebessége még a felszíntől mért h magassággal is változik, növekszik. Ez a változást közelítőleg a

$$\frac{v_h}{v_{h=0}} \approx \left(\frac{h}{10}\right)^{\frac{1}{7}} \left[\frac{m}{s}\right]$$

összefüggés adja meg (itt h-t m-ben mérjük). Ez a szélsebesség-növekedés indokolja, hogy a modern szélerőműveket magas oszlopokra telepítik. A vizsgálatok azt mutatják, hogy a Magyarországi viszonyok között a 100 m körüli köldökmagasság adja a legjobb feltételeket.

Más környezeti szempontokat is figyelembe kell venni a telephelyek kiválasztásánál. Ilyenek lehetnek előírások a lakóterületektől mért távolságra, az esetleges zajterhelés korlátozása, tájvédelmi megfontolások, az esztétikai, a turisztikai következmények és a természetvédelmi szempontok.

A következőkben felsoroljuk azokat a területeket, ahol nem engedélyezik, vagy gyakorlatilag nem telepíthető nagy teljesítményű (~100 kW–3 MW kapacitású) szélerőmű:

- települések belterületei, nagyobb tavak vízfelületei és ezek partjai,
- nagyobb folyók és árterületek,
- nemzeti parkok, tájvédelmi körzetek, természetvédelem alatt álló területek, helyi jelentőségű, vagy más módon védett területek,

- közutak, vasutak és környezetük,
- elektromos távvezetékek környezete,
- meredek lejtésű területek.

Ez azt jelenti, hogy Magyarország területének mintegy 60%-án lényegében tilos szélerőművet telepíteni. Más országokban a szabályozási körülmények mások lehetnek, de a szempontok nem térnek el érdemben az itt érintettektől.

A szélerőművek alkalmazásával kapcsolatos környezeti problémák között említik a zajterhelést. A korábban megépített szélkerekeknél ez valóban felmerült, azonban a modern szélerőművek zajterhelése kicsiny, és minden előírt szabványnak meg is felel. A néha mégis megfigyelt zaj a szél bizonyos iránya és erőssége mellett a közelben lévő más tereptárgyakkal (például oszlopokkal) való kölcsönhatásban időlegesen keletkezik. Arra sincsen egyértelmű bizonyíték, hogy a szélerőművek alacsony frekvenciájú, nem hallható (<20 Hz) infrahangokkal zavarnák a környéken lakókat. Erre vonatkozó vizsgálatok azonban folynak.

Az ökológiai károk között a madarak megzavarását szokták említeni. A forgó lapátok miatt valóban el kell kerülni a szélerőművek madárvonulási útvonalakon való felállítását. Az egyéb kölcsönhatás nagysága azonban nem bizonyult nagynak.

A szélerőművek telepítésének gazdaságosságát a rendelkezésre állási idő jellemzi. Ez definíciószerűen az az időtartam, amely alatt az egy évben megtermelt teljes elektromos energiát a szélgenerátor nominális teljesítménykapacitásával működve megtermelte volna. Például, ha egy 3 MW kapacitású szélerőmű egy évben 6,6 millió kWh energiát termelt, akkor a rendelkezésre állási idő 2200 óra, az évi 8760 óra kb. negyede.

Az egyenletesen és erősen fújó tengerparti szelek (Európában ilyen területek a dán, vagy az észak-német tengerpartok) esetén a rendelkezésre állási idő akár 4500–5000 óra is lehet, míg a kontinensek belsejében ez az idő lényegesen alacsonyabb. Természetesen van egy olyan rendelkezésre állási idő, amelynél rövidebb esetén a szélerőmű megépítése már nem gazdaságos. Ez az időtartam 2000 óra körül van a mai (2011) gazdasági viszonyok között.

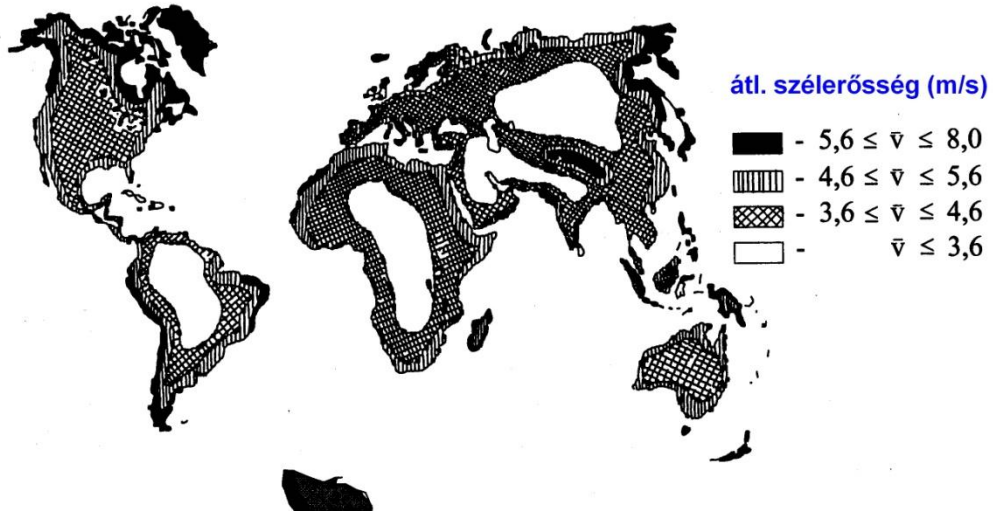
Érdemes megemlíteni, hogy ~2000 óra rendelkezésre állási időnél a szélerőmű az első 2–2 és fél évben termel körülbelül annyi energiát, mint amennyit a szélerőmű alkatrészei előállításához, és magának szélerőműnek a telepítéséhez felhasználtak és csak ezután válik tisztán energetikai szempontból is energiatermelővé.

A szélerőművek telepítésénél fontos az energiatermelés szempontjából a lehető legjobb helyek kiválasztása. Ehhez a vizsgált, telepítésre lehetséges helyek részletes széltérképére van szükség.

A szélenergia felhasználásának lehetőségei

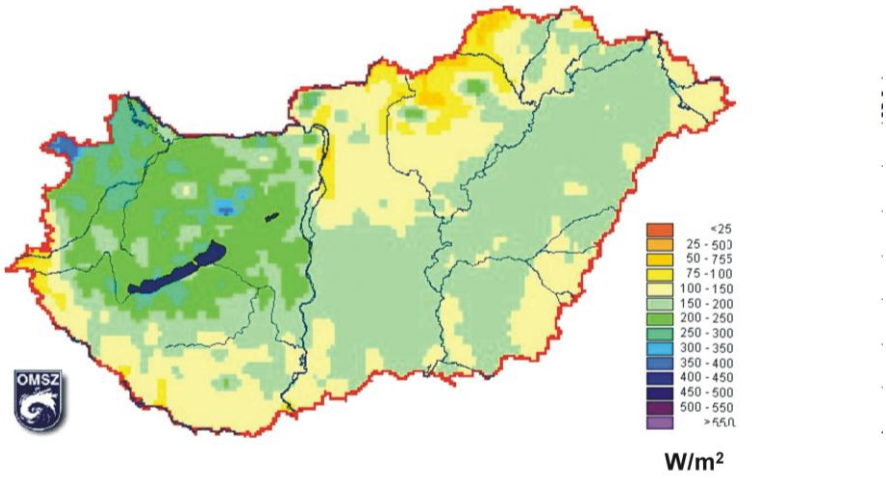
A szélviszonyokat a széltérképek tekintik át. A 6.28. ábra a Föld széltérképét mutatja. E szerint a szárazföldek partjaitól a kontinensek belseje felé az átlagos szél erőssége csökken.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE



6.28. ábra: A Föld széltérképe. A kontinensek határainál mindenütt élénk szelet észlelhetünk, míg a szárazföldek belsejében a szélsebesség átlagos értéke alacsonyabb

A 6.29. ábra Magyarország széltérképét mutatja 75 m magasságban a felszín felett W/m^2 teljesítménysűrűség egységekben. Az országban intenzívebb szelek az északnyugati országrészben fordulnak elő. A térkép megmagyarázza azt a tényt, hogy szélerőművek telepítésével kapcsolatos tervek az északnyugati szélcsatorna mellett csupán az Alföld néhány körzetében vannak. Az országban kevés olyan hely van, ahol a várható rendelkezésre állási idő meghaladná a 2000 órát, ami a gazdaságos telepítés feltétele alsó határának tekinthető.[4]



6.29. ábra: Magyarország széltérképe 75 méterrel a felszín felett (Országos Meteorológiai Szolgálat). Látszik, hogy az északnyugat Dunántúl és az Alföld bizonyos területei lehetnek alkalmasak szélerőművek telepítésére

A szélerőművek alkalmazásának legnagyobb nehézségét a nem egyenletes, csak statisztikailag becsülhető teljesítményleadás jelenti. Az elektromos hálózaton lévő erőművek-

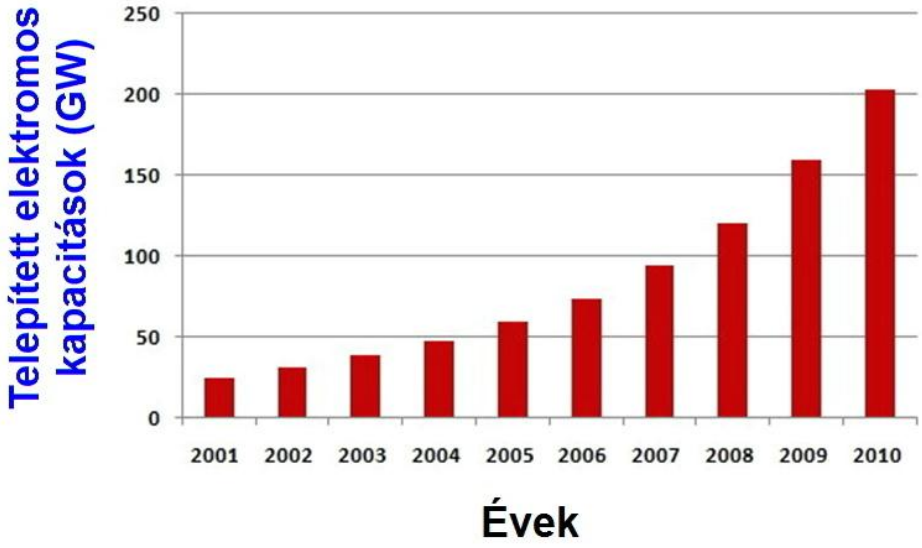
[4] A magyarországi 2010-es engedélykérelmek alapján számítható maximális szélerőmű-kihasználás 2174 óra, ami 25% körüli rendelkezésre állási időt jelent. Ez valószínűleg felülbecslésnek tekinthető.

nek éppen annyi energiát kell termelniük, mint amennyi a fogyasztás. Ez egyéb szempontból is komoly irányítási feladatot jelent. Amennyiben pedig nagy, de bizonytalan teljesítményű szélerőmű-kapacitások vannak a hálózatban, az el nem hanyagolható ellátási zavarokra vezethet.

Az előzőekből adódóan a legtöbb országban a zavarok elhárítása érdekében külön intézkedéseket kell tenni. A legegyszerűbb helyzetben azok a hálózatok vannak, amelyekben olyan erőművek vannak, amelyek teljesítményét gyorsan lehet változtatni. Erre jó példát jelentenek a vízerőművek. Különösen az olyan rendszerek, amelyekben szivattyús vízerőművek vannak, alkalmazhatják ezeket a szélerőműparkokkal együtt. Ha ugyanis többletteljesítmény jelentkezik, azt a víz szivattyúzására lehet használni, míg ha hiány támad, a szélteljesítmény visszaesése miatt, akkor néhányszor 10 másodperc alatt azt vízerőművel pótolni lehet.

Sajnálatos módon a magyar elektromos hálózati rendszerben kevés a vízenergia. Ezért rövid idő alatt felfuttatható teljesítményű gázturbinák kompenzálhatnák a szélenergia ingadozását, ha a jövőben komoly szélteljesítmények jelennének meg. Pillanatnyilag (2011) azonban Magyarországon jogi úton korlátozzák a beépíthető maximális szélerőművi összkapacitást 330 MW-ban.[5]

A szélerőművek telepítése iránt világszerte nagy az érdeklődés. Az ebbe beruházott tőke évi 40 milliárd euró körül van, és évről évre növekszik. A 6.30. ábra 2001 és 2010 között az összes beépített szélerőművi kapacitást mutatja. E szerint 2010-ben világszerte mintegy 200 GW kapacitás volt beépítve, és a növekedés jelentős dinamikát is mutat. A legnagyobb telepítések Európában, Észak-Amerikában és Ázsiában voltak, 2008-ban ~8,5 GW pluszkapacitással az egyes régiókban. Az Egyesült Államokban 2010-ben a növekedés 2009-hez képest 30% körül volt. A világ többi részén azonban nincsenek nagyobb beruházások a szélenergia hasznosítására.



6.30. ábra: A Földön összesen beépített szélerőművi kapacitás 2001 és 2010 között

[5] Mindehhez járul Magyarországon a megújuló energiaforrásokat alapvetően segítő, hosszú távon azonban kevéssé fenntartható, a szél esetében még ráadásul bonyolult elektromos energiaátvételi rendszer árképzése.

Magyarországon 2010-ben beépített szélerőművi kapacitás 295 MW volt, ami a teljes rendszer kapacitásának mintegy 3%-a. A szélerőművekben 2010 első félévében megtermelt elektromos energia 230 GWh (0,83 PJ), a 18 498 GWh teljes elektromos energiatermelés 1,24%-a volt.

Mekkora lehet a szélerőművek hozzájárulása az elektromos energiatermeléshez? Ezt a kérdést általánosságban nehéz megválaszolni, mert számos más, helyi körülménytől, jellemző paramétertől függ. A szélenergia elkötelezettjei szerint az elektromos energia akár 30%-át is meg lehet termelni a szélenergia hasznosításával.

A magyar viszonyokat tekintve végezzünk egyszerű becslést! Egy ma jellemzőnek tekinthető 2 MW kapacitású korszerű szélerőmű Magyarországon 25% körüli rendelkezésre állási idővel átlagosan mintegy 500 kW elektromos teljesítményt ad le. A hazai átlagos elektromos teljesítményt mintegy 4,5 GW-nak tekintve, és egy sor, a teljesítményfelhasználást csökkentő szempontot figyelmen kívül hagyva is az adódik, hogy nagyságrendileg mintegy 600–700 szélerőművet mintegy 2 GW kapacitással kellene ahhoz telepíteni, hogy 10% nagyságrendbe kerüljön a szélenergiának az elektromos energiatermelésben való részaránya. A mai (2011) viszonyok mellett 100 kW kapacitás telepítése mintegy 100 ezer euró körül van.

Mindezeket mérlegelve állíthatjuk, hogy a következő két évtizedben nem látszik valószínűnek, hogy a szélenergia ekkora kiépülése megtörténhetne, sem a telepítési helyek megtalálása, sem a szükséges beruházási tőke (~2milliárd euró[6]) megléte oldaláról.

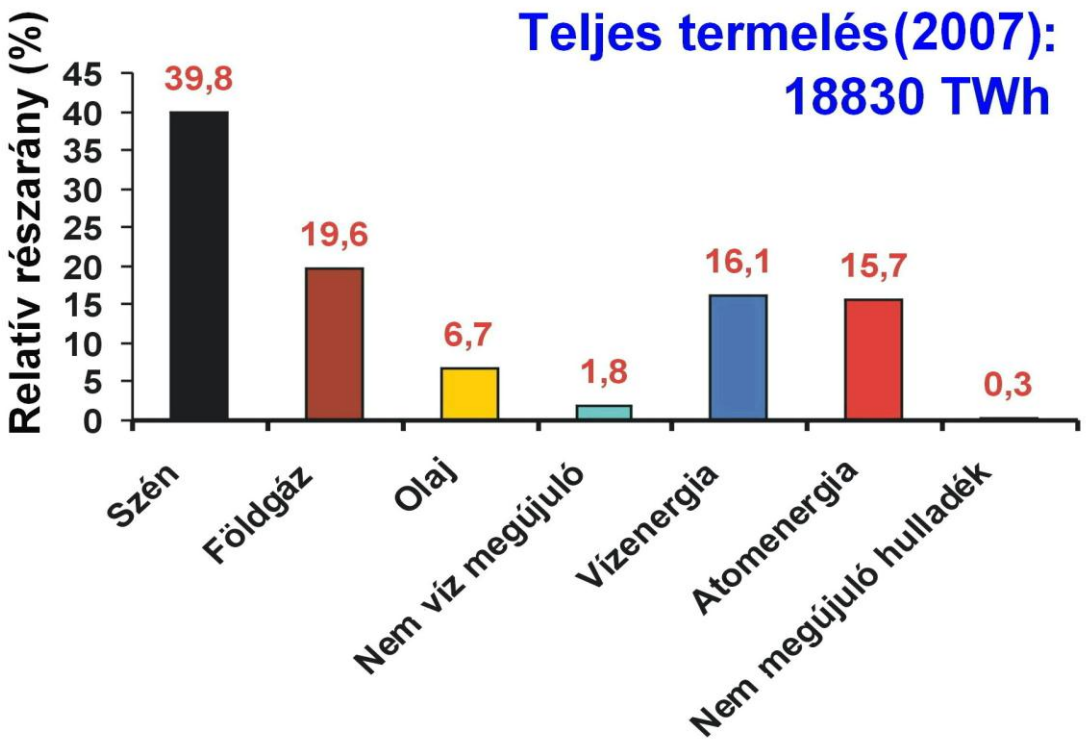
6.6.4. A vízenergia hasznosítása

A vízenergia hasznosításának háttere a természet egyik legmarkánsabb jelensége: a víz körforgása. A Nap sugárzásának hatására az óceánok felszínéről, a kontinensekről, a növényekből a víz párolog, felemelkedik, és később egy része csapadék formájában a szárazföldek felszínére kerül. Az óceánokba való visszakerülés közben a víz folyókat képez, és miközben a víz elveszíti helyzeti energiáját, munkára késztethető.

A vízenergia tiszta, megújuló energia, amelyet az ember történelme során, legalább 4000 éve mindig hasznosított. Így a vízenergia hasznosításával kapcsolatban nagy tapasztalat gyűlt össze. A vízenergiát modern hasznosításánál lényegében kizárólag elektromos energia előállítására alkalmazzák.

A 6.31. ábra az elektromos energia előállításának forrásait mutatja be a 2007-es évre vonatkozólag. A vízenergia részaránya nagyobb az atomenergiáénál, és fontos szerepet játszik. Világszerte a ma (2011) alkalmazott megújuló energiák legfontosabbika. Ezt támasztja alá az is, hogy 1980 óta a vízenergia részaránya az elektromos energián belül világszerte mintegy 75%-kal növekedett. Ezek az adatok is azt támasztják alá, hogy a vízenergia az egyik legfontosabb energiaforrásunk.

[6] Ez 2011-ben ~550 milliárd forintnak felel meg.



6.31. ábra: Az elektromos energia termelésének energiaforrásai és azok arányai 2007-ben. A vízenergia a harmadik legfontosabb forrás a szén és a földgáz mögött. A 2007-ben összesen megtermelt 18830 TWh 2,15 TW átlagos teljesítménynek felel meg

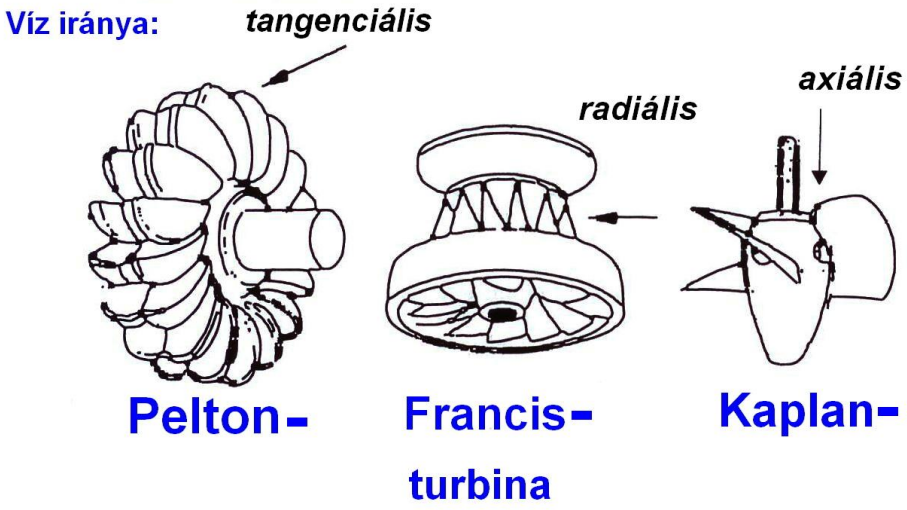
A vízerőművek különleges szerepet tölthetnek be nagy elektromos hálózatok szabályzásában. Arról van ugyanis szó, hogy a vízerőművek teljesítményét rövid felfutási idő (néhányszor 10 s/100 MW) alatt rugalmasan lehet szabályozni. Így a teljesítményt jól lehet segítségükkel illeszteni az igényekhez egy olyan rendszerben, amelyben a megtermelt teljesítménynek mindig azonosnak kell lennie a fogyasztással. Ráadásul, ha sok teljesítménykapacitás áll rendelkezésre vízerőműveknél, akkor az elektromos rendszerekben lévő alaperőművek teljesítményét magasabban lehet tartani: ha nincsen szükség az alaperőművi teljesítményre, akkor az itt keletkező felesleges elektromos áram segítségével vizet lehet szivattyúzni egy magasan fekvő tározóba, ahonnan szükség esetén a vízenergia gyorsan visszaalakítható a szükséges elektromos árammá. Azok a modern hálózatok szabályozhatók hatékonyan, amelyekben jelentős vízerőművi kapacitások vannak.

A vízerőművekről

A vízenergia a folyóvizek potenciális és mozgási energiája formájában jelenik meg. A folyó, illetve a felduzzasztott víz hasznosítható energiája:

$$E_{kinetikus} = \frac{1}{2} m_{víz} \cdot v_{víz}^2, \text{ illetve } E_{potenciális} = m_{víz} \cdot g \cdot h,$$

ahol a $m_{víz}$, $v_{víz}$ a szóban forgó víz tömegét és sebességét, h a vízszintkülönbséget, g pedig a nehézségi gyorsulást jelenti.



6.32. ábra: A gyakran alkalmazott vízturbinák fajtáinak vázlata. A nyilak a turbinát meghajtó víz beérkezésének irányát mutatják

A víz energiáját a turbinán forgási energiává alakítják, és a turbinához kapcsolt generátorral elektromos áramot állítanak elő. Az alkalmazott turbinák a gyakorlatban többfélék lehetnek. Három alapmegoldást fejlesztettek ki, amelyek közül aszerint választanak, hogy a vízenergia milyen körülmények között jelenik meg a tényleges esetekben.

a) Ha a víz nagy esésű helyről, nagy sebességgel, de kisebb vízhozammal érkezik a turbinához, akkor célszerű az érintő irányú, tangenciális vízsugár érkezésű és azt felhasználó szabadsugaras vízturbinát, a Pelton-turbinát alkalmazni (6.32. ábra bal oldali képe). Ez a turbinatípus a felülcsapott vízkerekekhez hasonlít, és nem követel nagy nyomású házat.

b) A lényegesen nagyobb hozamú, sugárirányból terelt vizet álló és forgó rész között átvezető Francis-turbina működéséhez a víznyomásnak ellenálló házra van szükség, hasonlóan az alulcsapott malomkerekekhez. Ez a turbinatípus nagyobb vízhozamoknál, kisebb esésmagasságoknál alkalmazható a legcélszerűbben (6.32. ábra középső vázlata).

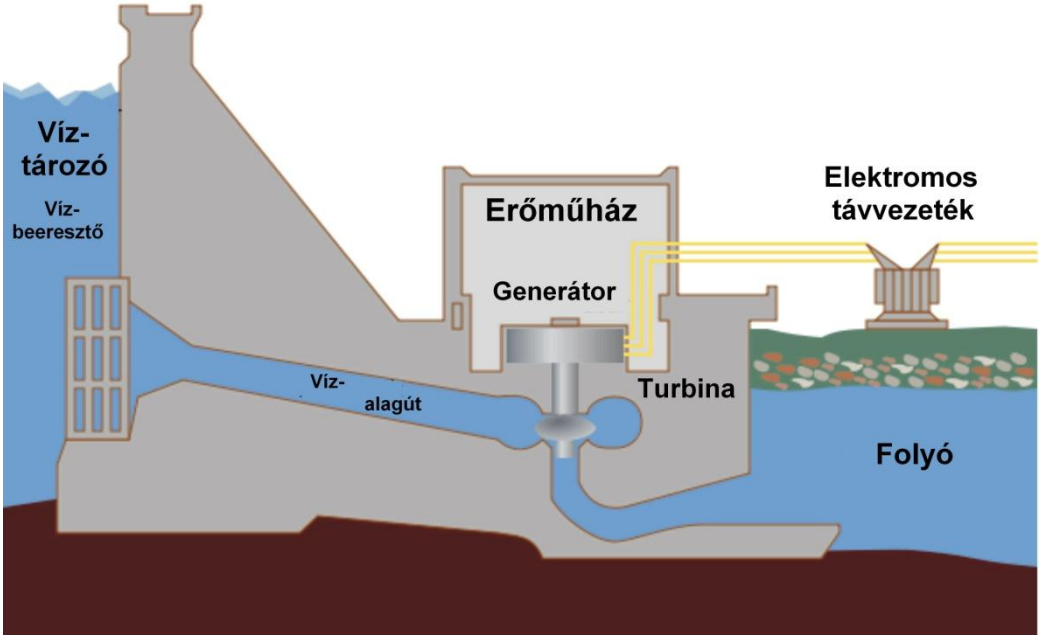
c) A vizet nagy vízhozammal, de kis eséssel, ezért kisebb vízsebességgel alkalmazó Kaplan-turbina a tengelye irányából érkező vizet szárnylapátjaira engedi, amelyek hasonlítanak a hajócsavarhoz (6.32. ábra jobb oldali képe).

Aszerint, hogy a víz szintsüllyedése, vagy a folyó esése milyen, megkülönböztetünk alacsony ($h<20$ m), közepes ($20\ \text{m}<h<50$ m, esés <5 m/km) és nagy emelkedésű ($50\ \text{m}<h<2000$ m, esés >5 m/km) erőműveket.

Bár a mechanikai energia elvileg teljesen átalakítható elektromos energiává, a turbinához vezető csövekben az elkerülhetetlen súrlódási és turbinaveszteségek, valamint az önfelhasználás miatt az η, az elektromos energiává való átalakítás hatásfoka 75 és 90% között van. Alacsony vízhozamok esetén (<30%-a tervezettnek) a második és a harmadik típusú turbina hatásfoka erősen, 30–80% közé visszaesik, míg a **Pelton-turbináé** 90% körül marad.

A **Kaplan-turbinát** mind megtervezni, mind legyártani és telepíteni költségesebb, mint a másik kettőt, de stabilnak tekinthető vízhozamok esetén hatásfoka meghaladja a 90%-ot és évtizedekig kifogástalanul működik.

A turbinát meghajtó víz eredte szerint két típusú vízerőművet különböztetünk meg: az átfolyó folyami erőmű típust (6.33. ábra), illetve a tározó tó vizének leengedésével működő ún. szivattyús vízerőművet (6.34. ábra). Az előbbi erőmű általában valamely folyó duzzasztógátjánál épül, és a duzzasztással létrejött vízszintkülönbségek között lefolyó víz hajtja meg a turbinákat. A szivattyús erőművek turbinái két víztározó közötti vízmozgással működnek, az elektromos hálózat szükséglete szerint. A gyakorlatban az ilyen erőművet napi szinten többszöri irányváltással működtetik.



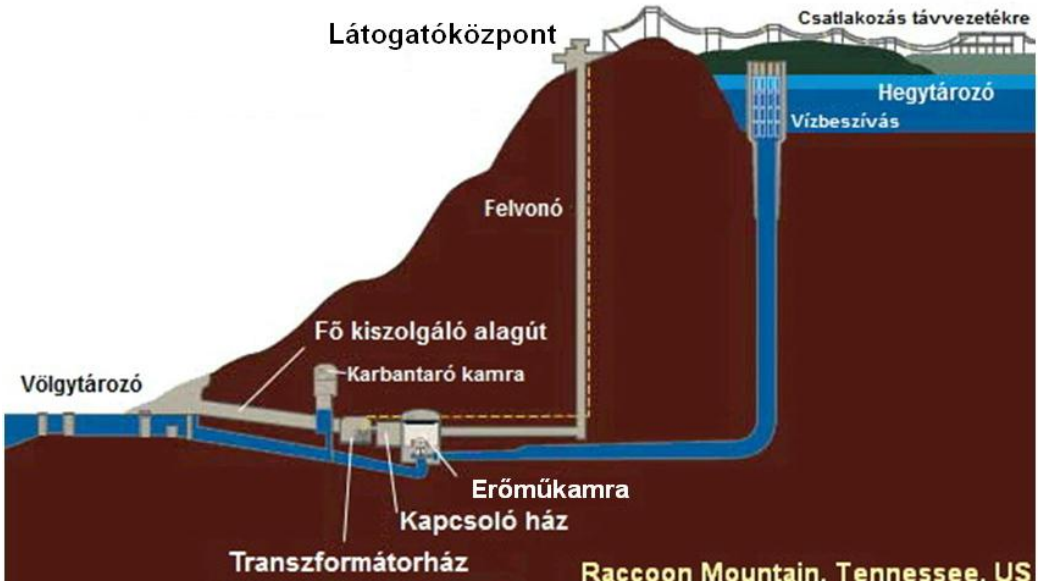
6.33. ábra: Folyami (átfolyós) vízerőmű vázlata. A vizet a leggyakrabban föld alatti alagúton vezetik át a turbinán

A vízerőművek környezeti hatásai

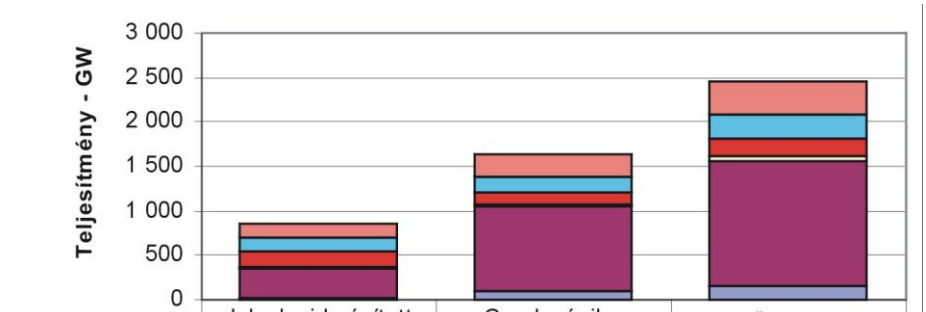
Becslések szerint a vízenergia mintegy 20 TW potenciális teljesítményéből világszerte legfeljebb mintegy 2,5 TW hasznosítása állhat technikailag rendelkezésre. Ez évente ~7,8 EJ villamos energia megtermelését jelentené.

Érdemes megjegyezni, hogy a vízerőműveket sokszor elektromosteljesítmény-kapacitásukkal jellemezzük. Ez azonban csak azt a teljesítményt adja meg, amelyet az erőmű legfeljebb leadhat. Az idő legnagyobb részében azonban ezek az erőművek, elsősorban mivel a vízhozamok kisebbek a maximálisnál, a névlegesnél lényegesen kisebb teljesítménnyel működnek. Így például az Eufráteszre épített Atatürk-erőmű (Törökország) névlegesen 2,4 GW_e kapacitású, de hosszú távon átlagban csak 924 MW teljesítménnyel működik. A 6.35. ábra szerint a világ 849 GW_e vízerőművi összkapacitással átlagosan csak 343 GW teljesítménnyel termelt 3032 TWh elektromos energiát (lásd a 6.32. ábra adatait). Ez 41% körüli rendelkezésre állást jelentett a 2006–2007 években.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE



6.34. ábra: Szivattyús vízerőmű vázlata. A vizet két víztározó között mozgatva vezetik át a turbinán



	Jelenlegi beépített teljesítmény (2006) 849 GW	Gazdaságilag megvalósítható 1 651 GW	**Műszakilag** megvalósítható 2 476 GW
Dél-Amerika	138	246	369
Észak-Amerika	167	188	282
Európa	179	124	186
Ausztrália	14	36	54
Ázsia	330	941	1412
Afrika	21	103	154

6.35. ábra: A vízenergia hasznosítására már (2006) megépített elektromos kapacitások, a gazdaságilag még megvalósítható és a műszakilag összesen telepíthető erőművek teljesítményei kontinensek szerint

A megépített vízerőművek összteljesítmény-kapacitása 849 GW_e (2006-os adat), és a jelenlegi körülmények között gazdaságosan összesen még 1650 GW_e telepíthető. A 6.35. ábra a kapacitások földrészek szerinti eloszlását mutatja be. A becsült adatokból látható, hogy az európai és az észak-amerikai kontinenseken a lehetőségeket már most is nagymértékben kihasználták, míg Ázsia óriási további kapacitásokkal rendelkezik a vízenergia felhasználása területén.

A ténylegesen megépített vízerőművek a kis vízhozamú, nem nagy esésű kisebb patakokon telepített néhány kilowatt kapacitású egységektől a sok gigawatt elektromos teljesítményű óriás létesítményekig terjednek. Környezeti hatásuk elemzésekor a méretnek nagy szerepe van. Az azonban elmondható, hogy mindegyik változást hoz a tájban és a környezetben. Ez a változás és hatás annál nagyobb, minél nagyobb a vízerőmű kapacitása.

A vízenergia **előnyeit** a következőkben sorolhatjuk fel:

- Ismert, évszázadok óta alkalmazott és fejlesztett, kipróbált technológia.
- A nagy erőművek jelentős hozzájárulást adhatnak a nagy hálózatok működtetéséhez.
- Az erőműveknek nincsen fűtőanyagigénye, általában néhány főnyi személyzet biztonságosan működtetheti. A működés kiadásai a többi erőműhöz képest alacsonyak.
- Nincs kártékonyanyag-kibocsátás.
- A vízenergia jól alkalmazható elektromos hálózatok szabályozásához, optimalizálásához.
- A duzzasztott víz lehetőséget ad tudatos és optimalizált vízgazdálkodásra.
- A folyógátak segítik az árvízvédelmet, és javíthatják a hajózási körülményeket.
- A vízerőművek környékén kialakuló megváltozott körülmények sokszor jelentősen javítják a körzet gazdasági lehetőségeit (például turizmus fellendülése, javított mezőgazdasági lehetőségek).
- A vízenergia hátrányai is a nagy víztömegek visszatartásával kapcsolatosak.
- Nagy kapacitású erőműveknél elkerülhetetlen a nagy területek vízzel történő elárasztása (6.8. táblázat.)
- A nagy vízerőművek építése időben hosszú és költséges.
- A létesítés általában sok embert érinthet és akár tömeges kitelepítésekhez is vezethet.[7]
- Rombolják és megváltoztatják a tájat.
- Élőhelyeket választanak el.
- A folyó alapvető tulajdonságait, paramétereit megváltoztatják, ezáltal a folyó ökológiai állapota átalakul, korlátozza az élőlények, különösen a halak vándorlását.
- Megváltozik, sokszor romlik a vízminőség. A duzzasztott víz környékén megváltozik a talajvízszint.
- Veszély léphet fel a gátak miatt. A gát mögött összegyűlő néha hatalmas mennyiségű víz szeizmikus mozgást okozhat. A természeti törvények nem zárják ki a gátak átszakadását, ami több esetben meg is történt, nagy katasztrófákat okozva.
- A vízerőművek nagy építmények, amelyeket sokan esztétikailag kifogásolnak és a táj rombolását tulajdonítják nekik.

[7] A Kínában megépült Három-szurdok gátnál például 1,2 millió embert telepítettek ki, és 1300 falut árasztottak el.

Vízerőmű neve/Folyó neve	Ország	Elektromos kapacitás	Elárasztott terület nagysága
Három-szurdok gát/Jangce	Kína	22,5 GW_e	632 km^2
Itaipu/Paraná	Brazília és Paraguay	14 GW_e	1350 km^2
Guri/Caroni	Venezuela	10,2 GW_e	4250 km^2
Tukurui/Tocantins	Brazília	8,37 GW_e	3014 km^2
Krasznojárszk/Jenyiszej	Oroszország	6 GW_e	2000 km^2

6.8. táblázat: A Föld néhány nagy vízerőművének elektromosteljesítmény-kapacitása és az erőmű létesítéséhez elárasztott terület nagysága

Mindezekből látható, hogy a vízenergia nagy léptékű hasznosítása ellentmondásosan ítélhető meg. Az mindenesetre biztos, hogy az építmény megbízható műszaki színvonalú megépítése és folyamatos karbantartása elengedhetetlen. A gátakkal együtt járó veszélyek miatt politikai stabilitásra van szükség a biztonságos üzemeltetéshez.

Magyarország hasznosítható vízenergia-potenciálja mintegy 1 GW-ra tehető, ennek mintegy a fele hasznosítható lehetne. Becslések szerint a technikai lehetőségek jó kihasználásával akár 4500 GWh elektromos energia is megtermelhető lenne. – A hazai teljes vízenergia kapacitás ~75%-át a Duna jelenti, további ~10–10%-át a Dráva és a Tisza. A beépített, országosan összesen ~50 MW_e kapacitású vízerőművek a villamosenergia-termelésének csupán mintegy 0,6%-át adják.

A Dráván nem épült vízerőmű. A Tiszán Tiszalöknél 11,4 MW_e névleges kapacitású, és Kiskörénél 28 MW_e erőműveket építettek. A megtermelt elektromos energia sok év átlagában 48 és 89 GWh, ami összességében 15,6 MW átlagos teljesítményt jelent. (Ez a ~4,3 GW országos átlagos teljesítményigény 0,4%-a.)

A Dunán a német szakaszon 26, az osztrák szakaszon további 11 vízlépcső épült. Az országhatárhoz legközelebb a Bécs belterületén lévő freudenau-i erőművet telepítették. A Duna elterelésével Szlovákia területén megépült bősi erőmű a ~40 km^2 felületű dunacsúnyi tározóhoz illeszkedik, és névlegesen 700 MW_e elektromos kapacitású. Átlagos teljesítménye több, mint 10 év átlagában 320 MW volt. – A bősi erőmű megépítésében való részvételről, illetve a Nagymarosnál kijelölt erőmű megépítéséről Magyarország lemondott. Korábbi elképzelések szerint Adonynál és Fajsznál is lehetne kisebb vízerőművet létesíteni. Ez azonban szintén nem szerepel a Duna hasznosítására kidolgozott tervek között.

6.6.5. A biotömeg energetikai hasznosításának lehetőségei

A napenergia közvetett felhasználását jelenti a biotömeg energetikai célú alkalmazása. A Nap sugárzási energiájának kis töredéke, a Földre eső napenergia mintegy 2 tízezred része, amely körülbelül ~40 TW nagyságrendű teljesítménynek (6.18. ábra) felel meg, a fotoszintézisen keresztül biotömeg előállítására hasznosul. A földtörténeti korokkal ezelőtt keletkező biotömeg kicsiny részéből alakultak ki a szén-, kőolaj- és földgáztelepek, de a korunkban keletkező biotömegben rejlő energia is felszabadítható. Az ebből nyerhető energia megújulónak tekinthető, mivel a fotoszintézis folyamatosan újratermeli az energiatartalommal bíró biotömeget. A biotömeg energetikai felhasználása pedig CO_2-semlegesnek

tekinthető, hiszen az energiatermelésnél keletkező szén-dioxidot az energiatartalomnak éppen megfelelő mennyiségben a fotoszintézis folyamán a légkörből vonták el. Így a biotömeg keletkezési és felhasználási teljes ciklusára eső szén-dioxid-mérleg két oldala egyenlőséget mutat.[8]

A **fotoszintézishez köthető** átlagos teljesítmény nagyságrendjéből kitűnik, hogy a biotömeg sikeres felhasználásával olyan nagyságrendű energiaforráshoz juthatunk, amely jelentős mértékben hozzájárulhat az emberiség energiaellátásához.

A biotömeg a termőföldön keletkezik. Az energetikai alkalmazás lényege az, hogy a biotömeget össze kell gyűjteni, és a benne lévő energiát valamilyen technikával, például elégetéssel, vagy közbenső energiahordozóvá (például biogázzá, vagy bioetanollá) történő alakítással, a közösségek által felhasználható energiaformát kell kialakítani. Ezzel kapcsolatban egy sor olyan kérdés merül fel, amely ennek a felhasználás szempontjából egyszerűnek látszó, oly sok illúziót keltő megújuló energiaforrásnak az alkalmazását ellentmondásossá teszi. Látni fogjuk, hogy a problémák között a természettudományos kérdéseken túl környezeti, társadalmi, szervezésbeli, munkaerő-politikai, jogi és etikai kérdések is felmerülnek.

Megjegyzések a biotömeg előállításával és feldolgozásával kapcsolatban

Az nyilvánvaló, hogy a Föld különböző területei más-más helyzetben vannak a biotömeg keletkezése és felhasználása szempontjából. Bár a most következő megállapításaink zöme általános érvényű, mégis a példákat a közép-európai térség gyakorlatából hozzuk.

A legelső kérdés az, hogy az egységnyi termőföldről begyűjthető biotömeg és az abból nyerhető energia kapcsolatát tisztázzuk. A 6.36. ábrán bemutatjuk néhány, a Kárpát-medencében termesztett növény energiatartalmát. Az ábra adataiból látszik, hogy az energiatartalom a bemutatott (és be nem mutatott) légszáraz növényeknél kevéssé ingadozik, értéke minden esetben (15±2) MJ/kg.

Az alábbi becslésben azt vizsgáljuk meg, hogy mekkora területről kellene begyűjtenünk közép-európai viszonyok között a biotömeget ahhoz, hogy egy 1 MW_e elektromos erőmű egy éven keresztül leadja ezt a teljesítményt. Az előbb említett 15 MJ/kg energiatartalommal és a hektáronkénti 10 t biotömeggel számolva hektáronként 15 GJ energia nyerhető évente. Az erőmű hatásfokát az igen magas, 50%-nak feltételezve az adódik, hogy 400–500 hektárról kellene összegyűjtenünk a biotömeget ahhoz, hogy egyetlen MW-tal hozzájáruljunk az elektromos teljesítményigény kielégítéséhez. Egy átlagosan 30 MW elektromos teljesítményű bioerőmű táplálásához mintegy 7 km sugarú termőföldről kell a begyűjtést elvégezni. – Általában igaz, hogy biotömegre kis energiatermelő egységeket érdemes telepíteni.

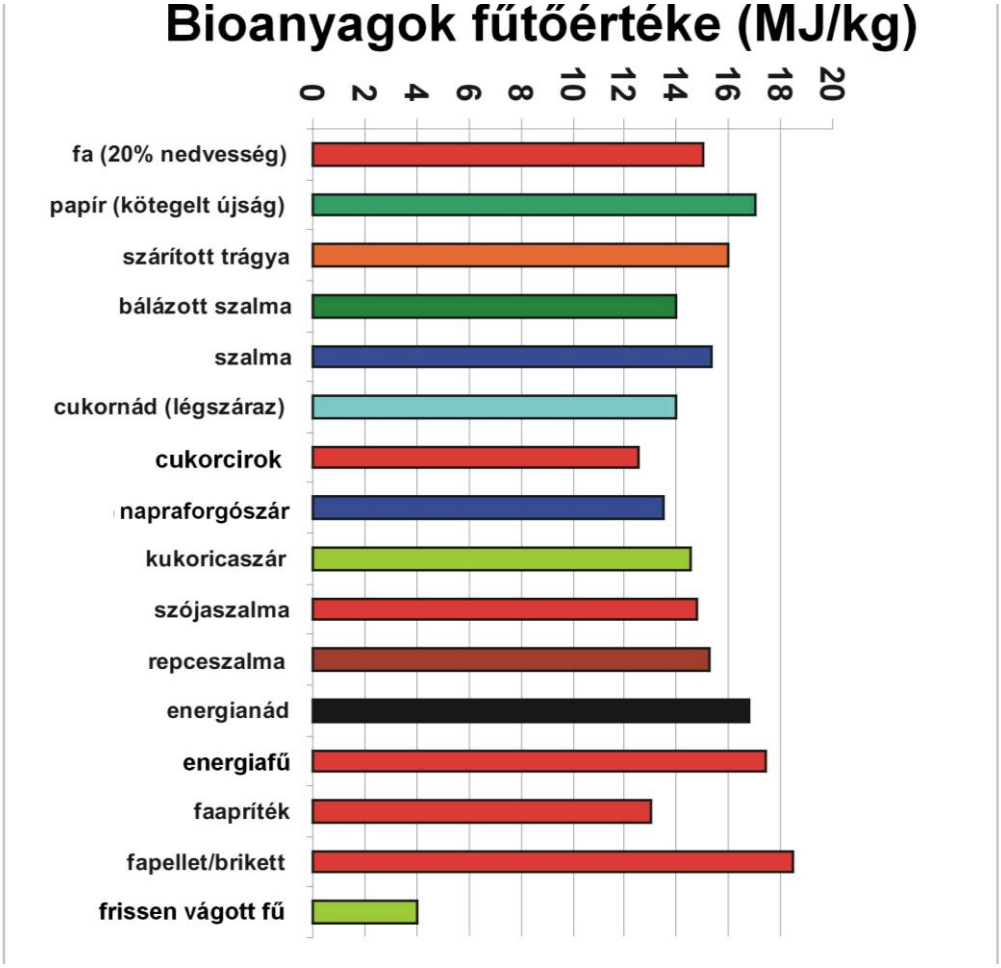
A biotömeg energetikai felhasználásánál külön figyelembe kell venni azt, hogy a szerves anyag metilalkohollá, vagy biodízellé történő átalakításakor a folyamatok biztosításához járulékos energiára van szükség. Ez az energia függ az alkalmazott eljárástól, de fajlagosan azonos nagyságrendbe esik, mint az új termék energiatartalma. Így az

$$\eta = \frac{E_{kinyert}}{E_{befektetett}}$$

[8] Ez akkor igaz, ha biotömeg kezelésével kapcsolatos munkafolyamatok szén-dioxid-kibocsátásától eltekintünk.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

hatásfok a ma alkalmazott eljárásoknál a metilalkoholnál 1,2 (javítható elvileg 2,5-ig), a biodízelnél pedig 2–4,5 között van.[9] Ez azt jelenti, hogy a biotömegből csak korlátos hatásfokkal lehet a környezetet kevéssé terhelő metilalkoholt, illetve biodízelt gyártani.



6.36. ábra: Légszáraz bioanyagok fűtőértéke. Az energiatartalom (a ki nem szárított frissen vágott fűtől eltekintve) 15 MJ/kg körülinek adódott

A biotömeg szerepe az energiatermelésben

A biotömeg hármas felhasználású, alkalmas

- élelmiszerelőállításra,
- ipari hasznosításra,
- energetikai célú alkalmazásra.

E három cél között gazdasági és etikai megfontolások alapján lehet dönteni. Még olyan esetben is, mint például egy erdőnél, ahol az élelmiszerelőállítás szóba sem jön, is lehetséges, hogy ipari célra több fát érdemes használni, mint energetikai célra alkalmazni. Az erdők biotömege évente 2–3%-kal nő. Ipari célra is alkalmas fafajták esetén e növekménynek csak ötödét–hatodát érdemes energetikai célra hasznosítani.

[9] Ugyanez a hatásfok a hagyományos dízelnél $\eta \sim 9$ körül van.

A biotömeg energetikai célú alkalmazása energiahordozó formák és célok szerint a következőképpen alakul:

- bioetanol → hajtóanyag,
- biodízel → hajtóanyag,
- biogáz → hajtóanyag, áramelőállítás, hőtermelés,
- közvetlen eltüzelés → elektromos áram, hőtermelés.

Mindegyik alkalmazásnál alapvető szempont, hogy a földet meg kell művelni (földmunkák, trágyázás, aratás), a terményt be kell gyűjteni (összegyűjtés, szállítás, szárítás), és minden felhasználás előzetes feldolgozást igényel (folyamathő az átalakításhoz). A feldolgozási folyamatokhoz több helyen is energiára van szükség, amelynek összhatását csak alapos vizsgálattal lehet megbízhatóan áttekinteni és az energiamérleget jól megbecsülni.

A biotömeg vagy származékai energetikai felhasználásánál a környezetet terhelő kibocsátás általában nagy. Különösen a biomassza közvetlen elégetése környezetszennyező. Az égetésnél füstgáz, nitrogén-oxidok, klórvegyületek, poliaromás szénhidrogének távoznak és a legtöbbször sok salak is keletkezik. További hátrány, hogy általában a legnagyobb termési kapacitást figyelembe vevő erőművet építenek, és gazdasági indíték léphet fel a kapacitások jobb kihasználása érdekében. Ekkor történhetnek meg olyan jelenségek, amelyek a rablógazdálkodásra emlékeztetnek. Így a támogatott megújuló bioenergia-termelés fenntartása érdekében került már sor erdők tarvágására.

A **fatüzelésű hőerőművekhez** energiaültetvényeket telepítenek. Ezek lehetnek erdők (ilyenek például az akác-, energiafűz-, vagy nyárültetvények) és lágyszárúak (mint például a repce). A tarackfélék és az energiafüvek hátránya, hogy könnyen invazívvá válhatnak. – A Kárpát-medencének nincsenek energetikai felhasználás szempontjából kiemelten alkalmas növényfajtái.

A biotömegből történő energiatermelésnek a következő **előnyei** vannak.

- Felhasználja a mezőgazdasági hulladékot, abból energiát termel.
- A készletek nincsenek lelőhelyhez kötve, alkalmas helyen mindenütt megtermelhetőek.
- Folyamatos energiatermelés biztosítható megfelelő tárolókapacitás megépítése mellett.
- Csökkenthető a gazdaság energiaimport-függése.
- Az energetikai felhasználás lehetősége hozzájárulhat az európai térség mezőgazdaságának szerkezetátalakításához.
- A biotömeg-termelés munkaigényes mezőgazdasági ágazatként szociális feszültségeket oldhat.
- A biotömeg energetikai alkalmazásainak vannak hátrányai is.
- Nagy tárolási igény, komoly beruházásokat igényel.
- A biotömeget nagy területekről kell összegyűjteni, ami nagy szállítási költségekkel jár.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

- A bioanyag feldolgozáshoz szükséges berendezések drágák.
- Az alkalmazott technológiák munkaigényesek.
- Az eljárások ismeretlensége miatt képzési igény és hosszabb betanulás szükséges.
- A megtérülési idő hosszú.
- A nagy területeken biztonságos, hosszabb időn át terv szerint történő termelés jogi és szervezési nehézségeket vet fel. Mintegy három évtizedre (egy erőmű, energetikai berendezés élettartamára) általában sok földtulajdonossal kell biztosítani az együttműködést, ami nehéz feladatnak tűnik.
- A biotömeg energetikai célból történő termelése az élelmiszerelőállítással versenyez. Komoly etikai problémák merülhetnek fel olyan környezetben, ahol emberek éheznek.

Magyarország teljes biomasszakészlete mintegy 350 millió tonna. Ennek éves újraképződése 105–110 millió tonnát tesz ki. Az újratermelődő rész energiatartalma 1100–1200 PJ körül van, ami meghaladja az ország éves energiaszükségletét.

Természetesen a biotömegnek csak töredéke gyűjthető össze gazdaságosan energetikai célú felhasználásra. Úgy becsüljük, hogy Magyarországon a biotömeg energetikai felhasználása – megfelelő beruházások után – 50 és 200 PJ közötti energia évenkénti megtermelését teszi lehetővé. A biomassza energetikai célú alkalmazásánál decentralizált kisüzemek építése javasolható, és óvatosság ajánlott a nagy léptékű beruházásoknál.

6.6.6. A hullámenergia

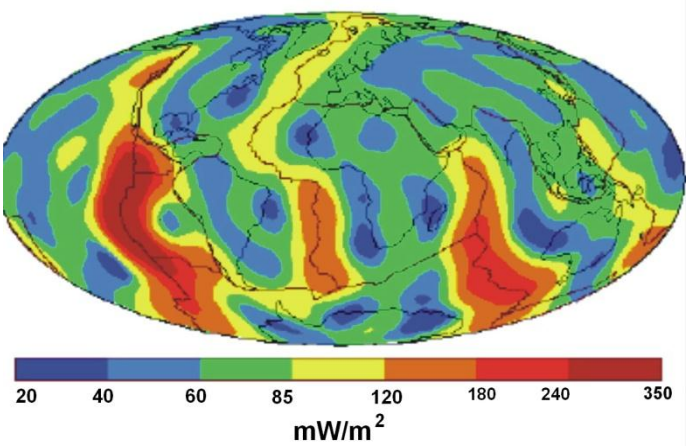
A Nap energiájának közvetett megjelenési formája **a hullámenergia.** Ez a világóceánok bizonyos területein jelentős lehet. Így például Skócia nyugati partjai mentén, a külső Hebridákon a hullámok teljesítménye eléri a figyelemre méltó ~70 kW/m értéket is.

A hullámenergia felhasználása érdekében komoly kísérletek folynak, elsősorban észak-európai országokban. A cél az, hogy olyan berendezést állítsanak elő, amely a hullámok energiájával forgómozgást hoz létre, amelynek segítségével elektromos áramot lehet generálni. A felhasználás elvi lehetőségének megerősítése mellett a kísérletek egyelőre nem kecsegtetnek sikerrel, és biztosra vehető, hogy a következő évtizedekben a hullámenergia sehol nem válik az energiaellátás észrevehető tényezőjévé.

6.6.7. A geotermikus energia

A Föld energiaháztartásának nem a Napból származtatható kicsiny járulékában a legnagyobb részarányt a **földhő, vagy más néven a geotermikus energia** képviseli (lásd a 3.19. ábra). Ez olyan energiát jelent, amelyet a földet alkotó anyagok hőenergia formájában tárolnak. Ezt a hőt az ember történelme során több formában (például fürdők építése a hévizek köré) kihasználta. A geotermikus jelenségek energetikai célú kihasználása természetes módon merül fel korunkban.

A geotermikus energia eredete



6.37. ábra: A földhő teljesítmény-kibocsátások földrajzi eloszlása. A kibocsátás értéke a tektonikai lemezek találkozásánál a legnagyobb

A Föld belsejébe befelé haladva a felszín hőmérsékletéhez képest egyre magasabb hőmérsékletű rétegekkel találkozunk. A Föld belső magja 6000 K hőmérsékletű.

A Föld folyamatosan energiát ad le környezetének. A Föld teljes geotermikus hőteljesítmény-leadását a mai tudomány 30 és 40 TW közöttire becsüli. Az újabb eredmények egy, a 30-hoz közelebbi értéket valószínűsítenek (3.19. ábra).

A **földhő teljesítményárama** átlagosan 0,06 W/m^2 körül van. Ez a hőkisugárzási teljesítmény nem egyenletes, a Földön vannak geotermikus szempontból meleg területek. Ilyenek például a tektonikus lemezek találkozásánál lévő övezetek, a vulkánok környéke. A kontinenseken is jelentős eltérések vannak a geotermikus tulajdonságokban. Általában igaz, hogy minél ősibb a kőzet geológiai szempontból, annál kisebb a kibocsátott hőfluxus.

A földhő nagy részét a hosszú felezésű izotópok radioaktív bomlása közbeni energiatermelés adja. Emellett a geotermikus energia egy kisebb hányadáért (legfeljebb mintegy harmadáért) a Földet négy és fél milliárd évvel ezelőtt kialakító anyag energiájának máig megőrzött része a felelős.

A Föld anyaga egy körülbelül 6 milliárd évvel ezelőtt lezajlott szupernóva-robbanásban alakult ki. Akkor a nukleoszintézis és az azt követő radioaktív bomlások során olyan izotópok is keletkeztek, amelyek felezési ideje a milliárd évek nagyságrendjébe esik, és napjainkban is folyamatosan energiát termelnek a Föld belsejében. Ezek közül a három legjelentősebb izotóp a ^{238}U, a ^{232}Th és a ^{40}K. Ezek az izotópok a földkéregben mindenhol megtalálhatóak, de geokémiai megfontolások alapján nagyon valószínű, hogy a Föld magjában nem fordulnak elő.

Izotóp és bomlása a stabil végmagba	**Q (MeV)**	**$T_{1/2}$ (mrd év)**
$^{40}K \rightarrow {}^{40}Ca+e+\bar{\nu}$ (89.3%)	1,32	1,28
$^{238}U \rightarrow {}^{206}Pb+8\alpha+6e+6\bar{\nu}$	51,70	4,47
$^{232}Th \rightarrow {}^{208}Pb+6\alpha+4e+4\bar{\nu}$	42,80	14,00

6.9. táblázat: A geotermikus energiatermelés szempontjából legfontosabb izotópok és bomlásaik

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

A 6.9. táblázatban a ^{238}U, a ^{232}Th és a ^{40}K izotópoknak a geotermikus energia termelése szempontjából fontosabb adatait tekintjük át. A táblázatot az alábbi megjegyzésekkel kell kiegészítenünk.

- A 40K pozitronkibocsátással (elágazási arány 0,001%) és elektronbefogással (elágazási arány 10,7%) 40Ar-né is bomolhat. Az ilyenkor felszabaduló energia közel van a fő bomlási csatornáéhoz, ezért ezek a csatornák nem szerepelnek a táblázatban.

- A 238U összesen 8 α- és 6 negatív β-bomlás után éri el a stabil 206Pb izotópot. A Q-val jelölt energia az összes bomlásban felszabadult energiát jelenti. Hasonló magyarázat igaz a 232Th izotóp esetén.

A radioaktív bomlásoknál felszabaduló teljesítményt akkor lehet meghatározni, ha tudjuk, hogy az egyes izotópok össztömege mennyi a Földön belül. A földkéregre vonatkozó ismeretekből és modellszámításokból úgy becsülik, hogy a tömeg mindhárom izotóp esetén a néhányszor 10^{17} kg körül van. Könnyű meggyőződni arról, hogy ilyen tömegek mellett a bomlási teljesítmények a ténylegesen megfigyelt geotermikus hőáram nagyságrendjében adódnak.

A földhő eredetével kapcsolatos alapvető kérdések kísérleti vizsgálatára az ad lehetőséget, hogy a fent bemutatott radioaktív bomlások során antineutrínók keletkeznek, amelyek fluxusa a Föld felszínén megfigyelhető. A kísérletek ugyan a kis kölcsönhatású antineutrínók detektálása miatt igen nehezek, de ezek fogják eldönteni, hogy a geotermikus jelenségekért milyen arányban felelnek a radioaktív bomlások, és milyen arányban a Föld keletkezési folyamataiból megmaradt hő.

A geotermikus energia hasznosításának lehetőségei

A felszínről egyre mélyebbre haladva a hőmérséklet növekszik. A geotermikus gradiens értéke átlagosan 30 ^{o}C km-ként. Megfelelő mélységű forrással olyan hőmérsékletű kéregpontokhoz juthatunk, amelyek lényeges meghaladják a felszíni értékeket. A hőmérséklet-különbségeket kihasználva hasznosíthatjuk a geotermikus energiát.

Sok olyan becsléssel találkozhatunk, ami azt sugallja, hogy a geotermikus energiakészlet óriási, és hasznosításával minden energiaprobléma megoldható. Ezek a becslések azt mutatják, hogy a földkéreg felső néhány kilométere legalább tízezerszer több energiát tartalmaz, mint a ma ismert ásványi energiahordozó-készletek. Látni fogjuk azonban, hogy ennek az energiának a hasznosítására meglehetősen korlátosak a lehetőségeink.

A földhő teljesítménysűrűsége kicsiny, láttuk, hogy átlagosan 60 mW/m^2 körül van. Ez azt jelenti, hogy km^2-enként ~60 kW a ténylegesen utánpótlódó teljesítmény. Ha erről a területről termálkúttal néhány MW hőteljesítményt termelünk ki, akkor az már nem pótlódik, tehát már nem tekinthető ténylegesen megújuló energiának. A geotermikus energia tényleges értéke a valóban hatalmas készletekben, az évszaktól, napszaktól való függetlenségében, és a legtöbbször környezetbarát alkalmazási lehetőségében van.

A geotermikus energiát nyilván ott lehet könnyen alkalmazni, ahol a felszínhez közel vannak a nagy hőmérsékletű rétegek, ahol a geotermikus gradiens nagy. Az energia kitermeléséhez ezen kívül olyan hordozó közeg is szükséges, amelynek lehetőleg nagy a fajlagos hőkapacitása, környezetbarát, valamint kellő mennyiségben rendelkezésre áll. Ezeket a követelményeket a víz elégíti ki a legjobban. Ezért a geotermikus energia minden alkalmazásánál találkozunk a vízzel. A víz fajhője nagy, értéke 4,2 kJ/(kg·K), amelyhez a gőz fá-

zisállapotba való átmenetnél még a látens hőnek megfelelő energia is járul. A látens hő értéke függ a nyomástól is.

A geotermikus energiát alapvetően két típusú hőenergia-tárolóból termelhetünk ki: a magas hőmérsékletű rétegvizekből, és a természetes rétegvizet nem tartalmazó, általában mélyen fekvő forró kőzetekben (angolul: *hot dry rock* – HDR) kialakított mesterséges tárolókból. Az EGS *(Enhanced/Engineered Geothermal Systems)* geotermikus tárolók olyan rendszereket jelentenek, amelyek mérnöki beavatkozással tehetők alkalmassá energiatermelésre.

- Az első típusú geotermikus tárolók olyan nagy kiterjedésű, nagy hőmérsékletű képződmények, amelyekben a kőzetek hézagtérfogatait víz tölti ki. Az ilyen geotermikus rezervoárokban lévő magas hőmérsékletű víz legtöbbször folyadékállapotban van, mert a nagy nyomás mellett a víz forráspontja általában magasabb, mint a kőzethőmérséklet. Az ilyen geotermikus tároló esetében a vízre csak mint a hőenergia hordozójára tekintünk, amelyet kihasználás esetén környezetvédelmi okokból és a rétegnyomás fenntartása érdekében vissza kell sajtolni a tárolóba. Az ilyen tárolók általában nem fekszenek mélyebben, mint ~2500–3000 m, mert az ebben a mélységben fellépő nyomások mellett a porozitás olyannyira lecsökken, hogy vizet a réteg már nem tartalmazhat.

  A geotermikus tárolókat folyamatosan fűti a földhő. Ha ez vezetéses, konduktív formában valósul meg, akkor átlagos körülmények között nem jönnek létre a mai műszaki körülmények között gazdaságosan kitermelhető tárolók. Az átlagosnál magasabb, >50 oC/km hőmérsékleti gradiensnél megfelelő kőzetporozitásnál és áteresztőképességnél már gazdaságosan hasznosítható forróvíz-tározók jöhetnek létre. – Ilyen konduktív tárolókra számos példát lehet felhozni Magyarországon is.

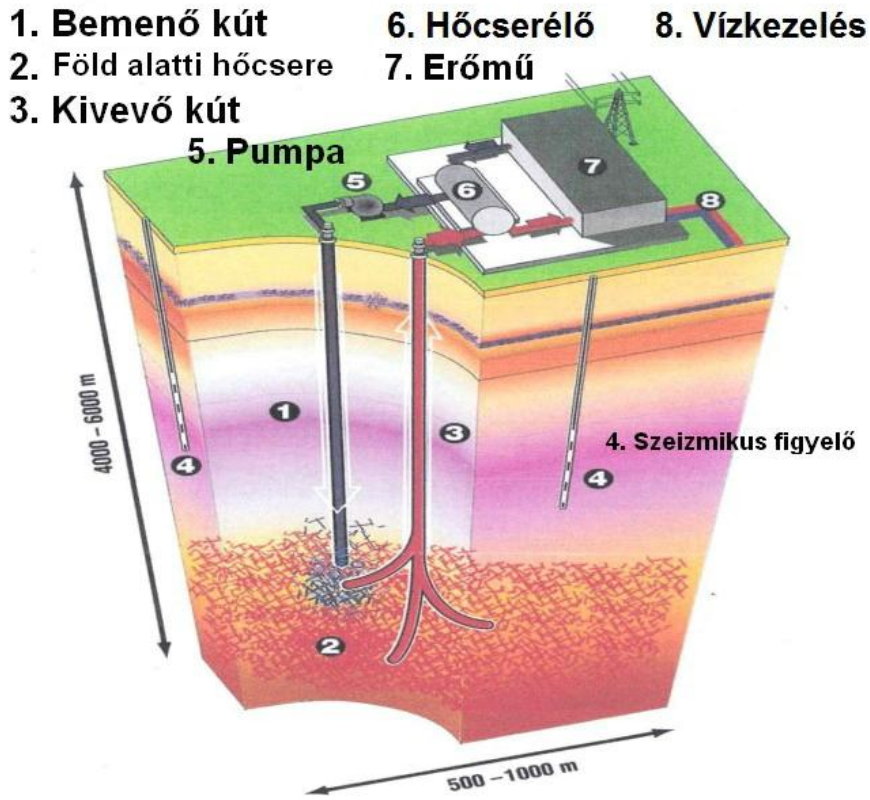
  Vannak olyan kiugró geotermikus anomáliák, általában magmabetüremkedések környezetében, hogy a mélységgel való jelentős hőmérséklet-növekedés konvektív hőáramot indít el. Ennek oka, hogy a nagy hőmérséklet miatt kitáguló víztömegre a sűrűségcsökkenés miatt felhajtóerő hat, amely áramlást kelt a folyadékban. A termokonvekció igen nagy, 200–300 oC/km hőmérsékleti gradienst okoz. A hőáram akár 1 W/m2 értékű is lehet. – Ilyen esetre példa a túlhevített gőzt tartalmazó Larderello-tároló Olaszországban.

- A mesterséges HDR technológiákkal kialakított mélységi tárolók jelentik a geotermikus energia hasznosításának másik módszerét. A hidrotermális hőtárolók energiatartalma ugyanis potenciálisan eltörpül a nagy mélységű, alacsony porozitású, vizet nem tartalmazó kőzettömegeké mellett. Ilyen helyeken mesterségesen létrehozott repedésekbe lejuttatott, cirkuláltatott, és felszínre hozott folyadékkal nyerhető ki a réteg hőenergiája. A 6.38. ábra ilyen elvek alapján tervezett erőmű vázlatát mutatja be.

  A HDR technológia kutatását az 1970-es évek végén kezdték el az Egyesült Államokban, ahol először termeltek elektromos energiát mesterséges mélységi tároló segítségével. Európában a technológiával való kísérletezésre és alkalmazásra az ezredfordulón került sor. Megépítettek és a hálózatra is kapcsoltak két kis teljesítményű EGS technológiával készült kísérleti egységet (Soultz-sous-forêts-ben 1,5 MW és Landau-ban 3 MW). – A technológia legnagyobb nehézsége az, hogy a mélységi kőzetek hővezető képessége kicsi, 2–4 W/(m.K). Emiatt a repesztéssel létrehozott tároló leadott energiája csak lassan pótlódik. Mindaddig, amíg nem találják meg

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

annak a módját, hogy nagyobb térfogatokból kinyerjék a hőt, addig a nagyobb kapacitású geotermikus erőmű megépítése reménytelen.



6.38. ábra: A mélységi forró kőzetek energiájának kihasználására tervezett erőmű vázlata

Az EGS kategóriába sorolhatók a zárt ciklusú üzemmódban működő mélységi hőcserélő kutak. Ezek lényege az, hogy a szénhidrogén kutatásakor kialakított fúrásokban zárt csövekben vizet juttatnak a mélybe, majd a palástfelületen át felmelegedett vizet felhozzák. Az ilyen kutak kapacitása legfeljebb néhány száz kW lehet.

A geotermikus energia felhasználásának egyik fókuszában az alkalmazásával működtethető elektromos erőművek vannak.

- Van néhány olyan kivételes eset, amikor a tárolóból kitermelt túlhevített száraz gőzt közvetlenül a generátorokat meghajtó gőzturbinákba lehet vezetni. Ilyen a már említett Lardello és Geysers.10

- A nagy hőmérsékletű (>180 oC) forró víz a nyomás csökkenésével nedves gőzzé alakul. Az elkülönített gőzfázis ezután a turbinákra vezethető. Ilyen az új-zélandi Wairakei 181 MW kapacitású erőmű.

- A bináris geotermikus erőművekben a kitermelt meleg víz valamely alacsony forráspontú, másodlagos munkavégző folyadékot melegít fel. Az ebben keletkező gőz végzi a szokásos erőművi körfolyamatot. Ennek az eljárásnak az előnye, hogy csökkenteni lehet a

[10] [10] A Geysers Kaliforniában van. A 22 geotermikus erőmű, amelyek összkapacitása 1517 MW_e, átlagosan 955 MW elektromos teljesítményt szolgáltat.

felhasználásra kerülő víz hőmérsékletét. Az ilyen erőművek hatásfoka a magasabb hőmérséklet alacsonyabb volta miatt kicsi.

A geotermikus erőművek hatásfoka, az általában alacsony hőmérsékletkülönbségek, tehát termodinamikai okok miatt, általában nem haladja meg a 10–16%-ot.

A 100–120 ^{o}C-nál nem melegebb hévíz-előfordulások hasznosítását a közvetlen hőfelhasználás jellemzi. Ilyenek lehetnek:

- mezőgazdasági felhasználás, üvegházak fűtése, terménszárítás,
- ipari hőszolgáltatás a papír-, textil- és élelmiszeriparban,
- térfűtés, családi házak, épületek fűtése, klimatizálása,
- felhasználás uszodákban, fürdőkben, gyógyfürdőkben,
- utak, repülőterek jégtelenítése

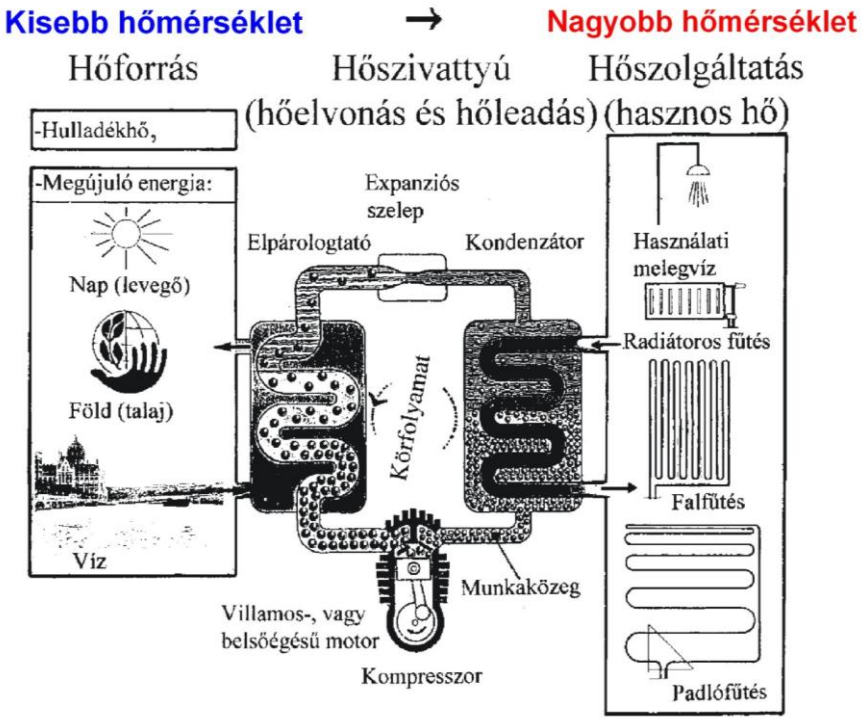
A geotermikus energia kisléptékű felhasználását jelentik a hőszivattyúk. Ezeknél azt használjuk ki, hogy a termodinamika I. főtétele értelmében mechanikai munka segítségével egy alacsonyabb hőmérsékletű hőtartályból magasabb hőmérsékletű hőtartályba vihetünk hőenergiát. Az átvitt hőmennyiség energiatartalma megegyezik a befektetett munkával. A magasabb hőmérsékletű közeget azután felhasználhatjuk, a leggyakrabban térfűtési célokra. A hőszivattyúk működését a 6.39. ábra mutatja be.

A hőszivattyúk hatékonyságát a COP (*Coefficient of Performance,* magyarul: hatékonysági koefficiens) paraméter határozza meg. A COP a hasznos hő és a bevitt munka hányadosát jelenti. A COP értéke a különböző hőszivattyúk tényleges megvalósításától függ, értéke általában 3 és 5 közé esik. Így ha annak a munkának (üzemanyagnak) az ára, amellyel a hasznos hőt a magasabb hőmérsékletű helyre viszi nem magasabb, mint a magasabb hőmérsékleten lévő hasznos hőenergia előállítási ára (például földgázból), akkor a hőszivattyú gazdaságosan üzemeltethető.[11]

Több típusú hőszivattyút fejlesztettek ki. Házak fűtésére a talajszondás és a talajkollektoros rendszerek terjedtek el. A talajszondás rendszernél a felszínre merőleges fúrást hajtanak végre 50–200 m mélységekig, amelynek körülbelül 15 cm vastagságú furatába zárt, U alakú csövet engednek le, néha hőcserélővel. – A talajkollektoros megoldásnál a csövek 1–2 m mélyen kerülnek a felszín alá olyan területen, amely 2–3-szorosa a fűtendő ház területének.

[11] Ez egy ház fűtésére alkalmazott hőszivattyúnál általában az azonos energiatartalmú gáz- és villamos energia árának arányát jelenti.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE



6.39. ábra: Hőszivattyú működése. A hőenergiát az alacsonyabb hőmérsékletű tartályból elektromos, vagy belsőégésű motor segítségével visszük fel a magasabb hőmérsékletű pontra

A geotermikus energia hasznosítása és annak környezeti hatásai

A Föld több országában építettek geotermikus energia felhasználásával működő elektromos erőműveket. A 6.10. táblázat a 2005-os adatok alapján mutatja a legnagyobb felhasználókat.

Ország	**Telepített geotermikus összkapacitás (MW_e)**
Egyesült Államok	2534
Fülöp-szigetek	1931
Mexikó	953
Indonézia	797
Olaszország	790
Japán	535
Új-Zéland	435
Izland	202
Costa Rica	163
El Salvador	151
Kenya	127
Világ összesen	890 0,7

6.10. táblázat: A világ ténylegesen telepített geotermikus elektromos erőműveinek kapacitásai

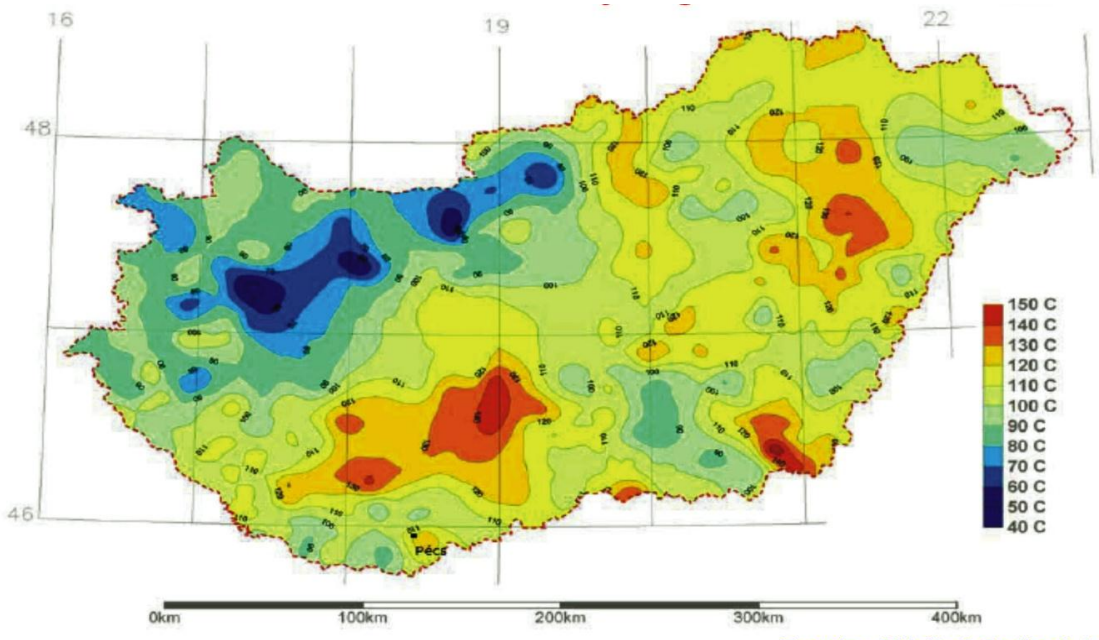
A geotermikus energiaforrásokra telepített elektromos erőművek mintegy 80%-os rendelkezésre állási idővel megbízhatóan működtek. A megtermelt összesen 77,9 TWh energia a világ elektromos energiaszükségletének mintegy 4 ezrelékét fedezte 2005-ben.

A hő típusú felhasználás lényegesen kiterjedtebb. A legnagyobb felhasználókat a 6.11. táblázatban foglaljuk össze. A világ teljes geotermikus hőhasznosítása, 271 PJ, a teljes energiafelhasználás 5 tízezred része körül volt 2005-ben.

Ország	**Éves hőenergia-felhasználás 2005-ben (TJ/év)**
Kína	45373
Egyesült Államok	31239
Törökország	24839,9
Izland	24500
Japán	10301,1
Magyarország	7939,8
Olaszország	7554
Brazília	6622,4
Oroszország	6143,5
Finnország	5195,7
Világ összesen	271695 TJ/év

6.11. táblázat: A világ geotermikus hőfelhasználásában vezető országok

Magyarország a geotermikus energia felhasználása szempontjából kedvező helyzetben van. A geotermikus gradiens majdnem kétszerese az európai átlagnak, ~50 °C/km és a földi hőáram is 80–110 mW/m^2-tel az átlagos 60 mW/m^2 felett van. Ennek az oka az, hogy a Pannon-medencében a kéreg 24–26 km vastag, azaz kb. 10 km-rel vékonyabb, mint a szomszédos régiókban. A 6.40. ábra 2000 m mélységben mutatja a hőmérséklet földrajzi eloszlását. Az ábrából látható, hogy a magyarországi hőmérséklet-eloszlás jellegzetes anomáliát mutat.



6.40. ábra: A hőmérséklet Magyarországon 2000 m mélységben

A geotermikus energia felhasználásának nem elhanyagolható **környezeti hatásai** vannak.

- A károsgáz-kibocsátás a többi elektromos energiatermelő módszerrel való összehasonlításban alacsony. Így egy hidrotermális erőmű fajlagos CO2 és SO2 kibocsátása 27,2, illetve 0,16 kg/MWh és nitrogén-oxid kibocsátása egyáltalán nincs. Ezzel szemben például az olajtüzelésű erőművek hasonló számai 550 kg/MWh (CO2), 5,4 (SO2) és 1,34 kg/MWh nitrogén-oxidra.

- Vízszennyezés: a hidrotermális tárolók oldattartalma általában nagy és a hőmérséklettel nő. A felszínre kerülő víz szinte mindig erősen szennyez, és az esetleges bór, illetve arzéntartalma miatt mérgezheti az élővizeket, veszélyes az élővilágra. A termelőkútban történő béléscsőtörés veszélyeztetheti az ivóvízbázist.

- Szilárdanyag-kibocsátás: a felszínre kerülő vízben a szilárd anyagok oldott állapotban vannak. Több anyag esetén az anyag nem a környezetet terhelő ballaszt, hanem ipari nyersanyagként hasznosítható. Például a kaliforniai Imperial Valley 45 MWe geotermikus elektromos erőművénél évente 300 ezer tonna CaCl2, 160 et KCl, 10 et cink és 2,3 et ólom kerül a felszínre. – A Pannon-medence hévizeinek oldottanyag-tartalma 3–8 g/l körül van.

- Zajterhelés: a működő geotermikus erőművek 70–85 dB terhelést jelentenek a környezetnek. A zajterhelés fúrásnál, rétegrepesztésnél 85–110 dB értékű. Általában mondható, hogy a geotermikus erőművek zajterhelése a forgalmas utca zajával mérhető össze.

- Felszíni süllyedés: a hidrotermális rendszerekben, ha a kitermelés lényegesen meghaladja a tároló vízutánpótlását, akkor felszíni süllyedések keletkezhetnek. Az új-zélandi Wairakei-erőmű hőkútjai sekélyek, 250–300 m mélyek. A süllyedés évente a 45 cm-t is eléri. – Magyarországon a süllyedés néhol kimutatható, de mindenütt jelentéktelen.

- Szeizmikus zavarok: hidrotermális rendszereknél ilyet nem figyeltek meg. A EGS alkalmazási rendszerben még nincsenek tapasztalatok.

- Földcsuszamlások rosszul telepített hidrotermális kutaknál már előfordultak.

- Vízhasználat: a geotermikus energiatermelő kutak fúrása, kiképzése, a kútvizsgálatok és a rétegkezelések általában nagy mennyiségű vizet igényelnek. A hidrotermális tároló felhasználása vízvisszasajtolást követel meg. Mindez vízszintsüllyedést okozhat a környezetben.

- A hőszennyezés a geotermikus erőművek körül (az alacsony hőmérséklet miatt) mindig nagy, általában háromszorosa egy hasonló elektromos kapacitású nukleáris erőművének. Ezt a hulladékhő innovatív hasznosításával lehet ellensúlyozni.

- Balesetek vagy katasztrófák a fúrás és a kútkiképzés alatt következhetnek be. A geotermikus tárolóból esetleg feltörő gőz nem okozhat tüzet, robbanásveszélyt. – Az 1985-ben a Csongrád megyei Fábiánsebestyénnél bekövetkező, halálos áldozatot is követelő baleseti kitörésnél a forró víz 3400 (!) m mélységből tört elő. Érdemes megemlíteni, hogy a 43 napos kitörés alatt sem a víz hőmérséklete, sem a nyomás nem csökkent.

A geotermikus energia felhasználásra jellemző, hogy általában nagy beruházási igénye van, de utána már olcsón üzemeltethető. A geotermikus energiahasznosítás területigénye kicsi.

A geotermikus energia felhasználásának kezdeti fázisában vagyunk. Nyilvánvalóan olyan új technológiák kidolgozására van szükség, amellyel szélesebb körben alkalmazhatjuk ezt az igen nagy potenciális lehetőségekkel bíró energiaforrást. A geotermikus energia hasznosításának jelenlegi, igen kis arányait egészen biztosan jelentősen növelni lehet.

Ugyanakkor valószínűtlen, hogy a következő évtizedekben a földhő hasznosításának néhány százaléknál nagyobb részesedése lehessen az energiatermelésben.

Magyarországon ma a geotermikus energia mintegy 1% nagyságrendben járul hozzá az energiaellátáshoz. A kedvező geotermikus adottságok miatt a földhő felhasználásának térnyerése az átlagnál gyorsabb lehet. Itt elsősorban a hő típusú felhasználás látszik fejleszthetőnek, és a hőszivattyúk elterjedésével jelentős részarányt kaphat a térfűtésre fordított energia biztosításában. Komoly fejlesztések után a geotermikus energia alkalmazása 2–3 évtized múlva akár 50–80 PJ-lal is hozzájárulhat az ország energiamérlegéhez.

6.6.8. Az árapály-energia hasznosítása

Az árapály a világtengerek egyik legismertebb jelensége, naponta kétszer, 12 órás periódussal megemelkedik és visszasüllyed a tengerek vízszintje. A vízszintváltozás oka a Föld-Hold gravitációs kölcsönhatása, amelybe kisebb mértékben a Nap is beleszól.

Az árapály-energiáról

A világtengernek az a része, amelyet a Föld forgása során a Hold felé mutat, a nagyobb gravitációs vonzás miatt megemelkedik. Ugyanakkor a Földnek ezzel ellentétes oldalán is emelkedés lép fel. Ennek oka az, hogy a Föld-Hold rendszer közös tömegközéppont körüli mozgásakor a földi rendszerből nézve a tengervízre hat a centrifugális erő, ráadásul ez a víz távolabb is van a Holdtól (a Föld átmérőjével), amely kisebb gravitációs vonzással jár együtt. A hatások eredője az, hogy 12 óránként vízszintmaximumot figyelhetünk meg közel egyforma amplitúdóval.

Az árapály a csak tengervízzel borított Földön mintegy 35 cm kiemelkedést és feleakkora belapulást jelentene. A tényleges földrajzi körülmények között a dagály átlagosan 1 m körüli.

A Föld bizonyos helyein azonban ennél lényegesen nagyobb vízszintkülönbségeket okoz az árapály. Ennek az oka az, hogy a tényleges földrajzi környezetben mozgó víznek lehet olyan periódusa, amely közel esik az árapály ismétlődéséhez. Így a tengerpart ilyen környezetében rezonanciaerősítések léphetnek fel. Ez az oka annak, hogy a legnagyobb vízszintkülönbségek nagyobbak is lehetnek az általában várt 1 m körüli értéknél. Például a Kanada partjainál lévő Fundy-öbölben 21,3 m-es a vízszintkülönbség. A bretagne-i partok mellett is nagy, Saint-Malónál 13 m-es is lehet az árapályjelenség.

Nagy vízfelületű öblök, amelyben nagy árapály-szintkülönbségek alakulnak ki, nyilvánvalóan alkalmasak energianyerésre. Ehhez olyan gátra van szükség, amely biztosítja, hogy a víztömeg meghatározott helyeken lévő turbinákon haladjon át, amikor az öböl dagálykor feltöltődik, illetve apálykor kiürül. Az öblöt lezáró gát építésekor azonban komolyan oda kell figyelni arra, hogy a gát ne „hangolja félre” azokat az áramlásokat, amelyek rezonanciaszerű erősítésével a nagy árapálykülönbségek kialakultak. A helytelenül megépített gát akár 4 m-rel is csökkentheti az árapályjelenséget a kijelölt helyen.

Az árapályerőműben kinyerhető energia a megemelkedő víz energiájából adódik. Ennek értéke: $E=\rho \cdot V \cdot g \cdot h$, ahol h az árapály vízszintkülönbsége, ρ a sűrűség, g a nehézségigyorsulás és V a mozgó víz térfogata. Ha A-val jelöljük az öböl felületét, akkor $E=\rho \cdot g \cdot A \cdot h^2$ fejezi ki a két állapot közötti energiakülönbséget. E szerint ott érdemes erőművet építeni, ahol nagy az árapály-szintkülönbsége (ettől négyzetesen függ a kinyerhető energia), illetve ahol nagy tömegű víz mozgásával számolhatunk. Az előbb becsült energia 25–30%-át lehet hasznosítani.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

A felhasznált turbinák oldaláról követelmény az, hogy kis szintkülönbségek mellett is hatékonyan működjenek, és mindkét irány felől érkező vízáramokra ki lehessen használni.

Az árapály-energia hasznosítása

Érdemes megjegyezni, hogy az árapály-energiát az angol és francia tengerparton már a XIX. században alkalmazták malmok meghajtására. Elektromos áramot előállító, jelentős kapacitású erőművet először a franciaországi Saint-Malonál építettek 1961 és 1966 között. Az erőmű névleges kapacitása 240 MW_e, a tényleges átlagos teljesítmény 96 MW, amelylyel évi ~600 GWh elektromos energiát termel. Az öbölzáró gát 750 m-es, az öböl felülete 22 km^2, az árapály-szintkülönbség átlagosan 8 m felett van, szökőárban ennél méterekkel magasabb is lehet (13,5 m). – Több, lényegesen kisebb kapacitású árapályerőművet építettek más országokban is (Kína, Kanada).

Az árapályerőműveknek amellett, hogy nyilván megzavarják a helyi ökorendszereket, legnagyobb hátrányuk, hogy a környékükön eliszaposodik a tengeröböl. Ez ellen sehol sem sikerült hatékonyan védekezni. – Az árapályerőművek építése komoly beruházást jelent, üzemeltetésük azonban olcsó. Az ilyen erőművek élettartamát 50 év körülire becsülik. Az élettartamot elsősorban azok a korróziós folyamatok befolyásolják, amelyeket a sós tengervíz vált ki.

A Földnek van több olyan helye, így Kanada északnyugati partjai, Kamcsatka néhány nagyobb öble, ahol elvileg akár több GW_e teljesítményű árapályerőmű is építhető. Egy nagyobb kapacitású erőmű építése nagy vízfelületek hosszú gátakkal való lezárását és nagy területek természetes állapotának megzavarását jelenti. Valószínűleg ez az oka annak, hogy ilyen erőművek egyelőre csak a tervezés állapotában léteznek. – A Földön a teljes kihasználható árapály-potenciált 50–70 GW_e-ra becsülik.

6.7. Energia az atommagokból

Az atommagok átalakításával energiát lehet felszabadítani. Ennek magyarázatához a természetben előforduló atommagoknál az egy nukleonra eső energiát bemutató 2.17. ábrát idézzük fel. Az ábra adataiból világosan látszik, hogy könnyű atommagok nehezebb maggá való összeolvasztásakor, fúziójakor az új magban magasabb az egy nukleonra eső kötési energia, mint a fúzióban részt vevő atommagoknál. – Hasonlóan, ha a legnehezebb atommagokat valamilyen technikával elvágjuk, hasadtatjuk, akkor olyan könnyebb atommagok keletkeznek, amelyek összes kötési energiája nagyobb, mint az anyamagé. Mindkét esetben: tehát a könnyű magok fúziójánál és a nehéz magok hasadásánál energia szabadul fel.

- A könnyű magok fúziójánál az energia felszabadulásának az oka a magerők jellegében keresendő. A fúzióban keletkezett új atommagban több nukleon veszi körül a korábban kevesebb nukleonnal atommagot képező protont vagy neutront. A kötések száma nő, és ezért a nukleon nagyobb energiával van kötve. A fúziós folyamatokra példát szolgáltatnak a könnyű magokból magreakciókkal létrehozott nehezebb magok. – A magfúziós folyamatok magyarázzák meg a Nap és a csillagok energiatermelését.

- A nehéz magok hasadásánál történő energiafelszabadulás oka az, hogy az atommagok keletkezésekor, a nukleoszintéziskor olyan nehéz atommagok is létrejöttek, amelyek az akkori rendkívüli folyamatok energiájának egy töredékét megőrizték nehéz atommagok formájában. Ezekben az atommagokban a sok proton taszította egymást, azonban a magerők egyben tartották a magot. Ha ezek széthasadnak, akkor a kevesebb protont tartalmazó leánymagok erősebben vannak kötve, és így energia szabadul fel.

Akár a fúziónál, akár a hasadásnál a fajlagosan felszabaduló energia jelentősen, mintegy hat nagyságrenddel meghaladja a hasonló tömegű energiahordozókból kémiai folyamatok révén felszabaduló energiát. Így ha egy kg hélium-4 gázt atommagonként négy nukleonból előállítunk, akkor 624 TJ energia szabadul fel, vagy egy kg urán-235 minden atommagját elhasítjuk, akkor 82 TJ válik szabaddá. Ez áll szemben az olaj kilogrammonként 44 MJ energiatartalmával.

Az előbbi energiaviszonyok tették lehetővé, hogy a nukleáris energia segítségével szörnyű tömegpusztító fegyvereket lehetett létrehozni, de ez ad lehetőséget arra is, hogy az emberiség energiaellátásához az ellenőrzés alatt tartott nukleáris energia érdemben hozzájáruljon.

6.7.1. Energiatermelés atommagok hasításával

Az atomenergia az atombomba kifejlesztésével és bevetésével a II. világháború végén került be a köztudatba. Magát a hasadás jelenségét **Otto Hahn** és **Friedrich Strassmann** ismerte fel 1939-ben. Tekintettel arra, hogy a hasadást neutronokkal létre lehetett hozni, és a hasadásnál több neutron is felszabadul, a láncreakció lehetőségére a fizikusok hamarosan rájöttek. Már 1942. december 2-án az **Enrico Fermi** és **Wigner Jenő** vezetésével dolgozó munkacsoport a Chicagói Egyetemen sikerrel megalkotta az első olyan grafitrudakból és uránlabdacsokból álló konfigurációt, amelyben megvalósították a láncreakciót. Közben az Egyesült Államok elindította a Manhattan-programot, amelynek célja az atombomba kifejlesztése volt. Óriási szellemi és anyagi erőt koncentrálva 1945-re három atombombát állítottak elő. 1945. július 16-án kísérleti robbantást hajtottak végre a új-mexikói sivatagban. A másik két atomfegyvert 1945. augusztus 6-án Hirosimában, illetve augusztus 9-én Nagaszakiban vetették be Japán ellen.

A nukleáris energia békés célokra történő felhasználása a háború befejezése után gyorsan megindult, és mára az energetika egyik fontos iparágává vált. A gyors fejlődés és a világszerte nagy elterjedtség ellenére a viták fókuszában áll. Bár ma még ez az egyetlen olyan nagytechnológia, amely jelentős részaránnyal képes kiváltani az ásványi energiahordozókat, figyelemre méltóan sokan ellenzik alkalmazását.

A hasadásos energia hasznosításának tárgyalásánál előbb néhány magyarázó megjegyzést teszünk a fizikai háttérrel kapcsolatban, majd áttekintjük az atomreaktorok legfontosabb tulajdonságait. Ezután a nukleáris fűtőanyagciklussal foglalkozunk, és rámutatunk a nukleáris energia hasznosításáról folyó vitában felmerülő különböző szempontokra. Ezután a hasadásos energiatermelés lehetséges további fejlődését elemezzük.

Az atommagok hasadása

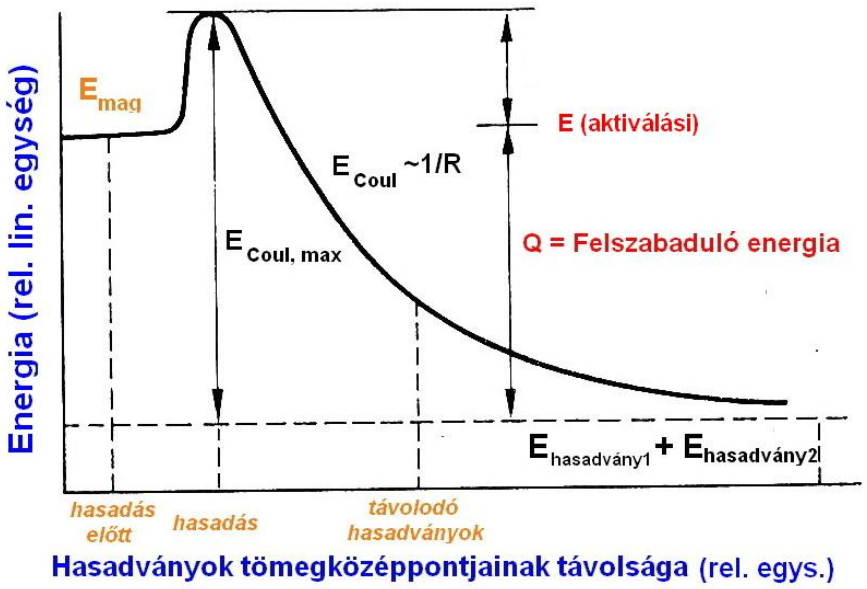
Az atommagok hasadásán nehéz atommagoknak kisebb tömegszámú atommagokra való szétválását értjük. A hasadás bizonyos izotópoknál bekövetkezhet spontán módon is, de hasadás mint fő bomlásmód csak néhány mesterségesen előállított transzuránnál fordul elő.

A nehéz atommag könnyebb atommagokra való bomlása bekövetkezhet, ha a magot valamilyen részecskével bombázzuk. A részecske egyaránt lehet neutron, proton, deuteron, α-részecske, vagy γ-kvantum. Hasadásról akkor beszélünk, ha a bombázó részecske energiája lényegesen kisebb, mint a nehéz atommag felhasadásakor felszabaduló energia.[1] Az ilyen folyamatot indukált hasadásnak hívjuk. Egy urán atommag hasadásakor tipikusan

[1] Ha az energiák összemérhetőek, vagy a bombázó részecskéé nagyobb, akkor spallációról beszélünk.

200 MeV energia szabadul fel, így ha a bombázó részecske energiája kisebb, mint ~20 MeV, addig a jelenség hasadásnak tekinthető. Érdemes megjegyezni, hogy a hasadási folyamat tulajdonságai, az energia- és impulzuseloszlások, részecskeeloszlások a kis energiával indukált és a spontán hasadásnál nagyon hasonlóak.

Egy nehéz atommag hasadásánál azért szabadul fel energia, mert az atommag anyaga erősebben kötött állapotának felel meg a két kisebb atommagba történő átalakulás. Ebbe a kedvezőbb energiaállapotba az atommag nukleonrendszere keletkezése után csak azért nem jut el azonnal, mert a magerőknek és a Coulomb-kölcsönhatásnak az eredője olyan, hogy a nehéz izotóp fennmaradását potenciálgát védi (6.41. ábra). A potenciálgát magasságát hasadási küszöbnek, vagy aktivációs energiának nevezzük. E potenciálgáton alagúteffektussal is átjuthatnak a kisebb leánymagok. Ez a spontán hasadás. Indukált hasadás az, ha külső, bombázó részecske ad át a hasadási küszöbnél több energiát a nehéz atommagnak, ami ezért elhasad.



6.41. ábra: A hasadó mag és a hasadásban keletkező két új mag energiaviszonyai az új magok tömegközéppontjai távolságának függvényében. A még el nem hasadt mag potenciálját a magerők és a Coulomb-kölcsönhatás eredője alakítja ki. Ez a potenciálgát védi meg a nehéz atommagot a széteséstől

A 6.41. ábra a hasadás különböző fázisaiban mutatja az energiaviszonyokat. A nehéz, hasadás előtti mag jelentős pozitív energiával rendelkezhet, de a Coulomb-gát mégis egyben tartja. A hasadást kiválthatjuk, ha külső bombázó részecskével az aktivációs energiánál nagyobb energiát adunk a magnak, mire az hasadványmagokra esik szét, amelyeket a Coulomb-taszítás egymástól eltávolít. A felszabaduló energia főleg a keletkező magok mozgási energiájának formájában szabadul fel.

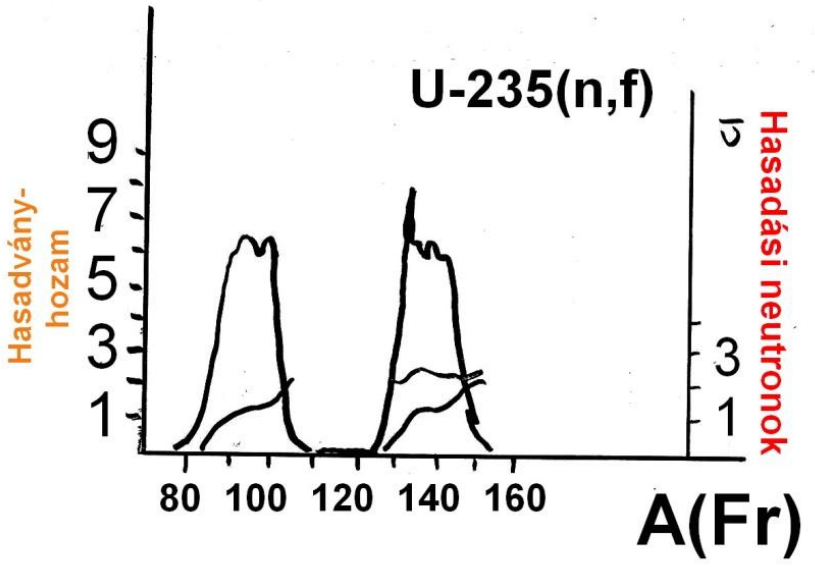
A nukleáris energetikában összesen három olyan izotóp van, amelyek a természetben megtalálhatók, a ^{235}U, a ^{238}U (ezek a természetes izotópösszetételben 0,7%, illetve 99,3% arányban fordulnak elő) és a ^{232}Th (amely részaránya 100%). Az energetikában szerepet játszik még néhány más izotóp is, így a ^{239}Pu, vagy a ^{233}U, azonban ezek tömegszáma nem

tér el 10 nukleonnál többel. Ezekre a magokra[2] vonatkozólag a hasadási folyamatok legfontosabb tényeit a következők foglalják össze.

- A hasadást bármely, az aktiválási energiánál nagyobb energiájú részecskével létre lehet hozni. Különleges fontosságú azonban a neutronokkal indukált hasadás. A neutronnak ugyanis nincs szüksége mozgási energiára ahhoz, hogy a nehéz mag anyagába bejusson, hiszen elektromosan semleges. Azonban még egy mozgási energiával nem rendelkező neutron bevitele is mindig gerjesztett állapotba hozza a magot, hiszen a jövevény neutronra ható magerők növelik a mag kötési energiáját. Lehetséges, hogy ez a gerjesztési energia nagyobb, mint az aktiválási energia, és a hasadás bekövetkezhet. Ilyen esetekben igen kicsiny, akár termikus energiával (0,025 eV) is indukálhatunk hasadást. Ezt hívjuk termikus hasadásnak.

- A hasadásban az esetek 99,5%-ban két új atommag, két hasadvány keletkezik. A fennmaradó 0,5%-ban a harmadik atommag egy α-részecske.

- A hasadványok tömegeloszlása aszimmetrikus. Az energiatermelésben szerepet játszó magokra igaz, hogy a szimmetrikus hasadás valószínűsége kicsi, és a leggyakoribb esetekben egy nagyobb tömegű (A~140) és egy kisebb (~90) hasadvány keletkezik (6.42. ábra).

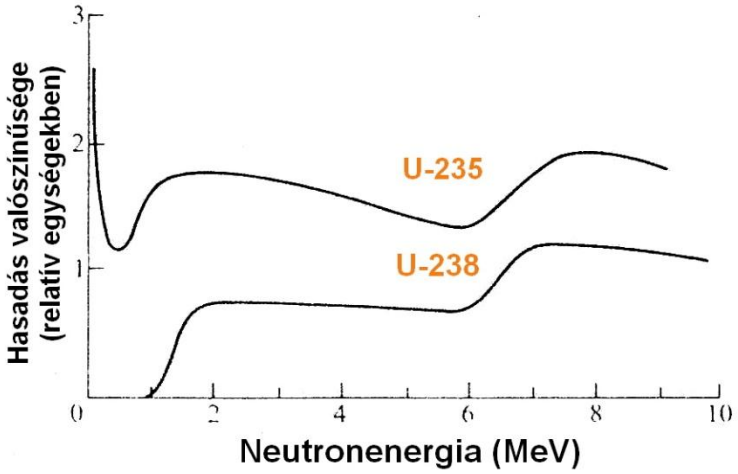


6.42. ábra: A ^{235}U termikus hasadásánál megfigyelt hozamok és a hasadási neutronok függése a hasadványok tömegszámától. A szimmetrikus hasadás valószínűsége kicsi. A hasadási neutronok száma – a keletkező magok héjeffektusai miatt – a tömegszámmal nő. Így mivel egy könnyű kisebb tömegszámú hasadványhoz egy nehéz nagyobb rendszámú tartozik (és fordítva is) az összesen keletkezett neutronok száma, 2,5 körül van, és a szórása kicsi

- A neutronokkal indukált hasadásnál kis energián markánsan eltér a páros és a páratlan tömegszámú izotópok viselkedése. A páros tömegszámú izotópok hasadási valószínűsége, a MeV nagyságrendbe eső küszöbenergia alatt több nagyságrendet csökken, míg a páratlanok jelentős valószínűséggel hasadnak kisebb energián is, sőt a hasadási valószínűség több nagyságrenddel nő, ahogy közeledünk a termikus energiákhoz (6.43. ábra). Ennek

[2] Ha az összes nehéz és transzurán mag, tehát egy sokkal szélesebb magtartomány hasadási folyamatait írnánk le, akkor néhány a következő megállapításaink közül részletezésre szorulna.

a különleges viselkedésnek az oka abban van, hogy az atommagon belül a nukleonok, külön a protonok és külön a neutronok párokba rendeződnek. Az olyan atommag kötési energiája, amely páros számú neutronból és páros protonból áll mintegy 1 MeV energiával erősebben van kötve, mint páratlan szomszédai. Így ha páratlan neutronszámú atommagba belép egy akár kis energiájú neutron, akkor az a párenergiával nagyobb gerjesztettségű lesz, mint ha neutron mag páros-páros szomszédjába került volna be. Az viszont a természet véletlene, hogy a tárgyalt atommagok mindegyikénél igaz, hogy a gerjesztettség a páratlan neutronszámú izotópoknál kivétel nélkül a hasadási küszöb fölé esik, és a páros-páros magoknál alatta marad. Így a 235U, a 239U, vagy a 233U hasadó (tehát termikus neutronokra is hasadó) izotóp, míg a 238U, a 232Th és a 240Pu nem hasadóak.



6.43. ábra: A ^{235}U és a ^{238}U atommagok neutronokkal indukált hasadási valószínűségének összehasonlítása a neutronenergia függvényében. A ^{235}U izotóp termikus neutronokra is hasad

- A termikus neutronokra hasadó atommagok hasadási valószínűsége általános fizikai okok miatt 1/v törvényt követ. Minél kisebb a neutron sebessége, annál nagyobb valószínűséggel hoz létre hasadást. Ez a törvény minden exoterm, neutronokkal kiváltott magreakcióra is igaz. Így a kis energiájú neutronoknak a nehéz atommagokkal való, a hasadással versenyző, ugyancsak exoterm reakciójánál, a neutronsugárzásos befogásánál3 is növekszik a reakció valószínűsége lassúbb neutronokra.

- A hasadást mindig követi 2–4 neutron kibocsátása. Ennek oka az, hogy a nehéz mag anyagában a protonok erős taszítása miatt viszonylag több neutron van, mint a hasadványok tömegszámai körüli magokban. Ezért a hasadáskor keletkező atommagok neutronfölöslegesek. Ezek energiájukat neutronok kibocsátásával csökkentik (6.42. ábra). – A hasadási neutronok száma ugyanannál a hasadó magnál kevéssé függ a ténylegesen keletkező atommagoktól. A különböző hasadó izotópokra a neutronok átlagos száma más lehet, és kismértékben függ az indukáló neutron energiájától is, értéke 2–4 között van. – A neutronok energiája nagy, a hasadásban gyorsneutronok lépnek ki. Eloszlásuk folytonos, amelynek átlaga ~2 MeV körül van, a maximuma pedig 0,7–1 MeV közé esik.

[3] A sugárzásos befogásnál az atommag elnyeli a neutront, kialakul egy eggyel nagyobb tömegszámú gerjesztett atommag, amely γ-sugarak kibocsátásával megy alapállapotába. Például $^{238}U+n \rightarrow {}^{239}U$ magot hozza létre.

- A hasadási neutronok igazi jelentősége az, hogy ők alapozzák meg a hasadásos láncreakció elvi lehetőségét. Hasadást indukálhatunk neutronnal, a hasadási folyamatban neutronok lépnek ki, amelyek újabb hasadást válthatnak ki.

- A nehéz magok hasadásánál megfigyelték, hogy a neutronok kis hányada, ~0,6%-a hasadás után később, másodperc vagy hosszabb felezési idővel lép ki. Ezek a késő neutronok. Hat ilyen csoportot figyeltek meg 0,23, 0,61, 2,3, 5,85, 22,7 és 55,7 s felezési idővel. A jelenség meglepő, mert a magfizikai folyamatok időskálája a <10–18 s tartományban van. – A jelenség magyarázata az, hogy a hasadási folyamatok végén keletkezhet olyan izotóp, amelyik magfizikai szempontból stabil, de hosszú felezési idejű β-bomlással bomolhat. A β-bomlást követően azonban néha olyan atommag is keletkezhet, amely magfizikai szempontból instabil, és egy neutron kibocsátásával bomlik. Tehát a hosszú felezési időért a β-bomlás a felelős, amelyet azután rendkívül rövid idő múlva egy neutronbomlás követ. A késő neutronok is gyorsak, 0,2 és 0,6 MeV közötti energiával rendelkeznek.

- A késő neutronok nagyon fontos szerepet játszanak a szabályozott láncreakció megvalósításában. Egy reaktorban folyó láncreakció úgy van beállítva, hogy csak a késő neutronokkal kiváltott hasadási folyamatokkal együtt önfenntartó a hasadásos energiatermelés. Tekintve, hogy ezek makroszkopikus idővel később hozzák létre a hasadást, idő jut arra, hogy megfelelően beavatkozzunk, ha a láncreakció megszaladni látszik. – Ha nem volnának késő neutronok, akkor atombomba még lenne, de energiatermelő reaktor nem.

- Végül tekintsük át egy hasadási folyamat energiamérlegét! A kiválasztott hasadás a 235U(nth, f), ahol nth a termikus neutront, f pedig a hasadást (fission) jelenti.

A fenti hasadásban összesen E_Σ= 204 MeV energia szabadul fel. Ennek megoszlása:

hasadványok kinetikus energiája	167±5 MeV
azonnali γ-sugárzás (promt γ-k)	6±1 MeV
azonnali (promt) neutronok	~5 MeV
maradékmagok γ-sugárzása	6±1 MeV
maradékmagok β-bomlásai	8±1,5 MeV
neutrínók (ezek a kis kölcsönhatásuk miatt eltávoznak)	12±2,5 MeV.

A hasadásos energiatermelés megvalósítása

A természetben az urán az egyetlen olyan elem, amelynek segítségével a hasadásos láncreakció megvalósulhat. Az uránnak érdemben két izotópja fordul elő: a ^{238}U, amelyik részaránya 99,7%, és a ^{235}U 0,7% képviselettel. – Nézzük meg, hogy egy természetes, tisztán uránból álló tömbben megvalósulhat-e a láncreakció?

A hasadáskor keletkező gyorsneutronok két folyamatot hozhatnak létre: hasadást és sugárzásos befogást. A két uránizotóp tulajdonságai, részaránya, és a hasadáskor keletkező gyorsneutronok energiaeloszlásának ismeretében meghatározható, hogy összesen 11,6% a valószínűsége annak, hogy bármelyik uránizotóp hasadni fog,és 88,4% azé, hogy a neutron befogódjon. Az uránizotópok hasadásakor ~2,5 neutron keletkezik, de a láncreakcióhoz legalább 1/0,116=8,66 neutronra volna szükség. A láncreakció nem valósítható meg, mert a neutronokat főleg a ^{238}U sugárzásos befogással eltávolítja a rendszerből.

A nukleáris láncreakció megvalósítására azonban két út is adódik:

- A neutronok termalizálása: ez az út azt használja ki, hogy (mint láttuk) a neutronokkal kiváltott exoterm reakciók valószínűsége rendkívül megnő, ha a neutron energiáját lecsökkentjük, akár termikus energiára. Hasadni ezen az energián már csak a „hasadó" páratlan uránizotóp, a 235U fog, de ennek a valószínűsége ~450-szer nagyobb, mint a keletkező gyorsneutronokra. Megnőnek persze azok a valószínűségek is, amivel az uránizotópok sugárzásos befogással a neutront elnyelik, de 235U-ra csak 250-szeresre, a 238U-ra 113-szorosra. Mindent összevéve, a termalizált neutronoknál 54% a valószínűsége annak, hogy hasadás következzen be. Ezért láncreakció fenntartásához 1/0,54=1,84 átlagos számú neutron is elég a ~2,5 keletkezett neutronból. Ez tehát működhet!

- Az olyan reaktort, amelyikben a 235U kismértékben, néhány százalékra megemelt részaránnyal (kismértékű dúsítással) van jelen, és a hasadási neutronok energiáját lecsökkentjük a termikus energiára (a neutronokat moderáljuk) termikus reaktor-oknak hívjuk.

- A 235U dúsítása: láttuk, hogy a 238U sugárzásos befogással elnyeli a neutronokat, ezért nem valósul meg a láncreakció a természetes uránban. Azonban, ha ezt az izotópot eltávolítjuk a fűtőanyagból, vagyis a 235U hasadó izotópot feldúsítjuk, akkor új helyzet áll elő. Csak 235U-ből álló urántömbre 76,19% a valószínűsége annak, hogy hasadás következik be a hasadási neutronok keletkezési energiája mellett. Ez pedig a láncreakció megvalósíthatóságát jelenti.

Az olyan reaktort, amelyikben a ^{235}U-öt nagymértékben feldúsítják és moderálás nincs, **gyors** vagy **tenyésztő reaktor**nak hívjuk.

A tenyésztő szó magyarázatra szorul. A természetben három olyan izotóp van, amelyik a nukleáris energiatermelés szempontjából fontos a ^{235}U, a ^{238}U és a ^{232}Th. Ezek felezési ideje rendre 700 millió, 4,47 milliárd és 14 milliárd év. Ezek közül (ahogy láttuk) csak a ^{235}U hasadó. Neutron befogatásával létrejött új magok két β-bomlása után azonban mesterségesen tenyésztett hasadóanyagok hozhatók létre:

$$^{232}\mathrm{Th}+n \rightarrow {}^{233}\mathrm{Th}\ (22{,}2\ \mathrm{perc},\ \beta^-) \rightarrow {}^{233}\mathrm{Pa}\ (27\ \mathrm{nap},\ \beta^-) \rightarrow {}^{233}\mathrm{U}\ (158\ \mathrm{ezer\ év}),$$

$$^{238}\mathrm{U}+n \rightarrow {}^{239}\mathrm{U}\ (23{,}5\ \mathrm{perc},\ \beta^-) \rightarrow {}^{239}\mathrm{Np}\ (2{,}12\ \mathrm{nap},\ \beta^-) \rightarrow {}^{239}\mathrm{Pu}\ (24\ \mathrm{ezer\ év}).$$

Mind a ^{233}U, mind a ^{239}Pu páratlan lévén hasadó izotóp, és felezési idejük is nagy ahhoz, hogy előállíthassák és alkalmazzák nukleáris célra. A plutónium-239-et az atombombák gyártásához nagy mennyiségben alkalmazták.

A vizsgálatok megmutatták, hogy (bár a fenti folyamatok a termikus reaktorokban is lezajlanak) több fűtőanyagot, mint amennyit a reaktor az energiatermelésnél elhasznált, csak gyors, tenyésztő reaktorokban lehet előállítani.

A szabályozott hasadásos reaktorokban olyan láncreakciót valósítunk meg, amelyre igaz, hogy egy neutront átlagosan egy hasadás követ, amelynél a keletkező neutronok közül átlagosan éppen egy hasít. Az olyan rendszert, amelynél ez megvalósul, kritikus állapotú rendszernek hívjuk. A szubkritikus állapotú reaktorban a neutronok száma csökken, ebben az energiatermelés leáll. Szuperkritikus a rendszer akkor, ha benne a neutronok száma növekszik. Ha ez a növekedés olyan, hogy késő neutronok kellenek a növekedéshez, akkor késő szuperkrikus az állapot, és a neutronokat abszorbeáló elemekkel maga a folyamat kézben tartható. Ha a késő neutronok nélkül is növekszik a neutronok száma, akkor a hasadó rendszer megszalad, elkerülendő baleseti állapotba kerül.

A ma megépített reaktorok túlnyomó többsége termikus reaktor. Ennek az az oka, hogy ez a technológia lényegesen biztonságosabb a többinél. A termikus reaktorok tényleges megépítésénél a következő lényeges építő elemeket kell figyelembe venni.

- A reaktor fűtőelemei a 235U legtöbbször valamilyen mértékben dúsított változatát, vagy más hasadó izotópot, többnyire 239Pu-ot tartalmaznak, általában oxid formájában. A fűtőelemeket sokszor rudakba rendezik, amelyből mechanikailag könnyen kezelhető kazettákat állítanak elő. A fűtőelemek sugárzásnak, nyomásnak vannak kitéve. A fűtőelemek a reaktor működése során melegednek, ennek a hőnek az elvezetése jelenti a reaktor energiatermelését.

- A termikus reaktorok működésének elengedhetetlen eleme a moderátor. Moderátor lehet minden olyan anyag, amelynek atommagjai a velük való ütközésnél hatékonyan lassítják a nagy energiájú hasadási neutronokat. Ilyen anyag lehet a víz, a nehézvíz, a grafit, vagy valamilyen szerves anyag. Ezeknek az anyagoknak is el kell viselniük a nagy sugárzást, hőt, korróziót, bomlásokat.

- A fűtőelemek hűtését általában folyadékok, gázok, olvadt fémek végzik a reaktoron belüli körülmények között.

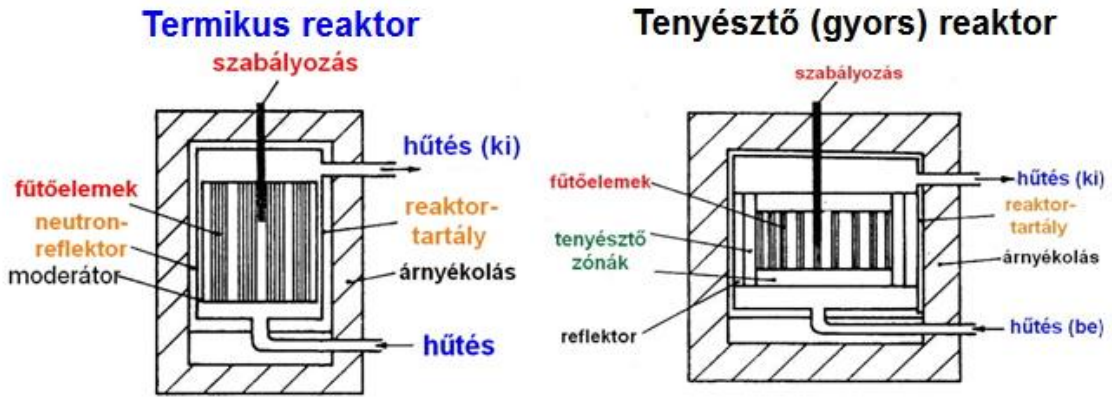
- A szabályozásra olyan anyagokat alkalmaznak, amelyekkel a neutronok számát hatékonyan lehet változtatni. A fő szempont az, hogy a neutronháztartás érzékeny egyensúlyát fenntartó folyamatokban szerepet játszhassanak, jó neutronabszorbeáló képességgel rendelkezzenek. Ilyen anyagok például a kadmium, bór, vagy a hafnium.4 Ezek is ki vannak téve a reaktor intenzív sugárzási és magas hőmérsékleti viszonyainak.

- A reaktorok aktív zónájában jelen vannak még konstrukciós anyagok, mint például a vas, a cirkónium, a nióbium vagy az alumínium.

A tenyésztő (más elnevezésben: gyors, vagy szaporító) reaktoroknál a fűtőelemek magasan (~100% körülire) dúsított ^{235}U, vagy ^{239}Pu-ból állnak. A neutronok lassítását náluk el kell kerülni, így moderátoruk nincs, és a hűtést is úgy kell megoldani, hogy az se lassítsa a hasadási neutronokat. Ezért a legtöbbször folyékony nátrium, vagy nátrium-kálium hűtést alkalmaznak. A szaporítás miatt ezeket a reaktormagokat főleg ^{238}U-at tartalmazó (természetes, vagy ^{235}U-ban szegényített urán) tenyésztőzónával veszik körül. – A szaporítás mértéke optimális esetben olyan lehet, hogy egységnyi felhasznált fűtőanyaghoz 40%-kal több, 1,4 egység tenyésztett fűtőanyag tartozhat.

Minden reaktorra jellemző a magfizikai folyamatok és a felépítés szoros kölcsönhatása. Bármelyik reaktortípusra igaz, hogy minden lényeges eleme befolyásolja a többi elem tényleges kialakítását.

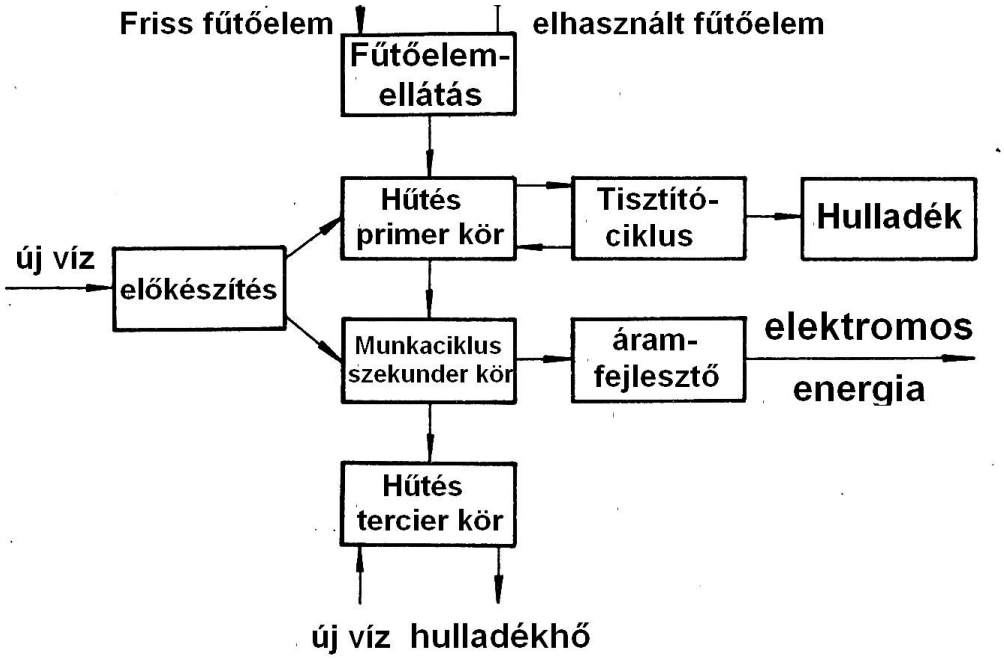
[4] A nagy neutronbefogási hatáskeresztmetszettel rendelkező kadmium izotóp a ^{113}Cd (12,2% a természetes izotópösszetételben, a hatáskeresztmetszete termikus neutronokra 400 barn), a bór izotóp a ^{10}B (19,9%, 4000 barn).



6.44. ábra: A bal oldali kép a termikus, a jobb oldali a tenyésztő reaktorok elvi felépítését vázolja. Ezeket a reaktorokat még egy záróépületnek (angolul: containment) kell körbevennie, amelyet az ábra nem mutat

A termikus reaktorok és a tenyésztőreaktorok elvi felépítését a 6.44. ábra mutatja. A két vázlat a reaktorok minden lényeges elemét tartalmazza. Természetes, hogy minden ténylegesen megépített reaktort egyedi tulajdonságok jellemzik, melyek részleteikben eltérhetnek egymástól.

A nukleáris reaktorokkal történő energiatermelés elvi sémáját 6.45. ábrán vázoljuk fel.



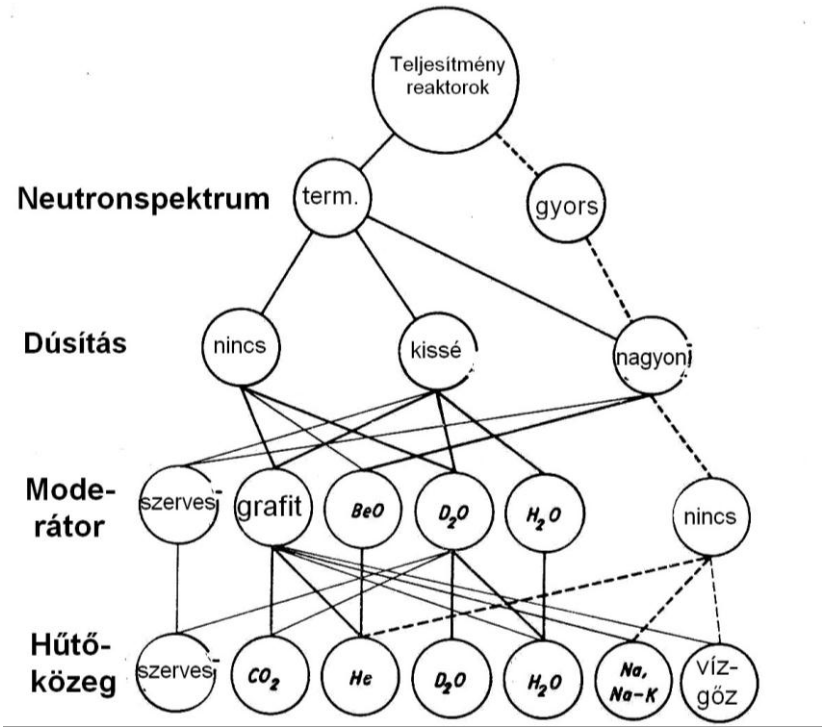
6.45. ábra: Energiatermelés termikus reaktorokkal. A reaktor magját a primer hűtőkör hűti. Az ábra olyan termikus reaktort mutat be, amelyiknél a primerkör hűtővizét nyomás alatt tarják, nem hagyják felforrni. Ezeknél a szekunder kör szolgáltatja az áramfejlesztőhöz szükséges gőzt. Ennek a második hűtőkörnek a vizét egy tercier kör (hűtőtorony, folyóvíz vagy tengervíz) hűti

Alapvető elv, hogy a reaktorban a neutronok számának állandónak kell lennie. Az a biztonságos reaktor, amelyik az azonnali (promt) neutronokra szubkritikus, és a késő neutronokkal együtt éppen kritikus vagy szubkritikus. Ennek hosszabb működésnél való biztosítása az üzemeltetőktől megköveteli:

- a reaktor hosszabb működéssel együtt járó, a hasadó izotópoknak a fűtőelemeken belül bekövetkező csökkenésének kompenzálását,
- a reaktorzóna teljesítmény- és hőmérsékletfüggő változásainak figyelését és kompenzálását,
- a reaktor baleseti teljesítménynövekedésének megakadályozását.

A reaktorok szabályozásának lényege az, hogy a neutronok száma és a kívánt teljesítmény közötti visszacsatolást a szabályozó elemek segítségével biztosítsák. A reaktor leállítását az abszorpciós rudaknak (6.44. ábra) a reaktorzónába való besüllyesztésével lehet végrehajtani. A reaktorok indítását neutronforrásokkal segítik.

Az atomreaktorok áttekintésénél a felhasználás céljait kell figyelembe vennünk. Szám szerint a legtöbb reaktort kísérleti, tudományos és oktatási célból építették. Ezeknek a reaktoroknak kicsi a teljesítménye (<10 $MW_{termikus}$) és tényleges kialakításuk is követte a felhasználási célokat. – A következő csoport az ún. demonstrációs reaktorok. Ezeket egy-egy újabb reaktortípusnál alkalmazott megoldás kipróbálására építik, általában a nagy reaktoroknál lényegesen kisebb (maximum 100 $MW_{termikus}$) teljesítménnyel.



6.46. ábra: A teljesítményreaktorok egy lehetséges felosztásának szempontjai. A reaktorokat a négy szempont mindegyikénél be lehet osztani valamelyik kategóriába. Az ábrán látható összekötő vonalakat végigkövetve egy-egy reaktortípus jellemzőit kapjuk

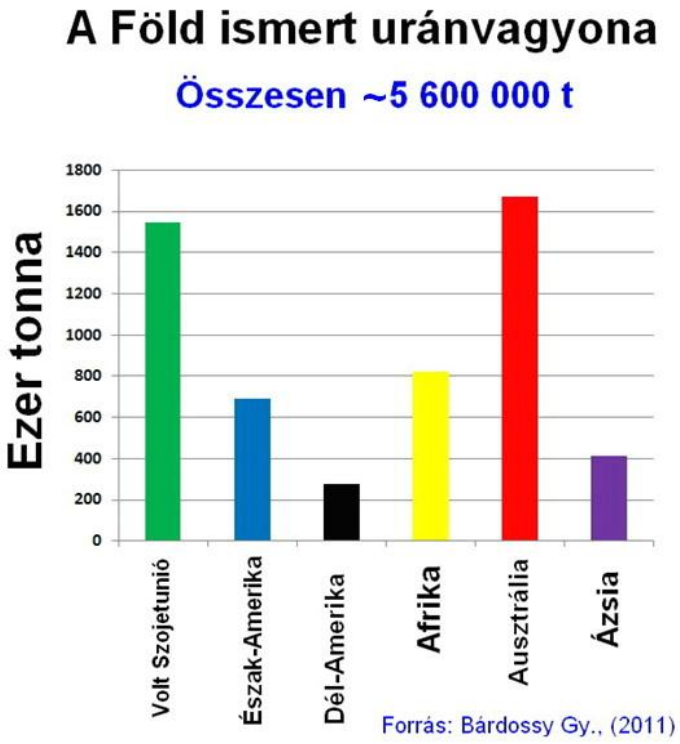
A Földön 2011-ben 443 teljesítményreaktor működött összesen 375,4 GW_e kapacitással. Ezek a reaktorok az elektromos energiának a ~16%-át termelik meg. A nukleáris reaktorok üzemelési megbízhatósága magas, az elmúlt évek átlagában 80% körül volt. Építés alatt 2011-ben 64 reaktoregység volt, összesen 62,6 GW_e tervezett kapacitással.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

A reaktorok közül 442 termikus és egyetlen egy gyors reaktor (560 MW_e.kapacitással). A termikus reaktorok többsége könnyűvizes típus, közülük 270 db nyomottvizes (összesen 248,7 GW_e kapacitással), és 92 db (összes kapacitásuk 83,9 GW_e) forralóvizes reaktor.

Magyarországon a Paksi Atomerőműben 4 reaktor működik összesen 1,889 GW_e kapacitással. A magyar reaktorok rendelkezésre állási ideje 2007–2009 átlagában 87% volt, figyelemre méltóan magasabb, mint a világátlag. A reaktorok által megtermelt elektromos energia fedezte az ország elektromosenergia-termelésének 42,1%-át 2010-ben.

Az atomenergia hosszú távon való alkalmazhatóságának lényeges kérdése az, hogy mekkora uránvagyonnal rendelkezik az emberiség. Ennek megválaszolásához tudni kell, hogy az urán az egyik legelterjedtebb elem, ppm mennyiségben szinte mindenütt megtalálható. A bizonyítottnak tekinthető készletek nagysága függ attól, hogy milyen uránkoncentrációt követelünk meg. A műre való érc urántartalmának alsó határát 0,1–0,3%, vagyis 1000–3000 ppm körül szokták meghatározni.[5] Ilyen feltételek mellett a bizonyított készleteket ~5,6 millió tonnára becsülik, és még mintegy 10 millió tonna reményteli készlettel számolhatunk. A bizonytalanság 80–100% is lehet. A 6.47. ábra ezeknek a készleteknek a földrajzi elhelyezkedését mutatja be.



6.47. ábra: A Föld nagyjából 5 millió tonna gazdaságosan kitermelhető uránvagyonának földrajzi megoszlása

A bizonyított uránkészletekben rejlő, kitermelhető energia azonban erőteljesen függ attól, hogy milyen reaktorokban használjuk fel az uránt. Ha a jelenleg túlnyomó többségben elterjedt könnyűvizes reaktorokban termelünk energiát, akkor a reálisan kitermelhető készletek mintegy 50%-os kiégetése esetén energiatartalma (nagy, akár 2-es faktoron kívüli bizonytalansággal) 6–20 ezer EJ körülire becsülhető. Ha azonban optimális arányú termi-

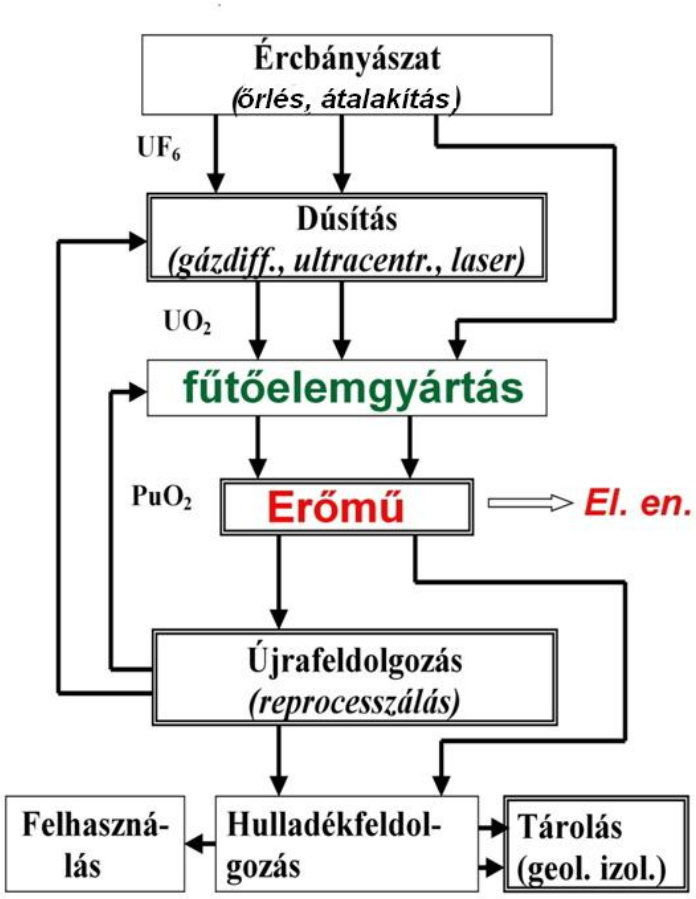
[5] A Pécs környéki ércvagyon urántartalma 0,116%, a gazdaságos kitermelés alsó határa körül van.

kus-tenyésztő reaktorok rendszerébe kerül a fűtőanyag, akkor a tenyésztés lehetősége miatt akár egy nagyságrenddel is több energiát lehet hasonló mennyiségből kitermelni.[6]

A nukleáris fűtőanyagciklus

A hasadásos energiatermelésnél más energiaforrásoknál nem látott energiasűrűségek lépnek fel. Ráadásul magas radioaktivitású anyagokkal kell dolgozni, ami súlyos környezeti kérdéseket, biztonsági problémákat vet fel. Ezért lett az atomenergia az első az energiaforrások között, amelyre részletes elemzéseket végeztek a teljes fűtőanyagciklusra vonatkozólag. A vizsgálatoknak az a célja, hogy a teljes energiaelőállítási folyamat minden elemét értékelve képet kapjunk azokról az esetleges veszélyekről és környezeti ártalmakról, amelyet az energiaforrás hasznosítása jelent. Az elemzéseket minden energiaforrásnál el kell és lehet végezni. Az energiaforrások előnyeit és hátrányait összehasonlító elemzéseknek nyilván azonos megtermelt energiára kell vonatkozniuk.

A következőkben a nukleáris fűtőanyagciklus rövid tárgyalásánál fel fogjuk villantani a nukleáris energia hasznosítása körül folyó, immár több évtizedes vita lényeges pontjait. Arról azonban le kell mondanunk, hogy az érvrendszerek részleteit közöljük. A célunk az, hogy a kérdések szakmai hátterét bemutassuk.



6.48. ábra: A nukleáris fűtőanyagciklus. A nukleáris vita tárgyalt elemei kettős keretet kaptak. A nyilakkal jelölt összekötő vonalak a fűtőanyag lehetséges útjait mutatják

[6] A tenyésztő reaktorok rövid időn belüli elterjedésére azonban egyelőre semmi sem utal.

A nukleáris fűtőanyagciklus legfontosabb lépéseit a 6.48. ábra mutatja be. Ezen végigkövethető, hogy milyen állomásokat jár be az atomerőművek fűtőelemeinek anyaga a bányászattól az erőműben való energiatermelésen át a végső elhelyezésig. Ennek az útnak néhány állomása komoly viták tárgya.

- Az ércbányászat, beleértve a bányászat utáni feldolgozást, amely az uránban gazdag (legalább 50% urántartalmú) kőzetrészek helyszíni kiválasztását jelenti, nem számít különleges mozzanatnak. Maga a bányászati eljárás a több más helyen is alkalmazottal azonos. A bányászokra vonatkozó különleges egészségügyi problémát egyedül a mélyművelésű bányákban az urán-238 bomlástermékének, a radonnak a koncentrációnövekedése jelent. Ez ellen intenzív szellőztetéssel lehet védekezni.

- A következő lépés a 235U izotóp dúsítása. Ez azt jelenti, hogy a természetben csupán 0,7%-os részarányú 235-ös uránizotóp mennyiségét megnövelik. A nukleáris fűtőelemekben alkalmazott 235U dúsításának mértéke a legtöbbször a könnyűvizes reaktorokban alkalmazott néhány, 3–5 százalék.

- Az izotópdúsítás bonyolult, nagy technológiai felkészültséget igénylő folyamat. Azt a kis különbséget használják ki, hogy a 235U kicsivel (1%-kal) könnyebb, mint a 238U. Így az egyetlen, szobahőmérsékleten gázhalmazállapotú uránvegyület, az urán-hexafluorid (UF6) nagyobb tömegű, így lomhább akkor, ha a 238-as izotóp épül be a vegyületbe. – Alapvetően két izotópdúsítási módszert alkalmaznak. Az egyik a gázdiffúziós eljárás, amikor a két izotópot tartalmazó gázmolekulák kicsit eltérő diffúziós tulajdonságait használják ki. Ezt a módszert dolgozták ki korábban, és ezt alkalmazták a nukleáris felfegyverkezés korai fázisában. A módszer azonban nehézkes, és mintegy 25-ször több energiát igényel, mint a másik, manapság szinte kizárólag alkalmazott ultracentrifugás eljárás, melyben több fokozatban alkalmazott, óriási (>60 ezer/perc) fordulatszámú centrifugákban válnak el a nehezebb, 238U-t tartalmazó gázmolekulák a könnyebb 235U-t tartalmazóktól.7

- A dúsítás azért került a nukleáris vita egyik középpontjába, mert aki dúsítani tud, az atomfegyvert is elő tud állítani. A nagy tisztaságú hasadóanyagok előállítása és forgalma elsőrendű nemzetközi biztonsági kérdés, amellyel a legmagasabb nemzetközi fórumok (például az Egyesült Nemzetek Szervezete) foglalkozik.

- A fűtőelemgyártás során olyan formába hozzák az megfelelő izotópösszetételű fűtőanyagot, amely a reaktorban felhasználható. A fűtőelemek az uránt legtöbbször az UO2 kémiai formában tartalmazzák. Az eljárás semmilyen veszélyes lépést nem tartalmaz, nem is tárgya nukleáris vitáknak.

- A fűtőelemek az atomerőművek aktív zónájába kerülnek (6.44. ábra), ahol a nukleáris láncreakció lezajlik. A reaktorok magja erősen radioaktív lesz. A reaktormagban óriási, GW körüli termikus teljesítmény mellett évente akár 1021 Bq aktivitás is felépülhet. A modern atomerőművek ellenőrizetlen teljesítménymegszaladását kizárja az, hogy a legtöbb reaktornál a hőmérséklet-emelkedésnél a fizika törvényei szerint leáll a láncreakció. A természeti törvények azonban nem tiltják, hogy a felépült radioaktivitás kijusson a bioszférába. A magasan radioaktív anyagok bioszférába való kijutása jelenti a reaktorok legnagyobb üzemzavari balesetét.

[7] Kidolgozták még a lézeres izotópelválasztást is, amely azt használja ki, hogy a különböző uránizotópok spektrumai kismértékben eltérnek egymástól. Így pontosan hangolt lézerfény kiválaszthatja a megfelelő uránizotópot, és a fény elnyeletésével egy atomnyalábból kitéríthető a ^{235}U. Ennek a módszernek az ipari bevezetésére azonban nem került sor.

- A reaktormag kezelésénél különleges problémát jelent az atomenergia óriási energiasűrűsége. Egy-egy teljesítményreaktorban 80–120 MW/m3 teljesítménysűrűség is kialakulhat. A nehézség az, hogy a láncreakció leállítása után (elsősorban a hasadványok radioaktivitása miatt) továbbra is jelentős, remanens hő keletkezik. Ez a leállás előtti teljesítmény 6–7%-a, néhány MW/m3, amely még 6–10 óra múlva is ~1% (tehát 1 MW/m3) körül marad. A reaktor magjában bármennyire leállították a láncreakciót, bármilyen baleset is történt, mindenképpen hűteni kell. A hűtés elmaradása esetén a reaktormag megolvadhat, kezelhetetlenné válik a nagy mennyiségű, nagymértékben radioaktív anyag, és ez óriási veszélyt jelent a környezetre a bioszférába való kijutás lehetősége miatt.

- Az erőműben már megfelelően felhasznált fűtőelemek újrafeldolgozásánál a fűtőelemek urán és transzurán részét elválasztják a hasadványoktól. A hasadványok felezési ideje általában rövid, a két leghosszabb felezési idővel a 90Sr és a 137Cs izotópok rendelkeznek, mindkettőé majdnem pontosan 30 év. A transzuránok között sokkal hosszabb felezési idők is előfordulnak, gondoljunk például a 239Pu 24 ezer éves felezési idejére. A fűtőelemekben sok hasadóanyag is van, amelyek kivonása és egymástól is történő elválasztása fontos érdek lehet.

- Az újrafeldolgozás olyan kémiai eljárás, amelyet óriási aktivitások mellett kell végrehajtani. Ez már önmagában környezeti veszélyekkel járhat. – Aggodalomra az adhat okot, hogy a plutónium kinyerése esetleg lehetővé teszi, hogy hasadóanyag illetéktelen kezekbe jusson. A nukleáris energiát ellenzők az újrafeldolgozás veszélyeinek középpontba állításával érvelnek.

- A fűtőanyagciklus utolsó mozzanata a keletkező radioaktív hulladékok végső elhelyezése, végső, biztonságos elzárása a bioszférától. A reaktorokban keletkező nukleáris hulladékok radioaktivitásuk (és néhány esetben toxicitásuk) miatt veszélyt jelentenek a környezetre. A reaktorokban termelődő nukleáris hulladékokat az jellemzi más hulladékokhoz képest, hogy veszélyesek, de mennyiségük kicsi más hulladékcsoportokhoz képest.

- A nukleáris hulladékokat két csoportra oszthatjuk. Ezek veszélyessége is jelentősen eltér egymástól, és kezelésüknél is egészen eltérő módszereket kell alkalmazni. Az első csoportot a kis és közepes aktivitású hulladékok (kis aktivitású: A<5.104 Bq/kg, közepes aktivitású: 5.104 Bq/kg<A<5.108 Bq/kg, valamint T1/2<30 év) alkotják. A másikba a nagy aktivitású (A>5.108 Bq/kg és T1/2>30 év) anyagok8 tartoznak.

- A Paksi Atomerőmű négy blokkjában (összkapacitás 1,889 GWe) például évente mintegy 1000 m3 kis és közepes aktivitású hulladék és 10 m3 körüli térfogatú, mintegy 50 t kiégett fűtőelem keletkezik.9 – Az Európai Unióban évente körülbelül 2 milliárd m3 ipari hulladékot termelünk, amelyből mintegy 35 millió m3 (40 millió tonna) veszélyes. Ezzel szemben a kis és közepes aktivitású nukleáris hulladék éves mennyisége 50 000 m3 (~55 ezer tonna), a nagy aktivitású hulladéké pedig 300–500 m3 (2000–2500 t).

- A kis és közepes aktivitású radioaktív hulladékokat az alacsonyabb aktivitás és a <30 év felezésiidő-korlát miatt mintegy hússzoros felezési időre (ez alatt egy milliomod részére csökken az aktivitás), tehát mintegy 600 évre kell elzárni a bioszférától. Az ilyen

[8] A pontos definíció ehhez képest további pontosításokat tartalmaz, amelyek elsősorban azt veszik figyelembe, hogy a nukleáris hulladék több izotópot is tartalmazhat.

[9] Ezt kell összehasonlítani egy hasonló elektromos kapacitású szénerőművel, amelyben hasonló nagyságú villamos energia megtermeléséhez 5–9 millió tonna hamu és salak, 20–30 kt kén és mintegy 14 millió tonna CO_2 kibocsátása tartozna.

hulladékok elhelyezése tudományos-technikai szempontból megoldott problémának számít, és nemzeti feladat. Számos ilyen tárolót építettek, ahol a műszaki és természetes gátak biztonsággal megakadályozzák, hogy a nukleáris hulladékok kijussanak a bioszférába. Magyarországon Bátaapátiban hozták létre a kis és közepes aktivitású radioaktív anyagok tárolóját.

- Más kérdés a nagy aktivitású hulladékok elhelyezése. Bár ezek mennyisége – mint láttuk – térfogatban és tömegben egyaránt kicsi, de veszélyességük nagy, és a hosszú felezési idők miatt geológiai időkre (millió év nagyságrendű időre) el kell elzárni a bioszférától. Ez nyilván csak geológiai idők alatt bolygatatlan formációkban lehetséges. Sok, jól megindokolt javaslatot tettek már ilyen tárolók létesítésére, de egyelőre ilyet még nem létesítettek. A nukleáris fűtőanyagciklus azonban ilyen végső elhelyezést biztosító tárolók nélkül nem tekinthető zártnak.

- Az atomenergia biztonságos alkalmazása körüli vitában a nukleáris energia hívei és ellenzői a következő szempontok körül fogalmazzák meg érveiket.

- Az erőművek baleseti biztonságának értékelése.
- A nukleáris hulladékok megnyugtató elhelyezése.
- Az atomfegyverek elterjedésének megakadályozása, ellenőrzése.
- Az uránkészletek tényleges nagysága és optimális felhasználásuk elősegítése.
- Az atomerőművek telepítésénél meglévő gazdasági kockázatok értékelése, a beruházáshoz szükséges tőke közgazdasági súlya és a leszerelési kockázatok. Az atomerőművi egységek elektromos kapacitásainak legjobb illeszkedése az elektromos hálózatokhoz, az egység termelése nem tervezett megszűnésének következményei.

A nukleáris energia alkalmazását ma figyelemre méltó csoportok ellenzik. Európa több országában törvényt hoztak felhasználása ellen (Ausztria, Németország, Svédország). Több helyen is a politikai harc egyik eszköze lett, amelyet azonban a legtöbbször nem szakmai érvekkel vívnak. Másrészről viszont számos ország semmiképpen nem mondhat le az atomenergiáról biztonságos energiaellátása érdekében (Franciaország, Belgium, Magyarország). Az atomenergia kivezetése is több helyen csak évtizedek alatt volna lehetséges.

Az atomenergetika lehetséges jövője

Az atomenergetikának a jövő reaktorai fejlesztésekor több szempontot kell hangsúlyosan figyelembe venni. Ezek közül az első, hogy válaszolni kell mindazon kérdésekre, amelyek miatt ma aggodalommal tekintenek a nukleáris energiatermelésre. Másodszor a fejlesztéseknek a hosszú távú energetikai megoldásokat kell támogatniuk. A nukleáris energiatermelésnek támogatnia kell általában az energiatermeléssel kapcsolatban felmerült környezeti problémák kezelését, megoldását. Végül pedig az atomenergiának gazdaságosnak kell lennie az alternatív energiatermelési módokhoz képest.

A fejlesztési szempontok közül a **fenntarthatóság** kérdése a legfontosabb. Ez elsősorban a Földön meglévő urán és tórium vagyon hatékony felhasználását jelenti. Ebből a célból olyan több reaktorból álló telepeket kellene kifejleszteni és elterjeszteni, amelyek a termikus és tenyésztő reaktorokat megfelelő arányban tartalmazzák. A nukleáris fűtőanyagok gyors reaktorokban való tenyésztése üzemanyagot szolgáltat a termikus reaktoroknak, és így a rendszer biztosíthatja, hogy a hasadásos atomenergia hosszú távon, nagy részaránnyal vehessen részt az emberiség energiaellátásában. Az ásványi energiaforrások

csökkentése útján el lehet érni, hogy a környezeti problémák közül például a levegőminőség érdemben javuljon, hiszen üzemszerű működésnél az atomreaktoroknak lényegében nincsen káros kibocsátásuk. A fenntarthatósághoz hozzá tartozik még a nukleáris hulladékok, különösen a jelenleg még megoldatlannak tekinthető nagy aktivitású hulladékok megnyugtató elhelyezésének megoldása. Mindezt olyan feltételek között kell megvalósítani, hogy az intézményesen biztosítsa az atomfegyverek elterjedésének megakadályozását, és megszüntesse a nukleáris terrorizmus lehetőségét.

A jövő atomerőműveinek üzemviteli biztonságáról a csernobili[10] (Szovjetunió, 1986) és a fukushimai Daiichi (Japán, 2011) nukleáris katasztrófák megtörténte után kell az aggódókat meggyőzni. Ennek az útja az lehet, hogy olyan belső biztonsággal rendelkező reaktorokat fejlesztenek ki, amelyeknek baleseti megbízhatóságáról elsősorban a fizika törvényei gondoskodnak, és amelyeknél felépítésük miatt kicsi a reaktormag sérülésének valószínűsége. Szempont az is, hogy a reaktorok üzemeltetési területén kívül ne követeljen meg külső baleseti szükségintézkedésekre való felkészülést. Ezen túlmenően magukat az atomerőművi létesítményeket alakítsák ki úgy, hogy esetleges terrorista támadással szemben minél inkább sebezhetetlenek legyenek.

A nagy aktivitású nukleáris anyagok (az aktinidák) problematikáját az aggálymentes végső elhelyezéssel lehet megoldani. Lényegesen változtatja azonban a helyzetet, ha olyan eljárásokat fejlesztenek ki, amelyek során ugyanannyi megtermelt energiára nézve a nagy aktivitású hulladékok keletkezése érdemben kisebb. Ehhez a koncepcióhoz az újrafeldolgozás elkerülhetetlen.

A fejlesztéseknek abban az irányban is új utakat kell keresniük, hogy az atomerőművek gazdaságossága javuljon. Az atomerőműveknek világos gazdasági előnnyel kell rendelkezniük a többi energiatermelési eljárásokkal szemben. Ma gazdasági szempontból a legnagyobb kockázat az építésnél szükséges nagy tőke bevonása, amelynek az atomerőművek új generációjánál lényegesen alacsonyabbnak kell lenni. Fontos fejlesztési elv az is, hogy az atomerőművek ne csak elektromos energia előállítására legyenek alkalmasak, hanem például folyamathő szolgáltatására, hidrogén előállítására, vagy más közvetlen ipari alkalmazásra is. (Ilyen alkalmazás lehetne a szén föld alatti elgázosítása is. Ennek megvalósítása energetikai szempontból óriási jelentőségű lenne.)

A jövő atomerőművei kifejlesztésére 2000-ben megalakult a *Generation IV International Forum* (GIF) az USA, az Egyesült Királyság, Japán, Brazília, Kanada, Argentína, Dél-Afrika, Dél-Korea, Franciaország és Svájc részvételével. A szervezethez 2003-ban az Európai Unió is csatlakozott az EURATOM-on[11] keresztül. A titkárságot az OECD Atomenergia Ügynöksége *(Nuclear Energy Agency)* látja el.

A GIF az előzőekben vázolt fejlesztési szempontok alapján hat reaktortípus kísérleti fejlesztését határozta el. Ezek közül kettő termikus és négy gyors, tenyésztőreaktor. Kettő közülük alkalmas lenne magas hőmérsékletű (800 ^{o}C) folyamathő előállítására. – Az új reaktorok a tervezés fázisában vannak.

[10] A csernobili baleset 1986. április 26-án történt. A becslések szerint az atomreaktor aktivitásának mintegy 3%-a távozott a környezetbe. A kijutott radioaktivitás a légmozgásokkal óriási távolságokra is eljutott. Az animáció a ^{137}Cs aktivitás útját mutatja a baleset után eltelt idő függvényében.

[11] EURATOM az európai Atomenergia Bizottság *(European Atomic Energy Commission)* nevének rövidítése. A szervezet 1957-ben alakult Rómában. Jelenleg az EU felügyelete alatt áll, célja az atomenergia békés kutatása.

6.7.2. A fúziós energiatermelés lehetősége

A könnyű atommagok fúziójánál felszabaduló energia megszelídítése és a folyamatos energiatermelésre történő alkalmassá tétele valódi nagy ígérete az emberiségnek. Megvalósítása esetén az energiaellátás lényegében korlátlanul és környezeti szempontból érdemben elfogadható módon megvalósítható lenne. Bár a fúzióra vonatkozó kutatások lényegében az atomfegyverek megépítését célul kitűző programokkal kezdődtek, és a hidrogénbombát már az 1950-es évek elejére kifejlesztették, a fúzióval történő békés energiatermelés megvalósítása azóta is várat magára. Sőt sokak véleménye szerint most sem vagyunk közelebb a fúziós reaktor megvalósításához, mint ahogyan az első kísérletek tervezői akkor gondolták. Pedig a fúziós folyamatokat a magfizika felderítette, és a tudomány lényegében mindent tud róluk.

Az atommagok fúziós folyamatainak fizikája

Könnyű magok exoterm reakciói jól mutatják a fúziós folyamatokat. Így a két deuteron között lezajló

$$^2\mathrm{H}+^2\mathrm{H} \rightarrow ^3\mathrm{He}+n+ 3{,}27\ \mathrm{MeV}, \text{ illetve } ^2\mathrm{H}+^2\mathrm{H} \rightarrow ^3\mathrm{H}+n+4{,}03\ \mathrm{MeV},$$

reakciók, valamint a

$$^2\mathrm{H}+^3\mathrm{H} \rightarrow ^4\mathrm{He}+n+17{,}6\ \mathrm{MeV}, \text{ és } ^2\mathrm{H}+^3\mathrm{He} \rightarrow ^3\mathrm{H}+p+18{,}3\ \mathrm{MeV}$$

folyamatok szép és sokat idézett példái az exoterm magfúziónak. Azonban más atommagok is részt vesznek fúziós reakciókban. A továbbiak szempontjából fontosak lesznek a természetben előforduló két lítiumizotóp neutron bombázásra bekövetkező reakciói:

$$^6\mathrm{Li}+n \rightarrow ^4\mathrm{He}+^3\mathrm{H}+n+4{,}8\ \mathrm{MeV}, \text{ illetve a } ^7\mathrm{Li}+n \rightarrow ^4\mathrm{He}+^3\mathrm{H}+2{,}5\ \mathrm{MeV}.$$

Azonban akkor, ha ezeknek az ismert folyamatoknak a segítségével energiát szeretnénk termelni, lényeges ténnyé válik, hogy a fenti reakciókban szereplő atommagok taszítják egymást. Például két deuteron Coulomb-taszítás miatti energiája 3 fm távolságban 0,46 MeV. Ezt a taszítást le kell győzni, mert különben az atommagok a magerők révén nem kerülnek kölcsönhatásba.

A magreakciókat felgyorsított részecskékkel létre lehet hozni. Tudományos ismereteket ezekről folyamatokról valóban ilyen vizsgálatok segítségével szereztek. Azonban a gyorsítós technika alkalmatlan arra, hogy energiatermelésre használjuk a reakciókat, mert a gyorsítás megvalósítása több energiát fogyaszt, mint amennyit nyerhetünk. Az ok az, hogy a gyorsított részecske Coulomb-szórása és a reakciók bekövetkezésének aránya kedvezőtlen, összességében mindig energiát veszítünk.

Egy kályhába bezárt gázok részecskéi azonban sokszor ütköznek, és lehetnek olyan ütközések, amikor az atommagok a magerők hatótávolságába kerülnek. T abszolút hőmérsékleten a részecskék átlagos energiája $E \sim kT$, ahol $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}\ J/K$ (k a Boltzmann-állandó). Ebből $T \sim 5 \cdot 10^9\ K$ adódik, ami különleges „kályhát” tételez fel.

A gázok magas hőmérsékleten (kT>keV) plazmaállapotba kerülnek. Ez azt jelenti, hogy az elektronok és az atommagok leválnak egymásról, de a pozitív és a negatív töltések egyensúlya miatt maga a plazma semleges. Természetesen adott hőmérsékletnél a plazmában lévő atommagok sebessége nem mindig ugyanaz, hanem eloszlást mutat. Ha olyan atommagok ütköznek, amelyeknek az átlagnál véletlenül nagyobb az energiájuk, azok legyőzhetik az elektromos taszítást, és létrehozhatják a fúziós folyamatot. A T hőmérsékletű

plazmában ismerjük a részecskék sebességeloszlását (ez a Maxwell-eloszlás), valamint azt, hogy hogyan függ a fúziós reakció valószínűsége a sebességtől, így meghatározható, hogy hány fúziós folyamat fog lezajlani. A számítások szerint deuteron és trícium keverékében 100 millió K-nél az atommagok igen kis hányadának energiája van 0,46 MeV felett. Ez az arány azonban a hőmérséklettel rohamosan nő, és 800 millió K-nél már felmegy 0,23-ra. Mindenesetre a plazma hőmérsékletének legalább 100 millió K-nek kell lennie, ami 10 keV részecskeenergiának felel meg.

Az energiatermelés szempontjából azt az energiát kell vizsgálni, amely a fúziós folyamatok révén megtermelődik a plazmában. Ennek kell nagyobbnak lennie, mint a plazma belső energiája.

Tekintsünk olyan plazmát, amelyben fele-fele arányban vannak deuteronok és trícium részecskék. Ha *R*-rel jelöljük annak a valószínűségét, hogy az adott hőmérséklethez tartozó sebességeloszlás mellett egységnyi idő alatt egy atommag fúzióban vegyen részt, akkor a keletkező energia *E,*

$$E = \left(\frac{n^2}{4}\right) \cdot E_{fúzió} \cdot R \cdot \tau \,,$$

ahol n a deuteronok és a trícium részecskék sűrűsége, $E_{fúzió}=17{,}6\ MeV$, és τ az az idő, ameddig a plazmát összetartjuk.

A rendszer belső energiája

$$E_{belső} = 2 \cdot n \cdot \frac{3}{2} \cdot k \cdot T \,.$$

Itt a 2-es faktor a magokról a plazmában levált elektronokról ad számot. Ha megköveteljük, hogy a megtermelt energia legalább annyi legyen, mint a plazma belső energiája, akkor

$$\left(\frac{n^2}{4}\right) \cdot E_{fúzió} \cdot R \cdot \tau > 2 \cdot n \cdot \frac{3}{2} \cdot k \cdot T \text{ , ahonnan } n \cdot \tau \succ \frac{12 \cdot k \cdot T}{R \cdot E_{fúzió}} \cdot$$

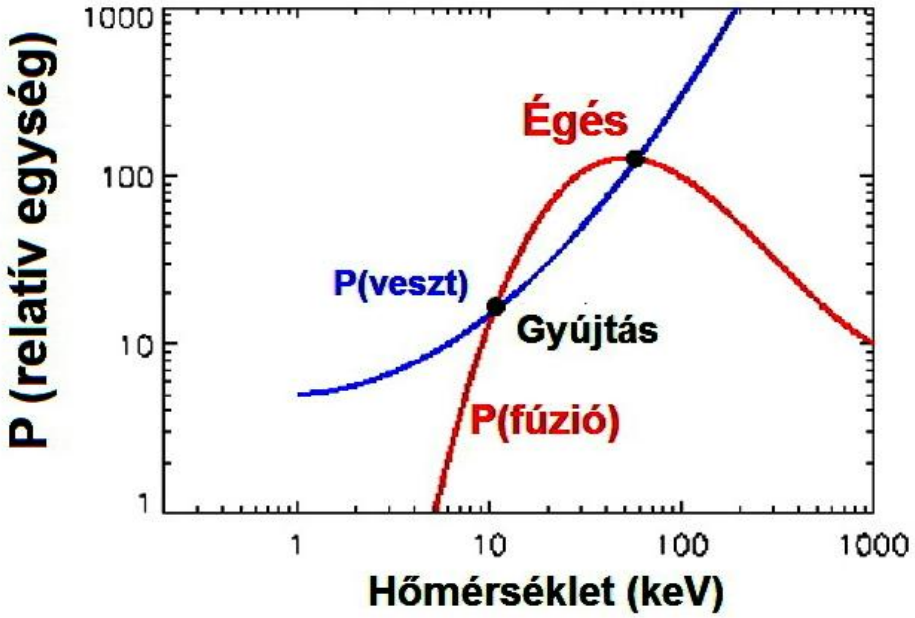
Ebből következik, hogy az $n \cdot \tau$ szorzatnak egy alsó határnál nagyobbnak kell lennie ahhoz, hogy a fúzióval energiát termeljünk. A részletes elemzés szerint

$$n \cdot \tau \geq 2 \cdot 10^{20} s / m^3$$

feltételnek legalább teljesülnie kell 100 millió K-nél. Ez a fúziós energiatermelés **Lawson-kritériuma**.

A plazma begyújtásához tehát az szükséges, hogy a fúziós folyamatok által időegység alatt megtermelt energia nagyobb legyen, mint a plazma belső fűtéséhez szükséges teljesítmény. Tekintve, hogy mindkét mennyiség függ a plazma hőmérsékletétől, ezek összehasonlítása ad teljes képet a folyamatokról. A 6.49. ábra ezeket a viszonyokat mutatja be a plazma hőmérséklete függvényében.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE



6.49. ábra: A deuteron-tricium plazma hőmérsékletének fenntartásához szükséges P(veszt) – kék görbe –, és a fúziós folyamatok teljesítménye P(fúzió) – piros görbe – a plazma hőmérsékletének függvényében

A 6.49. ábrán látható, hogy 10 keV és 70 keV hőmérsékletek (megfelel 100 és 700 millió K-nek) között a fúzióban termelt teljesítmény a nagyobb és az adott viszonyok között önfenntartó a termonukleáris reaktor. A fúziós energia nagy része a 14,1 MeV-es gyorsneutronokkal távozik a plazmából, a 3,6 MeV energiájú α-részecskék viszont fűtik a plazmát, és a begyújtás után stabilan ég, míg a plazma együtt marad. Magas hőmérsékleteknél a plazma kialszik, mert a belső energia fenntartásához szükséges teljesítmény nő, míg a fúzió valószínűsége csökken. A begyújtás feltételeiből látszik, hogy a fúziós folyamatok nem tudnak megszaladni.

A fúziós energiatermelés lehetősége és esélyei

A Lawson-kritérium szerint a fúziós energiatermeléshez az $n \cdot \tau$ szorzatnak, tehát a plazma sűrűsége és az összetartási idő szorzatának kell meghaladnia az előbb tárgyalt alsó határt ~100 millió K plazmahőmérséklet mellett. Ennek két útja lehetséges:

- nagy sűrűségeket kívánnak létrehozni, és akkor az összetartási idő rövid lehet,
- kis plazmasűrűségek mellett hosszú ideig kívánják együtt tartani a plazmát.

Az első lehetőséget a tehetetlenségi összetartás jelenti, amikor a **Lawson-kritériumhoz** szükséges kritikus sűrűséget erős összenyomással próbálják elérni. Az összenyomásnál $\rho \sim 200$ g/cm^3 sűrűséget kellene elérni $p \sim 10^{12}$ bar nyomásnál és 10^8 K hőmérsékletnél. Ez a gyakorlatban azt jelentené, hogy kicsiny ~1 mm^3 folyékony deuterium-trícium keveréket nagy energiájú, 192 lézersugárral, vagy nagy energiájú gyorsítónyalábbal összenyomják. A plazmát a szükséges ideig a saját tehetetlensége tartaná össze.

A tehetetlenségi begyújtás megvalósításától a kutatások azonban még igen messze vannak. Nem állnak rendelkezésre azok a nagy teljesítményű lézerek vagy részecskegyorsítók, amelyekre ehhez szükség volna. A plazmafizikai problémák is nagyok. Nehéz olyan

eseteket modellezni, ahol a fellépő plazmainstabilitások ne akadályoznák meg a fúziós energia termelését.

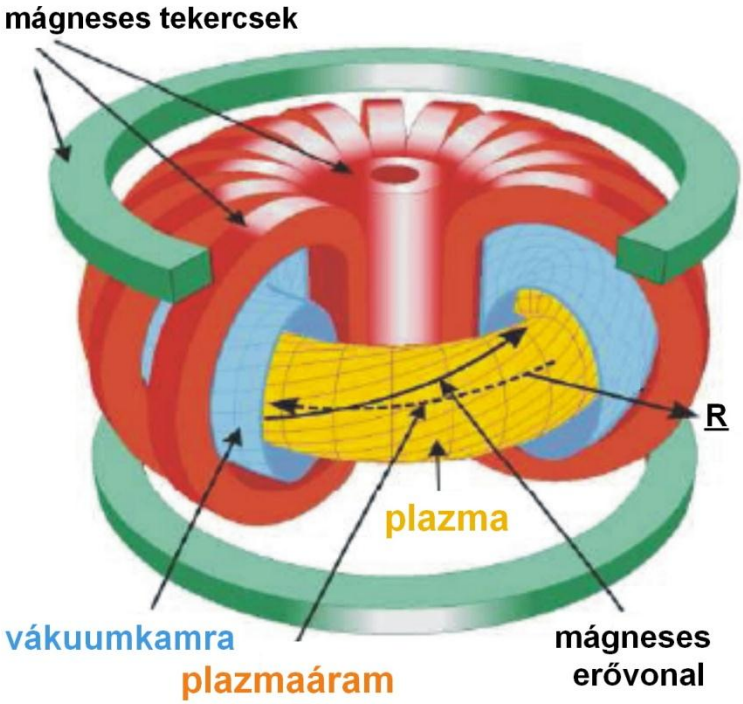
A tehetetlenségi összetartással kapcsolatban az Egyesült Államokban folynak kísérletek. A kaliforniai Lawrence Livermore Nemzeti Kutatóintézetben *(Lawrence Livermore National Laboratory)* létrehozott Nemzeti Fúziós Begyújtás és Fotontudományi Igazgatóság *(National Ignition Facility Photon Science Principal Directorate)* komoly sikereket ért el a nagy teljesítményű lézerek fejlesztése területén, és további figyelemre méltó eredmények várhatók.

A másik lehetőséget a viszonylag alacsony sűrűségű plazma mágneses terekkel hosszú időn át történő összetartása jelentené. Az, hogy ez lehetséges, elméleti megfontolások és számos kísérlet bizonyítja. Ezek a vizsgálatok azt is megmutatták, hogy a plazmaösszetartás a torodiális geometriánál (6.50. ábra) lényegesen hatékonyabb, mint a zárt végű elrendezéseknél.

A torodiális elrendezésekkel elvégzett kísérletek azt mutatták, hogy bármennyire vonzó ötlet is ezt az elrendezést alkalmazni, a töltések a keltett elektromos terek miatt egymáshoz képest elmozdulnak, driftelnek. Ezt egy, a torusz köré csavarodó helikális térrel lehet kompenzálni.

Két javaslatot tettek a plazmaösszetartás mágneses térrel történő megvalósítására.

- A Tokamak12 megoldás, amely a helikális teret plazmaárammal hozza létre. Ez alapvetően impulzusműködésű, egyszerű geometriájú berendezés (6.50. ábra).



6.50. ábra: Tokamak berendezés vázlata. Az R vektor a radiális irányt mutatja. Ilyen elrendezésben a mágneses erővonalak a tórusz körül csavarodnak

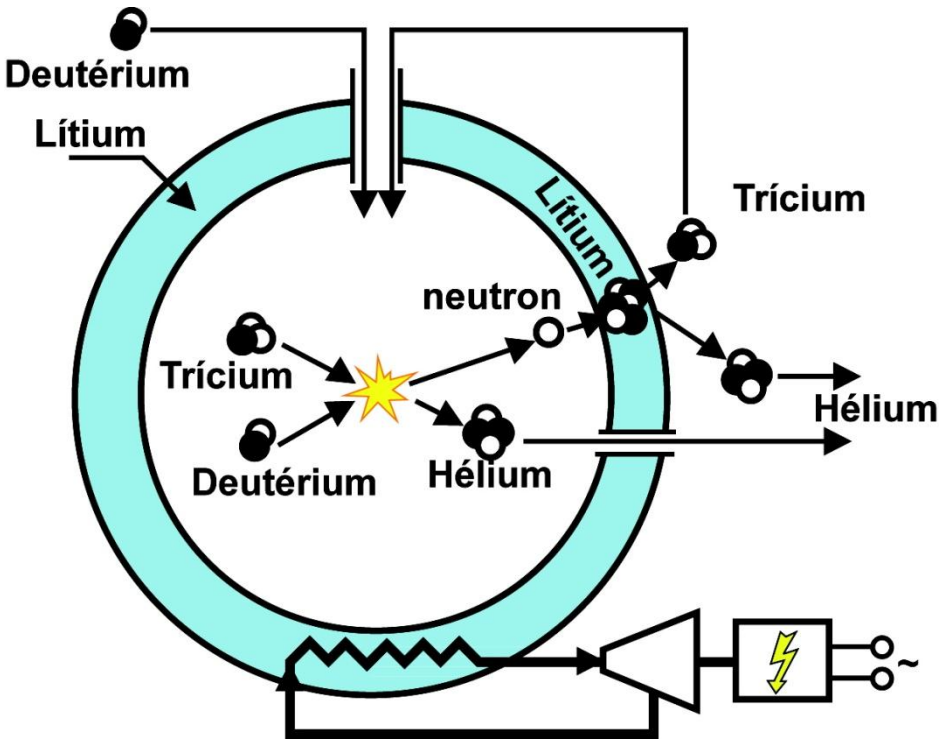
[12] Tokamak szó a *„toroidálnája kamera magnyitnájá katuska”* orosz kifejezés betűszavából származik.

- A Stellarátor berendezésnél a helikális teret bonyolultan elhelyezett külső tekercsekkel biztosítják.

Ez alapvetően állandó működésű berendezés, bonyolult geometriával.

A plazmát ezekben a berendezésekben a magnetohidrodinamikai egyenletekkel írják le, amelyek a Maxwell-egyenleteket kombinálják a hidrodinamikai egyenletekkel.

Az első Tokamak berendezést 1968-ban építették. Azóta sok Tokamak épült. A pillanatnyilag legnagyobb a JET *(Joint European Torus),* amelyet az angliai Culhamban telepítettek. Ennek plazmájában 350 millió K-t értek el, és a fúziós szorzat egy 10-es faktorral tér csak el a Lawson-kritérium szerint megkívánttól. – A Tokamak fejlesztések megítélésénél fontos tudni, hogy az elméleti alapokat érti a tudomány, de az újabb és nagyobb Tokamak berendezéseknél a kialakuló plazma viselkedésében mindig adódtak addig nem tapasztalt, nem várt meglepetések.



6.51. ábra: A fúziós reaktor vázlata. Az ábra a tórusz metszetét mutatja. Az ábrán feltüntettük a deuteron-trícium és a lítium+neutron magreakciót

A Tokamak alapú termonukleáris reaktor vázlatát a 6.51. ábra mutatja be. A plazmát a deuteron-trícium reakcióból származó nagy energiájú α fűti. A reakcióban keletkező gyorsneutronokkal pedig a lítiumköpenyben tríciumot termelnek.

A termonukleáris reaktorokban a tipikus hőteljesítmény-terhelés ~10–100 MW/m^2. A jellemzőnek gondolt 30–50 GW erőmű-teljesítmény mellett a teljesítménysűrűség ~1 GW/m^3 körül van. A reaktorépítésnél még megoldandó fő feladatok a következők:

- A plazmafűtés nem elegendő a kívánt hőmérséklet eléréséhez. Ezért a plazmát nagyfrekvenciás elektromágneses térrel, valamint néhány MeV energiájú semleges részecskenyaláb belövésével fűtik.

- Ellenőrzött plazma-fal kölcsönhatás szükséges, mert a fal anyaga szennyezi a plazmát.

- A nagy teljesítménysűrűségek óriási anyag-igénybevételt jelent.
- A rendkívüli követelmények miatt szupravezetők és igen magas hőmérsékletű helyek egymástól kis távolságban vannak.
- Az óriási gyorsneutron-fluxus biztonságos kezelése megoldandó.
- A keletkező hőteljesítmény elvezetése nehéz feladat.
- A szupravezetés hirtelen összeomlása esetén mintegy 10 T mágneses tér van ~640 m3-ben. Ez 25 GJ energiának felel meg. Ez a gyors összeomláskor felszabaduló energia, amely 6 t TNT-nek felel meg.

Nemzetközi együttműködés keretében, amelynek tagjai az Egyesült Államok, az Európai Unió, Oroszország, Japán, Kína és Dél-Korea a dél-franciaországi Chadarache-ban 2007 óta épül a Nemzetközi Termonukláris Kísérleti Reaktor (*International Thermonuclear Experimental Reactor* – ITER[13]). Költségei mintegy 4 milliárd euró, és 2015 körül készül el. Az ITER-t valóban a fúziós reaktor működőképességének bizonyítására építik. Pozitív energiamérlegű lesz, reaktor szintű sugár- és hőterheléssel.

A tervek szerint az ITER-t 10 év kísérleti-tudományos működés után 10–15 évvel követné a demonstrációs termonukleáris erőmű, amely már jelentős energiát termelne. Ezt egy tapasztalatszerzési évtized után évtizedes fejlesztési-építési idővel követhetné az első, valódi termonukleáris teljesítményreaktor.

A fúziós energiatermelés előnyei

A termonukleáris fúzió felhasználása energiatermelésre számos előnyt jelentene. Az első és talán a legfontosabb szempont, hogy a szükséges nyersanyag hozzávetőleg egyenletes elosztásban rendelkezésre áll. A stabil deuteron ugyanis 0,0115%-ban vesz részt a hidrogén izotópösszetételében. A deutériumot viszonylag egyszerűen ki lehet vonni a tengervízből. – A tríciumot a korábban említett magreakciókkal lehet előállítani lítiumból. A lítiumnak két stabil izotópja van 92,5% ^{7}Li és 6,5% ^{6}Li. A lítium az egyik leggyakoribb elem, amely mindenütt megtalálható a Földön.

A jövőbeni termonukleáris erőművek környezeti hatásai a következők.

- A reaktor belsőleg biztonságos, megszaladni nem tud.
- Nincsen környezetet terhelő gázkibocsátás.
- A komoly sugárzások miatt jelentős radioaktivitás épülhet fel. A keletkezett izotópoknak azonban rövid a felezési ideje (legfeljebb néhány év), az aktivitás nem épül be a táplálékláncba.
- A radioaktív hulladékot a rövidebb felezési idők miatt csupán néhány 100 évig kell ellenőrizni.

A fúziós energiatermelés ugyanakkora megtermelt energiára számolva sokkal kisebb környezeti veszélyt jelent, mint a hasadásos magreaktorok.

[13] Az ITER betűszó latinul utat jelent.

6.8. Energiapolitikai megjegyzések

Az energetika környezetfizikai megközelítésű áttekintése után az ismertetett tények alapján összefoglaljuk a legfontosabb, az energiapolitikára, az emberiség jövőbeni energiaellátására általánosan vonatkozó megállapításokat. Ezekből csak olyan következtetéseket fogunk levonni, amelyeket bármilyen energiapolitikai irányzatnak figyelembe kell vennie, csak ezen határokon belül lehet energiapolitikai alternatívákat megvalósítani.

Az energetika társadalmi megítélésénél az alábbi felismeréseket, megállapításokat az energiaellátás tanulmányozásánál felismert tények igazolják.

- A biztonságos és folyamatos energiaellátás az egyik fontos pillére az emberi társadalmak működtetésének. E nélkül a modern társadalmak fenntarthatatlanok.

- A jelenlegi energiaellátásban az ásványi energiahordozók mintegy ~80–85%-os résszel szerepelnek. E források azonban végesek, a kőolaj és a földgáz még legfeljebb 2–3 évtizedig elegendőek a jelenlegi kitermelés mellett. Ezen források földrajzilag egyenetlen eloszlása már most is komoly politikai feszültségek forrása.

- A jelenlegi energiatermelési eljárások komoly következményekkel járó globális környezeti ártalmak kiváltói.

- A társadalmi méretű energiatakarékosság megvalósítása nehéz feladat, és a következő néhány évtizedben nem valószínű, hogy hatása jelentősen csökkenteni a társadalmak energiaigényét.

- A megújuló energiaforrások közül több is alkalmas társadalmi méretekben jelentős energia előállítására. Azonban mindegyik megújuló energiaforrás alkalmazásának van valamilyen speciális nehézsége, amely alkalmazása gyors elterjedésének akadálya. Ezért nagyon valószínű, hogy a megújuló energiaforrások a következő 30–50 évben az energiaigénynek csak kisebb, 20–30%-át tudják legjobb esetben is kielégíteni.

- Nagyon valószínűnek látszik, hogy a jövő energiaellátása a következő 3–5 évtizedben egy olyan kevert ellátáson fog alapulni, amelyben a legalább 50% körüli fosszilis részarány mellett a megújulók és az atomenergia fognak szerepet játszani. Ezért fontos, hogy a fejlesztési erőfeszítések minden elemre egyformán kiterjedjenek. Az a stratégia például, amelyik csak a megújuló energiaforrásokat fejleszti, bizonyosan hibás.

- Az energiaszerkezet érdemi átalakítása bizonyosan lassú, több évtizedes folyamat. Az energiaellátásban bekövetkező jelentős változások nagy gazdasági és társadalmi következményeket váltanak ki.

- A biztonságos energiaellátás fontosságának felismerése, tudatosulása még nem általános a társadalom tagjai között.

- Az előbbi megállapítások tükrében az emberiség biztonságos energiaellátásával kapcsolatos helyzetet, az azt befolyásoló körülményeket ma inkább borúlátóan lehet megítélni.

- A most élő és a jövőbeni emberi közösségeknek fel kell készülniük a drága energiára. A társadalmak óriási, már korunkban megmutatkozó energiaigénye a jelenben is súlyos gazdasági és politikai feszültségek forrása. Nyilvánvalóan már megindult és napjainkban is folyik a különböző eszközökkel, de eltökélten vívott harc az energiaforrásokért.

- A környezetvédelem általános probléma, és szükséges, hogy ez komolyan befolyásolja az energiapolitikai stratégiákat.

Mindeközben látszik, hogy csak a piaci erők nagy valószínűséggel nem elegendőek a biztonságos energiaszolgáltatás megvalósítására. Másrészről viszont látszik, hogy a jelenlegi politikai rendszerek (a gyakori vezetőváltások miatt) elsősorban rövid távú célok megvalósítására alkalmasak. Az energiaellátás évtizedes tervezést igénylő problémája ezért a politikában csak kevés helyen tudatosult. Az Európai Unión belüli energetikai erőfeszítések koordinálására most építik ki a megfelelő hatáskörű szervezeteket, míg a globális nemzetközi együttműködéseknek még alig vannak – érdemben felhatalmazott – fórumai. Az energetikával kapcsolatos környezeti kárelhárítás jelenleg még kevéssé hatékony.

A jövő energiaellátását csak a tudomány eredményeinek felhasználásával lehet biztosítani. Ezért nagy jelentősége van az energetikai kutatások társadalmi szintű támogatásának, és olyan iparpolitika kialakításának, amely az eredmények átvételét elősegíti. Másrészről nem szabad lebecsülni az energetika társadalmi vonatkozásait sem. Fontos, hogy az energetika jelentőségét társadalmi szinten felismerjék. Ezen a téren a komoly mértékben fejlesztendő ismeretterjesztés mellett a középfokú oktatást végző tanárok megfelelő felkészítésének van központi szerepe az oktatáson keresztüli multiplikatív szerepük miatt. Az elsősorban természettudományos tanárok felkészítéséhez, és továbbképzéséhez szükséges a tananyagok energetikai szempontból történő modernizálása, és a szakmódszertan továbbfejlesztése.

Energiapolitikai jövőképek kialakítása mind nemzeti, mind európai uniós, mind globális szinten elkerülhetetlen. Ez a munka bonyolult, nagy szaktudású csoportok együttműködését igényli, és természetesen teljes társadalmi és politikai támogatást kell élveznie.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

7. FÜGGELÉK

7.1. Ajánlott olvasmányok

Továbbolvasásra ajánlott irodalom

Boeker, Egbert, van Grondelle, Rienk, *Environmental Physics*, John Wiley & Sons, Second edition, ISBN 0 471 997803; third edition, 2011.

Czelnai Rudolf, *A világóceán,* Vince Kiadó, Budapest, 1999.

Diekmann, K., Heinloth, B., *Energie,* Teubner Studienbücher, 1997, ISBN 3-519-13057-2.

Fehér István, Deme Sándor, *Sugárvédelem,* ELTE Eötvös Kiadó, ISBN 9789632840802.

Gill, A., E., *Atmosphere – Ocean Dynamics,* Academic press, London, 1982.

Kerényi Attila, *Környezettan,* Mezőgazda Kiadó, 2003, ISBN 963-9358-90-8.

Kiss Dezső, Horváth Ákos, Kiss Ádám, *Kísérleti atomfizika,* ELTE Eötvös Kiadó, 1998, ISBN 963-463-166-5. (Második kiadás folyamatban.)

Kleinknecht, Konrad, *Detektoren für Teilchenstrahlung,* 5. Auflage, B.G. Teubner Verlag, 2005, ISBN 3-8351-0058-0.

Környezet- és Természetvédelmi Lexikon, Akadémiai Kiadó, 2002, ISBN 963 05 784 76.

Köteles György, *Sugáregészségtan,* Medicina Könyvkiadó Rt., Budapest, 2002, ISBN 963 242 7726.

Krieger, Hanno, *Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz,* Band 1., 5. Auflage, B:G. Teubner GmbH, 2002, ISBN 3-519-43052-X.

Mason, Nigel, Hughes, Peter, *Introduction to Environmental Physics,* Taylor & Francis Incl., 2001, ISBN 0-7484-0764-X.

Maute, Dieter, *Technische Akustik und Lärmschutz,* Carl Hanser Verlag, 2006, ISBN-10: 3-446-40222-5; ISBN-13: 978-3-446-40222-5.

Mészáros Ernő, *A Föld rövid története,* Vince Kiadó, Budapest, 2003.

Monteith, John L., Unsworth, Mike H., *Principles of Environmental Physics,* Third edition, Elsevier Inc., 2008, ISBN: 978-0-12-505103-3.

Péczely György, *Éghajlattan,* Tankönyvkiadó, Budapest, 1981.

Potter, T. D., and Colman, B., R., *Handbook of Weather, Climate and Water*, Wiley, New Yersey, 2003.

Rákóczi Ferenc és Götz Gusztáv, *A dinamikus meteorológia alapjai,* Tankönyvkiadó Budapest 1981.

Vajda György, *Energiapolitika,* Magyarország az ezredfordulón sorozat, Akadémiai Kiadó, 2001, ISBN 9635082711

Rossing, Thomas D., Moore, F. Richard, Wheeler, Paul A., *The Science of Sound*, Third edition, Addison Wesley, 2002, ISBN 0-8053-8565-7.

7.2. Fogalomtár

1/v törvény

Általános fizikai okok miatt a kis energiájú neutronokkal kiváltott exoterm magreakciók hatáskeresztmetszete a bombázó neutron sebességével fordított arányban változik. E törvény érvényessége nem függ a ténylegesen vizsgált magtól. Általában termikus vagy termikushoz közeli energiákra már mindenütt igaz a törvény. A termikus neutronokkal indukált hasadásnál, neutronok sugárzásos befogásánál igen sok magnál megfigyelték. Jelentősége a reaktorfizika gyakorlatában óriási.

abszorbeált dózis (elnyelt dózis)

Az abszorbeált (elnyelt) dózis a radioaktív sugárzásnak kitett test egységnyi tömege által elnyelt energia. Egysége a Gray (1 Gy=1 J/kg).

aktivitás

Egy radioaktív preparátumban időegységenként bekövetkező bomlások száma. Egysége a Becquerel (1 Bq=1 bomlás/s). Régi egysége a Curie, ami 1 g tiszta rádium aktivitása: 1 Ci=$3{,}7\cdot 10^{10}$ Bq.

Jelölje N a preparátumban lévő bomlásra képes atomok számát, ekkor az aktivitás: A=dN/dt. Ha egy preparátum csak egyfajta bomlásra képes izotópot tartalmaz, akkor

$$A = \lambda \cdot N = \frac{N \cdot \ln 2}{T_{1/2}},$$

ahol λ az izotóp bomlásállandója, $T_{1/2}$ pedig a felezési ideje.

aktív zóna

Az atomreaktornak az a tartománya, amelyben a nukleáris fűtőelemek (üzemanyagrudak) elhelyezkednek. Az aktív zónában az üzemanyagrudakon kívül találhatók még a reaktor szabályzóelemei (szabályzó rudak) és a biztonságvédelmi rudak. Az aktív zóna tartalmazza még a neutronok lassítására szolgáló moderátorközeget, illetve a keletkező energia elvezetésére szolgáló hűtőközeget is.

ARA-elv

A sugárvédelem egyik alapelve. Maga a kifejezés betűszó, az angol *As Low As Reasonably Achievable* kifejezés kezdőbetűiből kapta a nevét. Azt fejezi ki, hogy sugárveszélyes tevékenységet úgy kell végezni, hogy a részt vevő személyek a lehető legkevesebb dózist kapják. (Lásd még *dóziskorlátok.*)

albedo

A légkörön keresztül érkező elektromágneses sugárzás visszaverődésének mértéke. A Föld albedójának tényleges értéke komoly szerepet játszik a bolygónk energiaháztartásának kialakításában.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

alfa-sugárzás (α-sugárzás)

Hélium atommagokból (alfa-részecskékből) álló kb. 1–10 MeV energiájú sugárzás, amely általában nehéz atommagokból lép ki alagúteffektussal. Az alfa-részecskék fajlagos ionizációja nagy, ennek következtében az anyagban igen rövid úton leadják energiájukat. Ennek következtében szilárd anyagban kicsi (néhányszor 10 μm) a hatótávolságuk. Kívülről jövő alfa-sugárzást néhány cm vastag levegőréteg, a ruhaszövet, vagy a bőr elhalt felső hámrétege is elnyel, ezért sugárvédelmi szempontból csak a testbe bekerült (inkorporált) sugárforrás veszélyes. Inkorporáció esetén a biológiai hatékonyság nagy, mert energiáját kis útszakaszon adja le, és ezért egyetlen sejtben is sok iont tud kelteni. A sugárzás súlyfaktora, w_R-faktora (*Q-faktora*) 10–20 között mozog.

AMU (*Atomic Mass Unit* – atomi tömegegység)

Az atomi tömegegységnek a ^{12}C atom (tehát az elektronokkal együtt értett) tömegének 12-ed részét választották. Értéke: 1 AMU=1,6605655·10^{-27} kg. – Az AMU betűszó a magyar szaknyelv része lett.

annihiláció

„Megsemmisülés”, szétsugárzás. Ha egy részecske találkozik antirészecskéjével (például egy pozitron egy elektronnal), akkor a tömegüknek megfelelő energiájú elektromágneses sugárzás keletkezik, miközben ők megsemmisülnek. Gyakorlatban leginkább a pozitron annihilációjával találkozunk, ezért ennek példáján mutatjuk be a jelenséget. Egy anyagban haladó, például radioaktív atommagból kilépő pozitronok – nagy sebességű töltött részecskék lévén – az anyagban ionizálnak, és közben lefékeződnek. Ha a lefékeződött pozitron egy vele közel azonos impulzussal rendelkező elektronnal találkozik (márpedig ez mindig bekövetkezik, mert az anyag tele van elektronokkal), nagyon rövid idő alatt egyesül vele, és annihilációs sugárzás kibocsátása közben mindketten megsemmisülnek, az „anyag átalakul energiává”. A folyamatban az energia- és az impulzusmegmaradásnak teljesülnie kell.

Tegyük fel, hogy a szétsugárzás pillanatában mindkét részecske impulzusa a laboratóriumi rendszerben kicsi, gyakorlatilag állnak. Teljes energiájuk ekkor csak a nyugalmi tömegükből eredő $2 \cdot m_0 \cdot c^2$=1,02 MeV energia, teljes impulzusuk pedig közel zérus. A megsemmisülés után olyan sugárzási térnek kell létrejönnie, amelynek összenergiája 1,02 MeV, impulzusuk pedig nulla. Ez csak úgy lehet, ha szétsugárzáskor nem egy, hanem legalább két gamma-foton keletkezik, amelyek egyenkénti energiája 511 keV, és amelyek egymással pontosan ellentétes irányban távoznak. Ha a részecskék összimpulzusa nem volt pontosan nulla a laboratóriumi rendszerben, akkor a két keletkezett gamma-foton iránya által bezárt szög sem pontosan 180º. Ha tudjuk mérni ezek szögét, abból meg lehet határozni az elektron-pozitron pár sebességét a megsemmisülés pillanatában. Mivel a megsemmisülés nagy valószínűséggel akkor megy végbe, amikor a pozitron és elektron relatív sebessége nulla (a pozitron „ráül az elektronra”), az annihilációs sugárzás vizsgálatának segítségével fel lehet térképezni az elektronok sebesség szerinti eloszlását az anyagban. Nem véletlen tehát, hogy a pozitronannihiláció magfizikai hátterű és magfizikai méréstechnikát alkalmazó módszere a szilárdtestfizikusok fontos anyagszerkezeti kutatóeszközévé vált. – Megjegyezzük, hogy ugyan a kettesnél több nagyságrenddel kisebb valószínűséggel, de megfigyeltek három gammás annihilációt is.

anticiklon

Légköri képződmény, amelyben az északi féltekén az óramutató járásával megegyező irányban, a déli féltekén azzal ellentétes irányban áramlik a levegő.

anticiklonális áramlás

Közelítőleg körpályán vagy annak részívén futó áramlás, amelyben az északi féltekén az óramutató járásával megegyező irányban, a déli féltekén azzal ellentétes irányban áramlik a levegő.

antineutrínó

A neutrínó antirészecskéje (lásd *neutrínó*).

Atomsorompó Egyezmény

Az 1963-ban aláírt Egyezményben a szerződő felek megállapodtak a légköri atomfegyver-kísérletek általános tilalmáról.

Auger-elektron

Az elektronhéj legerjesztődésekor keletkező elektron. Az Auger-effektusban az atomburok legerjesztődéskor felszabaduló energia közvetlenül az elektronhéj egy elektronjának adódik át, azt kilöki, így ionizált atom marad vissza. A röntgensugárzás kibocsátásával versenyző folyamat. Alacsony rendszámoknál a kettő közül ez domináló folyamat, de általában nagyobb rendszámok esetén sem hanyagolható el teljesen. *(Pierre Victor Auger, francia fizikus, 1899–1993.)*

Baktérítő

A Baktérítő az Egyenlítőtől délre 23° 26’ 22’’-en helyezkedik el. Azoknak a pontoknak a határgörbéjét jelöli, amelyeknél délebbre már nem fordul elő, hogy a Nap sugarai merőlegesen esnek a Földre. Ez a Baktérítőn az év egyetlen napján, az északi féltekén észlelt téli napfordulókor (december 21. vagy 22.) fordul elő. Neve onnan ered, hogy 2000 évvel ezelőtt amikor az elnevezést adták, a téli napforduló idején a Nap a Bak csillagképben tartózkodott. Napjainkra azonban a Föld forgástengelyének kismértékű elmozdulása miatt napfordulókor a Nap már a Nyilas csillagképben tartózkodik. A Baktérítő a trópusi övezet déli határa, innen kezdődik a déli mérsékelt övezet.

belső konverzió (*internal transition,* magtáblázatokban: IT)

Az atommagok olyan elektromágneses átmenete, amikor a mag körüli atomi pályán lévő elektron közvetlenül veszi át az atommag gerjesztési energiáját úgy, hogy az elektron kilökődik a héjról. Ilyenkor egy, az elektron kötési energiájával csökkentett nagy energiájú elektron lép ki, gamma-sugárzás pedig nem keletkezik. A jelenség neve a belső konverzió, angolul *internal transition* (szokásos rövidítéssel IT). A belső konverzió általában versenyez a gamma-sugárzással, elsősorban olyan átmeneteknél, amikor a gamma-átmenet valószínűsége valamely hátráltató körülmény (például nagy impulzusmomentum-változás) miatt első rendben tiltott.

besugárzási dózis

Régebben használt sugárvédelmi és dozimetriai fogalom. Röntgen- és gamma-sugárzás jellemzésére használták. Megmutatja, hogy az adott ionizáló sugárzás 1 kg normál állapotú

levegőben mennyi töltést választ szét. Egysége a C(oulomb)/kg. Régi egysége a Röntgen. Egy Röntgen besugárzási dózisnál 1 R=2,58·10^{-4} C/kg töltött részecske keletkezik.

béta-sugárzás

Atommagok gyenge kölcsönhatással történő bomlása három folyamatot jelenthet: az elektronkibocsátással járó negatív béta-bomlás, a pozitronkibocsátással járó bomlást és az ún. K-befogás. Ez utóbbi nem jár elektron-, vagy pozitronkibocsátással. – Így a béta-sugárzás az előbbi bomlások közül az első kettőnél keletkező nagy energiájú elektronokból (β^-) vagy pozitronokból (β^+) álló sugárzás. Mivel a béta-bomláskor antineutrínó, illetve neutrínó is keletkezik, amellyel a béta-részecske osztozik az energián és az impulzuson, ezért a béta-sugárzásban az elektronok (pozitronok) energiaeloszlása folytonos. A bomlási energia jellemzésére a béta-részecskék maximális energiáját szokták megadni (E_{max}). Ez lenne a béta-részecske energiája, ha az antineutrínó, illetve a neutrínó nem vinne el energiát. Béta-bomláskor az atommag rendszáma eggyel nő (β^- bomlás) vagy eggyel csökken (β^+ bomlás, illetve K-befogás), tömegszáma pedig változatlan marad. A béta-sugárzás *fajlagos ionizációja* kisebb, mint az *alfa-sugárzásé,* és ezért hosszabb úton fékeződik le az anyagban, vagyis nagyobb a hatótávolsága. Szilárd anyagban, fémekben néhány mm-es utat is meg tudnak tenni. A kívülről jövő béta-sugárzás a bőrt károsítja. Védekezni ellene árnyékolóanyagokkal könnyű, mert már néhány mm-es árnyékolóanyag (például védőszemüveg, vagy szemüveglencse) elnyeli. Árnyékolóanyagként kis rendszámú elemeket tartalmazó anyagokat célszerű használni, mert a nagy rendszámú elemek a kialakuló nagy elektromos terek miatt olyan lassulással fékezik le az elektronokat, hogy a létrejövő elektromágneses fékezési röntgensugárzás jelentős lehet. A sugárzás $\mathbf{w_R}$*-faktora* a viszonylag a kis fajlagos ionizáció miatt 1 körül van.

binomiális eloszlás

Ha egy *x* esemény *p* valószínűséggel következik be, ahol $0 \le p \le 1$, akkor $1-p=q$ valószínűséggel nem valósul meg. A binomiális eloszlás megadja annak valószínűségét, hogy *n* kísérletben hányszor következik be az *x* esemény. Annak valószínűsége, hogy *n* kísérletben *k*-szor megkapjuk az *x* eseményt

$$B(p,n,k)=\binom{n}{k}p^k q^{n-k}.$$

Ezt hívják binomiális elosztásnak. Az eloszlás várható értéke $\langle x\rangle=np$, szórásnégyzete pedig $\sigma^2=np(1-p)=npq$.

bomlási állandó

A bomlási állandó egy radioaktív atommag elbomlásának időegységre eső valószínűségsűrűsége, λ. Annak a valószínűsége tehát, hogy egyetlen atommag *dt* idő alatt elbomlik, λ·dt. Következésképpen *N* atommagból *dt* idő alatt $N\cdot\lambda\cdot dt$ fog elbomlani, azaz az atomok számának *dN* csökkenése:

$$dN=-N\cdot\lambda\cdot dt$$

Ennek a differenciálegyenletnek a megoldása az ismert exponenciális *bomlástörvény*. A bomlási állandó és a $T_{1/2}$ felezési idő kapcsolata:

$$\lambda=\frac{\ln 2}{T_{1/2}}.$$

bomlási sorok

Olyan különböző atomokból álló sor, amelynek minden egyes tagja a sor előző tagjából keletkezik radioaktív bomlással. Ez a stabil atom keletkezéséig folytatódik.

bomlástörvény

Egy radioaktív preparátumban lévő bomlásra képes atommagok számának, illetve a preparátum aktivitásának időbeli változását leíró összefüggés:

$$N = N_0 \cdot e^{-t\lambda} = N_0 \cdot e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}}t},$$

illetve

$$A = A_0 \cdot e^{-t\lambda} = A_0 \cdot e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}}t}.$$

Buys–Ballot-féle széltörvény

E széltörvény szerint, ha háttal állunk a szélnek, akkor az alacsony nyomás az északi féltekén tőlünk balra, a délin jobbra esik.

ciklon

Légköri képződmény, amelyben az északi féltekén az óramutató járásával megegyező irányban, a déli féltekén azzal ellentétes irányban áramlik a levegő. Az anticiklonokkal szemben a ciklonokban egy hideg- és egy melegfront is található. Amikor a hátul haladó hidegfront a ciklon fejlődése során utoléri az előtte lassabban mozgó melegfrontot, akkor okkludált front keletkezik.

Compton-effektus

Nagy energiájú elektromágneses sugárzás (röntgen- vagy gamma-fotonok) szóródása szabad(nak tekinthető) elektronokon. A Compton-effektus során egy $h\cdot\nu$ energiájú, $h\cdot\nu/c$ impulzusú foton rugalmasan ütközik egy (nyugalomban lévő) elektronnal. Az ütközés során a foton energiát és impulzust ad át az elektronnak, így az ütközés után a szóródási szögtől függően kisebb energiájú (frekvenciájú) foton keletkezik. A meglökött elektron energiát, illetve impulzust kap a fotontól, a folyamatban az energia- és az impulzusmegmaradás teljesül. – A legnagyobb energiát az elektron akkor kapja, ha a foton 180°-ban visszaszóródik. A különböző tömegek miatt azonban ekkor sem adhatja át a foton a teljes energiáját az elektronnak. Az átadott maximális energia:

$$\Delta E_{\max} = h\nu \frac{1}{1+\frac{1}{2}\cdot\frac{m_0c^2}{h\nu}},$$

ahol m_0c^2=511 keV, az m_0 az elektron nyugalmi tömege. Monoenergiás fotonok hatására is folytonos az anyagban Compton-effektussal meglökött elektronok energiaeloszlása, mert az elektronok energiája függ a szóródási szögtől, és ez ütközésenként más és más lehet. A Compton-szórás valószínűsége az anyagban lévő szabadnak tekinthető elektronok számával arányos, ezért az egy atomra vonatkoztatott valószínűség az atom rendszámával közel arányos.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

Compton-hát

A gamma- vagy röntgen-spektrum teljes energiájú csúcsnál kisebb, folyamatos része. Úgy keletkezik, hogy az egy vagy több Compton-szórást szenvedett másodlagos gamma-kvantum elhagyja a detektort. A Compton-szórásban meglökött elektronok a kis hatótávolságuk miatt általában természetesen bent maradnak a detektor érzékeny térfogatában, jelet keltenek, amelyek többszörös Compton-szórás esetén össze is adódnak. Az elektron(ok)nak átadott energia a szórás szögétől függ, ezért folytonos a spektrum. Az egyszeres Compton-szórás energiaátadása felülről korlátos, ezért a Compton-tartomány a felső részén levágással, a Compton-éllel ér véget.

Coriolis-paraméter

Az $f = 2\Omega \sin\varphi$ összefüggéssel definiált mennyiség, ahol Ω a Föld szögsebessége, φ pedig a földrajzi szélesség.

Coulomb-gát

Az atommagokban ható erős és Coulomb-kölcsönhatások által együttesen kialakított potenciál. Jellegzetessége, hogy az atommagokban lévő részecskékre nézve ez az összpotenciál a tömegközépponttól a mag széle felé eső tartományban a mag részecskebomlását akadályozó gáttal, poteciálmaximummal rendelkezik.

decibel (db)

A decibelt általában a műszaki és a gazdasági élet olyan mennyiségeinek egy alapszinthez képesti változásának leírására használják, amelyek a vizsgált tartományban több nagyságrendet változnak (például elektronikus erősítés, bizonyos gazdasági paraméterek, stb.). A decibel a *hangintenzitásszint* mértékegysége, jele *dB.* A decibel definíciója:

$$\beta(dB)=10 \cdot {}^{10}\log (I/I_0),$$

amely dimenzió nélküli egység. Itt $I_0=10^{-12}\ W/m^2$ az 1 kHz-re vonatkoztatott hallásküszöb. Ezzel egyenértékű definíciót lehet adni a p hangnyomás és a p_0 hallásküszöbhöz (1 kHz-nél) tartozó értékekkel. Tekintve, hogy a hang intenzitása arányos a hangnyomás négyzetével, ezért:

$$\beta(dB)=20 \cdot {}^{10}\log (p/p_0).$$

dekontaminálás

A dekontaminálás (szennyezéstől megtisztítás) radioaktív szennyeződés csökkentését vagy megszüntetését célzó műveletsor. Sok esetben a radioaktivitással szennyezett tárgy, felület enyhén lúgos oldattal való lemosása elegendő. Ilyen lehet például az emberi testrészeket érő felületi szennyezés eltávolítására a kézmosás.

detektálási hatásfok

Viszonyszám, amely megmutatja, hogy egy radioaktív preparátumból kibocsátott részecskék hányad részét érzékeli a mérőberendezés. Többféle értelmezése lehet, ezért mindig pontosítani kell, hogy az adott helyzetben ez mit jelent. Több oka lehet annak, hogy egy atommag által kibocsátott részecskét a detektor miért nem regisztrál:

Az atommagból kilépő részecske nem lép ki a preparátumból, hanem elnyelődik annak anyagában (önárnyékolás). Ez különösen a rövid hatótávolságú, töltött részecskék esetén lehet jelentős.

A detektor nem fogja teljesen körül a preparátumot, a detektálási térszög a teljes térszögnél 4π-nél kisebb (nem 4π detektor). Ezért bizonyos irányokba induló részecskék elkerülik a detektort, vagyis nem kerülnek be a detektor térszögébe.

A detektorba belépő részecskék csak bizonyos valószínűséggel lépnek kölcsönhatásba a detektor érzékeny térfogatának anyagával (ezt szokták a szoros értelemben vett detektálási hatásfoknak nevezni), és egy részük kölcsönhatás nélkül áthalad rajta. Ez a röntgen- és gamma-fotonoknál, illetve neutronok detektálásakor különösen gyakori.

A detektor által szolgáltatott jelet a mérőelektronika nem regisztrálja például holtidő, vagy amplitúdókiválasztási követelmény miatt.

A detektálási hatásfok sok tényező függvénye, amelyek az aktuális kísérleti elrendezéstől függenek. Ezért a mérőberendezéssel kvantitatív mérést csak a detektorhatásfok előzetes meghatározása (megfelelő kalibrálás) után lehet végezni.

differenciális hatáskeresztmetszet

Egy szórási folyamatban a bejövő nyalábhoz képest meghatározott szög körüli egységnyi térszögbe szóródó eseménytípusra vonatkozó hatáskeresztmetszet. Jele $d\sigma/d\Omega(\Theta)$, ahol Θ a szórási szöget jelenti. Dimenziója [felület/térszög], a magfizikai gyakorlatban egysége [barn/st]. (Lásd *hatáskeresztmetszet*.)

dipólus átmenet

Olyan elektromágneses átmenet, amelyben a kezdeti és a végállapot közötti perdületkülönbség, így a sugárzási tér által elvitt perdület (impulzusmomentum) a lehetséges legalacsonyabb, 1 $\hbar$. Ehhez a dipólus átmenetekre jellemző intenzitáseloszlás tartozik. – A dipólus átmenetek lényegesen nagyobb valószínűségűek, mint más lehetséges magasabb rendű multipólus átmeneteké. Így földi laboratóriumi körülmények között atomfizikai jelenségeknél lényegében csak dipólus átmeneteket lehet megfigyelni.

diszperzív hullámok

Olyan hullámok, melyeknek c terjedési sebessége különböző λ hullámhosszakra eltérő. A diszperzív hullámok hamar szétfolynak, és gyorsan csillapodnak, elsimulnak.

doldrum

Az Egyenlítő közelében elhelyezkedő szélcsendes zóna.

dózisegyenérték (egyenérték dózis)

Ma már hivatalosan nem használt sugárvédelmi dózisfogalom, amely figyelembe veszi, hogy különböző fajtájú ionizáló sugárzások biológiai hatékonysága azonos *abszorbeált dózis* esetén is különböző. A dózisegyenértéket a várható biológiai hatás jellemzésére vezették be. $H=D.Q_F$, ahol D az elnyelt (abszorbeált) dózis, Q_F a sugárzás minőségi tényezője. Egysége a sievert, (1 Sv=1 Gy·Q_F). A minőségi tényező a sugárzás fajtájától függ. (Lásd *Q-faktor*.) Különböző típusú sugárzások, ha azoktól azonos dózisegyenértéket kapunk, azonos biológiai hatást fejtenek ki. A biológiai hatás szempontjából ezek egymással egyenértékűek, és az is igaz, hogy bármely biológiai hatást bármely típusú ionizáló sugárzással ki lehet váltani. A dózisegyenérték (mint régi sugárvédelmi fogalom) helyett gyakran az *egyenérték dózis* elnevezést használják.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

dóziskorlátok

A sugárvédelem meghatározza azt is, hogy az *ALARA-elv* betartása mellett melyek azok a dóziskorlátok, amelyeket sugárveszélyes tevékenységnél nem szabad túllépni. A dóziskorlátokat elvileg úgy határozzák meg, hogy a sugárterhelést elviselő egyén észrevehető egészségügyi károsodást, élettartam-rövidülést ne szenvedjen el a besugárzás hatására. A dóziskorlátokat a Sugárvédelem Nemzetközi Bizottsága (*International Commission on Radiological Protection* – ICRP) ajánlásai alapján jogszabályokban határozzák meg. A dóziskorlátokat ma hivatalosan az *effektív dózisban*, korábban az *egyenérték dózisban (dózisegyenértékben)* adták meg. – A dóziskorlátozás rendszere megkülönböztet elsődleges, másodlagos és származtatott korlátokat. Más korlátok vonatkoznak a sugárveszélyes munkahelyen dolgozókra és más a lakosságra. – Sugárveszélyes helyen dolgozókra 100 mSv/5 év, a lakosságra vonatkozóan 1 mSv/év az effektív dózis korlátja. A foglalkozási sugárterhelés esetében egyes szervre és szövetre más és más az effektív dóziskorlát. Így például izomszövetre 500 mSv/év, a szemlencsére 150 mSv/év az effektív dóziskorlát. A különböző dóziskorlátokat úgy kell alkalmazni, hogy különböző korlátok egyenként is teljesüljenek.

dózisteljesítmény

Az egységnyi idő alatt kapott dózis, a dózisidő szerinti első deriváltja.

effektív dózis

Az effektív dózis a sugárvédelem alapvető fogalma. Figyelembe veszi a különböző típusú ionizáló sugárzások eltérő biológiai hatását, és az egyes testszövetek radioaktív sugárzásokra adott különböző válaszát.

A test különböző szervei, szövetei különbözőképpen reagálnak a sugárzásokra. Nagy dózisok esetén akut sugármegbetegedés fejlődik ki, kis dózisok esetén azonban csak késői rákos megbetegedések gyakoriságának megnövekedésével számolhatunk. A különböző szerveket, szöveteket ért effektív dózisok különböző mértékben járulhatnak hozzá az egészségügyi károsodásokhoz. Szükséges tehát egy olyan dózisfogalom, amely nem egésztest-besugárzás esetén a különböző szervek, szövetek érzékenységét is figyelembe veszi. Ez az effektív dózis. Definíciója:

$$E = \sum_T w_T \cdot H_T \ ,$$

ahol E az effektív dózis, w_T súlyozó tényező, amely a T testszövetből származó hatásokból eredő károsodás és a test egyenletes besugárzása esetén fellépő hatásokból eredő teljes károsodás aránya, H_T a szervekre számított egyenérték dózis, amely az abszorbeált dózis és a sugárzásra jellemző biológiai hatásosságot kifejező súlyfaktor szorzata. Az effektív dózis egysége a sievert (Sv).

A pontos effektív dózis hatására körülbelül olyan valószínűségű az egyén késői károsodása, mintha a személyt az effektív összdózissal egyenlő egyenérték dózisnak megfelelő egésztest-besugárzás érte volna. Több szervet érő különböző dózisegyenérték esetén az effektív dózisegyenértéket szervenként kell kiszámítani, és az értékeket összeadni. Lényeges megjegyezni, hogy a késői károsodás szempontjából az egyént érő effektív dózis határozza meg a kockázatot.

egyenérték dózis

Egyenérték dózis (H_T) a sugárzás biológiai hatását bemutató dózismennyiség. Az *R* típusú sugárzástól, *T* szövetben vagy szervet érő egyenérték dózis:

$$H_{T,R} = D_{T,R} \cdot w_R ,$$

ahol $D_{T,R}$ a *T* szövetben vagy szervben elnyelt dózis értéke, és w_R az *R* sugárzás károsító hatásának *súlytényező*je, az egyes sugárzásokra jellemző dimenzió nélküli szám. – Ma is többször találkozhatunk a *Q*-val jelölt minőségfaktorral *(quality-factor),* amely megegyezik w_R-rel, ha a *T* szövet helyett az egész testről beszélünk. A minőségfaktort a korszerű sugárvédelem tudományos igényű analízisben már nem alkalmazza.

Ha a sugárzási teret különböző típusú, illetve eltérő súlytényezőjű sugárzások alkotják, akkor a teljes egyenérték dózis:

$$H_T = \sum_R D_{T,R} \cdot w_R .$$

A teljes egyenérték dózis egysége a sievert (Sv), dimenziója [H]=J/kg=Sv (sievert).

egyenértékű (ekvivalens) zajszint

A *hangnyomás* pillanatnyi értékének egy referencianyomástól (p_0) való eltérésnégyzetét a mérés időtartamára (T) az emberi fül frekvencia szerinti érzékenységére átlagolva a zajszint mérésére alkalmas mennyiséget kapunk. Ennek egyszerű függvénye az egyenértékű zajszint: $L_{eqA} = 10 \cdot \log_{10} \frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{p(t)}{p_0} \right)^2 dt$. Itt *A* azt jelenti, hogy a hangosság frekvenciafüggését az emberi fül 40 dB intenzitásszintjének megfelelően vettük figyelembe. Az egyenértékű zajszint mértékegysége a *dB,* a referencianyomás értéke pedig 1 kHz-nél $p_0 = 20\ \mu Pa$.

egyesített hatásfok

Az egyesített hatásfok annak a valószínűsége, hogy a mintából kijutó részecskét a kísérleti berendezés milyen valószínűséggel detektálja. Minden irányba azonosan sugárzó forrás esetén az effektív térszög és a detektor hatásfokának szorzata. (Lásd *detektálási hatásfok*.)

ekliptika

A Föld keringési síkja a Naprendszerben.

Ekman-réteg

A szél által mozgásba hozott áramlási réteg, amelyben a sebesség a magassággal, illetve tengerekben a mélységgel az északi féltekén jobbra, a délin balra fordul.

Ekman-spirál

A szélfútta óceán felszínén az áramlás sebessége 45°-os szöget zár be a szél irányával. Az áramlás iránya a mélységgel továbbfordul az északi féltekén az óramutató járásával megegyező irányba. Így az egyes vízrétegek sebességvektorainak végpontja spirális vonalon helyezkedik el. Ez az Ekman-spirál. (Hasonló szélfordulás tapasztalható a légköri határrétegben is.)

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

Ekman-transzport

Az Ekman-rétegben az átlagos áramlás a szélsebességre merőlegesen történik. Az Ekman-transzport az egységnyi idő alatt a szélirányra merőlegesen szállított anyagmennyiség.

ekvivalens zajszint

(Lásd *egyenértékű zajszint.*)

elágazási arány

Radioaktív bomlások elágazási aránya a különböző bomlási módok valószínűségének hányadosa.

elektronbefogás (*electron capture,* EC a magtáblázatokban)

Az atommagok gyenge kölcsönhatással bekövetkező átmeneteinek egyike. Az elektronbefogás általában versenyez a pozitív β-bomlással. Az elektronbefogásnál az atommag helyén sűrűséggel rendelkező elektronok egyike gyenge kölcsönhatással a mag egy protonjával neutronná alakul. Eközben egy neutrínó elhagyja a helyszínt és egy eggyel alacsonyabb rendszámú, de azonos tömegszámú atommag keletkezik. – Az elektronbefogás az s héjakról következik be: ezek a K-, L-, M-… héjak), hiszen ezeknek van sűrűségük a mag helyén. Ha a K-héjról következett be a befogás, akkor a jelenséget K-befogásnak is hívjuk. – A folyamatot kísérő sugárzást kapunk az átalakult atomburok legerjesztődése miatt: röntgensugárzás, vagy Auger-elektron formájában.

elektronvolt (eV)

Az az energia, amelyet egy elektron lead, vagy felvesz, amikor 1 V potenciálkülönbségű helyek között elmozdul. A mikrofizikában az energiát eV-okban fejezik ki. Értéke: 1 eV=1,6·10^{-19} J. Az atomfizikában és a magfizikában használatos még a keV (1000 eV) és a MeV (10^6 eV).

elnyelt (abszorbeált) dózis

Az elnyelt vagy abszorbeált dózis alatt valamely sugárzás által a besugárzott anyagban elnyelt energia és a tömeg, azaz a *dW/dm* hányadosát értjük. Itt *dW* az ionizáló sugárzásból a *dm* tömegű anyagban elnyelt energiát jelenti. Egysége a Gray. 1 Gy=1 J/kg. (Lásd *abszorbeált dózis*.)

energetika

Az emberi társadalmak energiaellátása.

élettartam

A radioaktív atommagokra vonatkozó exponenciális bomlástörvényben a közepes (átlagos) élettartam a bomlási állandó reciproka. Az élettartam az az időtartam, amely alatt a kiindulási aktivitás az eredeti 1/e-ed részére csökken.

fajlagos ionozáció

Az ionizáló részecske pályája mentén a hosszegységre eső keltett ionpárok számát jelenti. Mértékegysége gázban ionpár/cm, folyadékban, illetve szilárd anyagban ionpár/μm. Nehéz töltött részecskék fajlagos ionizációja nagy, a könnyű részecskéké, így az elektronoké kisebb. (Lásd *lineáris energiaátadás*.)

fájdalomküszöb

Azt a legmagasabb *hangintenzitást*, amelyet hallva már éppen fájdalmat érzünk, fájdalomküszöbnek nevezzük. Ez az intenzitás különböző frekvenciájú (magasságú) hangok esetében más és más lehet. A fájdalomküszöböt dB-ben adják meg, értéke 1 kHz frekvenciánál 120 dB körül van.

felezési idő

Radioaktív preparátumok aktivitásának csökkenését jellemző paraméter. A preparátum aktivitása a felezési idő alatt a felére csökken. Újabb felezési idő elteltével a felének a felére stb. A felezési idő kapcsolata a λ bomlásállandóval:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}.$$

Ferrel-cella

A nagy atmoszférikus légkörzés három cellából áll. Ferrel-cellának az egyenlítői és a sarki légkörzés között elhelyezkedő fordított körüljárású légkörzési részt nevezzük.

fékezési sugárzás

Nagy energiájú töltött részecskék anyagban való fékeződését kísérő folytonos frekvenciájú elektromágneses sugárzás. Különösen nagy lehet az intenzitása a kis tömegű, ezért nagy lassulásokat mutató könnyű, töltött részecskék, elektronok vagy pozitronok esetén.

félhalálos dózis

Az az effektív dózis, amelynél a 30 nap alatt bekövetkező halálozási valószínűség 50%. Értéke embernél egésztest-besugárzásra mintegy 4,5 Sv.

félvezető detektor

Ionizáló sugárzások detektálására szolgáló félvezető eszköz. A detektálás lényege az, hogy különböző típusú (n- és p-típusú) félvezetők egymás mellé helyezésével olyan átmeneti tartományt hozunk létre, amelyben nagy a térerősség (feszültséget kapcsolnak a detektorra), de mégis nagyon kicsi áram folyik, mert a rétegben nincsenek töltéshordozók. Ha ebbe a rétegbe ionizáló részecske érkezik, és az az anyaggal való kölcsönhatásakor töltéshordozókat kelt (a valenciasávból elektronokat emel fel a vezetési sávba), akkor ezek a töltéshordozók a térerősség hatására kiürülnek, elektromos áramimpulzus keletkezik. Az össztöltés a félvezető-kristályban leadott összenergiával arányos. Az összegyűjtött töltés nagyságát megmérve (töltésérzékeny előerősítővel) a detektált részecske energiára következtethetünk. Léteznek p- és n-típusú szennyezésekkel készített, detektálásra alkalmas félvezető diódák. Ezekkel a vékonyabb, érzékeny térfogat miatt általában töltött részecskéket, alacsony energiájú gamma-fotonokat detektálnak. Nagy érzékeny, térfogatokat lehet létrehozni nagy tisztaságú germániumban. Az ebből készített detektorok alkalmasak nagy energiájú gammák hatékony megfigyelésére.

A különböző félvezető detektorok tehát abban térnek el egymástól, ahogyan a töltéshordozó-mentes réteget kialakítják. A nagy tisztaságú germániumdetektorban a nagy tisztaság biztosítja a töltéshordozók távoltartását. Ehhez a detektort alacsony hőmérsékleten kell üzemeltetni, hogy a hőmérsékleti gerjesztés se gerjesszen föl sok elektront a valenciasávból a vezetési sávba.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

A p-n átmeneten alapuló detektorok esetén a diódára adott záróirányú feszültség hozza létre a *p*- és *n*-réteg között a kiürített réteget. Ilyenek a Ge(Li), illetve Si(Li) detektorok. A Li atomok zárórétegbe való bediffundáltatása arra szolgál, hogy az ott levő szennyezések és hibák semlegesítésével a detektor záróirányú áramát lecsökkentsék. Természetesen ezeket a detektorokat is (az előzőekben elmondottakhoz hasonló okok miatt) alacsony hőmérsékleten kell üzemeltetni. A Ge(Li) detektorokat azonban nemcsak üzem közben, hanem állandóan folyékony nitrogén hőmérsékleten kell tartani, egyébként a Li kidiffundál a zárórétegből, és a detektor tönkremegy.

A félvezető detektorokban egy töltéspár keltéséhez mintegy tízszer kevesebb energia kell, mint egy foton kiváltásához egy szcintillációs detektorban. Ezért a félvezető detektorok energiafelbontása sokkal, sokszor akár egy nagyságrenddel jobb, mint a szcintillációs detektoroké (akár 2 keV alá is csökkenthető a ^{60}Co 1333 keV energiájú gamma vonalára). Ha a jó energiafelbontás fontos követelmény egy mérés elvégzésénél, akkor a félvezető detektorok alkalmazása lesz a jó választás a detektálásra vonatkozó döntésnél.

filmdoziméter

Magyarországon a 2010-es évek elejéig a legelterjedtebb személyi dózismérő. Mindkét oldalán fényérzékeny emulzióval bevont filmet visel egy alkalmas abszorbens lemezekkel ellátott kazettában az, akinek a dózisterhelésére kíváncsiak vagyunk. Ezt a jelenlegi gyakorlat szerint kéthavonta kiértékeli az illetékes hatóság. (Ez 3*4 cm-es kis kék kazetta, ilyent lehet látni a röntgennel, vagy sugárveszélyes helyen dolgozóknál.)

A film feketedéséből meghatározható a sugárterhelés nagysága, illetve szűrőanalízissel megtudható a besugárzó energia effektív értéke. Érzékenységére jellemző, hogy a természetes háttérsugárzás felének megfelelő sugárterhelés-növekedést már kimutatja. A szűrök szélén fellépő árnyék élességéből az is látszik, ha a filmet valaki közvetlen besugárzásnak tette ki (nincs ott a test, mint szóróközeg). Ilyenkor persze a film nem értékelhető.

fotocsúcs

A *teljes energiájú csúcs* régebbi, de a szakzsargonban néha még most is használt neve.

fotoeffektus

Röntgen- és gamma-sugárzás anyaggal történő kölcsönhatásának egyik formája. A fotoeffektus során az elektromágneses sugárzás a teljes energiáját és impulzusát átadja egy, az atomtörzsben erősen kötött elektronnak és a hozzá kötődő atomtörzsnek, a gamma-kvantum pedig megsemmisül. Tekintve, hogy az atomtörzs tömege több nagyságrenddel nagyobb az elektron tömegénél, ezért a gamma-foton energiáját szinte teljes egészében az elektron viszi el, míg az impulzus nagy részét az atom veszi át. A monoenergiás gamma-foton fotoeffektussal monoenergiás elektront lök ki az atomokból. Az elektron mozgási energiája megegyezik a gamma-foton energiájának és az elektron kötési energiájának különbségével. A fotoeffektus valószínűsége a rendszám ötödik hatványával nő. – Ezért a gamma-sugarak árnyékolására a nagy rendszámú elemek a jók, hiszen ezeknél nagy valószínűségű a fotoeffektussal való kölcsönhatás. Egy adott anyag esetén a fotoeffektus valószínűsége a bejövő gamma-foton energiájával csökken.

fotoelektron-sokszorozó

Nukleáris detektorokban használt, igen nagy erősítésű, és egyúttal kis zajú elektronikus eszköz. Egy fotokatódból és több, általában 10, 12, 14 fémelektródából, az ún. dinódákból áll. A dinódákra a fotokatódhoz képest rendre nagyobb pozitív feszültséget kapcsolunk. A fotokatód és a dinódák vákuumban vannak. A fotókatódra érkező nagyon kicsiny intenzitású fény (például *szcintilláció*) elektronokat üt ki a fotókatódból, amelyeket az első dinódára kapcsolt pozitív feszültség felgyorsít. A felgyorsult elektronok a dinódába becsapódva n>1 szekundér elektront váltanak ki, amelyek a második dinóda felé gyorsulnak, és oda becsapódva ismét sokszorozódnak. Tizenkét dinóda esetén egyetlen fotoelektronból kb. n^{12} elektron keletkezik. Ez n≈3 esetén kb. 10^{10}-szeres erősítésnek felel meg. A fotoelektron-sokszorozó nagyon érzékeny a fényre, ezért nagyon fontos, hogy bekapcsolt állapotban soha ne érje erős környezeti fény, mert tönkremehet.

fotohasadás

A fotonok (gamma-kvantumok) által kiváltott atommaghasadás.

fotovoltaikus energiatermelés

A fénybesugárzást közvetlenül elektromos áram előállítására felhasználó, általában félvezető elemeket alkalmazó energiatermelő eljárás. (A magyar szaknyelv a „fotovoltaikus” szóval azonos értelemben a „fotoelektromos” szót is használja.)

futó áramlás *(jet stream)*

A nagy atmoszferikus légkörzés celláinak találkozásánál (a 30. és a 60. szélességi kör környékén) a magasban, a tropopauza közelében éles hőmérséklet-különbség alakul ki, és ennek, valamint a Coriolis-erőnek következtében nagy sebességű nyugatias futó áramlások keletkeznek. Ezeket nevezzük futó áramlásnak vagy *jet stream*nek.

gamma-sugárzás

Nagy energiájú elektromágneses sugárzás, amely legtöbbször gerjesztett atommagokból származik. Az atommagokból származó gamma-sugárzás kvantumenergiája néhány keV-tól több MeV-ig terjed. Gamma-sugárzással az atommag úgy tud megszabadulni gerjesztési energiájától, hogy közben maga az atommag nem változik meg. A gamma-bomlás felezési ideje általában jóval rövidebb, mint akár az alfa-bomlásé, akár a béta-bomlásé. Egyes gerjesztett állapotok azonban a sugárzási tér által elviendő nagy impulzusmomentum miatt csak nagyon kis valószínűséggel tudnak elbomlani, és így ezekben a gamma-bomló mag felezési ideje hosszú (néha több év is lehet). Az ilyen hosszú felezési idejű gamma-bomló állapotok az izomér állapotok. – Megjegyezzük, hogy vannak olyan gamma-sugarak is, amelyek nem az atommagok bomlásából származnak. Ezek energiája (erre a kozmikus sugárzásban van példa) akár több száz GeV is lehet.

A gamma-sugárzás nagy áthatolóképességű sugárzás. Ionizálni csak az általa keltett másodlagos töltött részecskék, elsősorban a kiváltott nagy energiájú elektronok révén tud. A gamma-sugárzás elektronokat az anyagban három folyamat révén kelthet. Ezek a *fotoeffektus*, a *Compton-effektus*, és a *párkeltés*. – A gamma-sugárzás intenzitásának gyengülése az anyagban exponenciális törvényt követ:

$$I(x) = I_0 e^{-\Sigma x} = I_0 \cdot e^{-\frac{x \cdot \ln 2}{R_{1/2}}} ,$$

ahol x az anyag vastagsága, Σ a makroszkopikus abszorpciós koefficiens (dimenziója 1/m), és $R_{1/2}$ a felezési rétegvastagság.

Gauss-eloszlás (normális eloszlás**)**

Folytonos, két paraméterű, a valószínűség-számításban központi szerepet játszó eloszlás. Alakja:

$$N(x,a,\sigma)dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\left(\frac{(x-a)^2}{2\sigma^2}\right)} dx\,.$$

Az eloszlás várható értéke a, szórásnégyzete σ^2. Az előbbi kifejezés megadja annak valószínűségét, hogy x valószínségi változó értéke milyen valószínűséggel esik az $(x, x+dx)$ intervallumba. – A Poisson-eloszlás nagy a értékek **(**$a \geq 25$**)** esetén jól közelíthető az

$$N(i,a,a) = \frac{1}{\sqrt{2\pi a}} e^{-\left(\frac{(i-a)^2}{2a}\right)}$$

normális eloszlás egész i értékeknél felvett értékével.

genetikus sugárkárosodás

Olyan sugárkárosodás, amely a besugárzott egyed utódaiban jelenik meg.

geosztrofikus mozgás

A gradiens erő és a Coriolis-erő egyensúlyának bekövetkeztekor létrejövő egyensúlyi mozgás. Sebessége az $u = \frac{gradp}{\rho f}$ összefüggéssel adható meg.

Golf-áramlás

A Golf-áramlat a nagy óceáni áramlási kör része erős, meleg és gyors atlanti-óceáni áramlat. A Mexikói-öbölben indul, az Amerikai Egyesült Államok és Új-Fundland keleti partjai mellett elhaladva kel át az óceánon.

gradiens szél

A görbült izobárokkal párhuzamosan fújó egyensúlyi szél.

gray (Gy)

Az elnyelt dózis egysége. Elnyelt dózison (D) az anyagban tömegegységenként elnyelt energiát értjük. 1 Gy=1 J/kg. (Elnevezés: L. H. Gray-ról, 1905–1965.)

Gray, Louis Harald

Louis Harald Gray (1905–1965) angol fizikus, aki a kozmikus sugárzások, dozimetria, az orvosi fizika és a sugárvédelem területén dolgozott. Tiszteletére róla nevezték el az abszorbeált dózis egységét.

gyre

Az örvénymozgások gyűjtőneve. Speciálisan a nagy tengeri köráramlások elnevezése.

gyorsneutron

A nagy (keV-nél nagyobb mozgási) energiával rendelkező neutron.

Hadley-cella

A nagy atmoszférikus légkörzés három cellából áll. Hadley-cellának az Egyenlítő közelében elhelyezkedő légkörzési részt nevezzük.

hallásküszöb

Azt a legalacsonyabb *hangintenzitást* mondjuk hallásküszöbnek, amelyet fülünkkel még éppen észlelni tudunk. Ez az intenzitás a különböző frekvenciájú (magasságú) hangok esetében más és más. Értéke 1 kHz frekvenciánál 10^{-12} W/m^2.

hangintenzitás

Az egységnyi idő alatt egységnyi felületen átáramlott hangenergia időbeli átlagát hangintenzitásnak (I) nevezzük. A hangintenzitás mértékegysége *W/m*^{2}. A hangintenzitás nagysága a következő formulából számítható:

$$I = \frac{1}{2}\frac{p_m^2}{c\rho_0},$$

ahol p_m a közegbeli *hangnyomás* amplitúdója, ρ_0 a közeg nyugalmi sűrűsége, c pedig a közegbeli hangsebesség.

hangintenzitásszint

A *hangintenzitásból (I)* származtatott mennyiség a hangintenzitási szint, amely egy referenciaintenzitástól, a hallásküszöbtől ($I_0 = 10^{-12}$ *W/m*^{2}) való intenzitáseltérést fejez ki:

$$d = 10 \cdot \log_{10}\frac{I}{I_0}.$$

Mértékegysége a decibel *(dB).* – Bevezetésének logaritmikus jellegét az motiválja, hogy fülünkkel biológiai okok miatt a tízszer nagyobb intenzitású hangot csak fele annyival érezzük hangosabbnak, mint a százszor nagyobb intenzitásút, tehát az inger és az érzet nagysága közötti összefüggés exponenciális.

hangnyomás

Ha egy közegen hanghullám halad keresztül, akkor a közeg nyugalmi nyomása *(p_0)* lokálisan megváltozik. Ennek az eltérésnek a maximális értéke, amplitúdója *(p_m)* a hangnyomás. Egy x irányba haladó sík nyomáshullám hatására a közeg egy pontjában a nyomás időbeli változása a következő képlet szerint adódik:

$$p = p_m \sin\left[2\pi f\left(t - \frac{x}{c}\right)\right],$$

ahol f a hang frekvenciája (magassága), és c a közegbeli hangsebesség. A hangnyomás mértékegysége a *Pa*.

harmatpont

Az a hőmérséklet, amelyen az adott nedvességtartalmú levegő telítetté válik. Itt kezdődik meg a levegő páratartalmának kicsapódása.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

hasadás

A nehéz atommagoknak legtöbbször két, nem feltétlen egyforma tömegű részre (hasadványra, fragmentumra) való szétválása. A hasadás bekövetkezhet spontán is, azaz külső behatás nélkül, mint a nehéz atommagok egyik bomlástípusa. Sokkal nagyobb gyakorlati jelentősége van a külső bombázással kiváltott indukált hasadásnak. Az indukált hasadási folyamatokat kiváltó részecskék a legkülönfélébbek lehetnek, lehetnek például fotonok vagy neutronok. Különleges jelentősége van annak, hogy bizonyos magokat kis energiájú, termikus neutronok is képesek hasadásra bírni. – A hasadást rendszerint neutronok, gamma-fotonok vagy egyéb részecskék kibocsátása kíséri.

hasadási neutronok

Hasadási folyamatból származó neutronok. Egy ^{235}U mag hasadásakor 2–3 nagy (~MeV) energiájú gyorsneutron keletkezik.

hatáskeresztmetszet

A hatáskeresztmetszet a mikrofizikában, így az atom- és a magfizikában két mikrofizikai részecske között lezajló folyamatok, reakciók, szóródások bekövetkezése valószínűségének jellemzésére használt, felület dimenziójú mennyiség. Hatáskeresztmetszete olyan mikrofizikai folyamatoknak lehet, amelyekre igaz, hogy a kiválasztott folyamat bekövetkezésének valószínűsége mind a két részt vevő részecskefajta számával egyenes arányban változik. Ilyenkor a folyamatban valóban két részecske vesz részt, ezt hívjuk elemi eseményeknek.

Bevezetése az előző megjegyzésekből következik: érkezzék A nyalábkeresztmetszetű I számú bombázó részecske egy N darab atommagot tartalmazó céltárgyra. Ha a vizsgálni kívánt reakciót az I beérkező részecskéből csak K valósította meg, akkor a reakció valószínűsége: $P=K/I$. Ezt a valószínűséget annak alapján is felírhatjuk, ha úgy képzeljük, hogy az N céltárgymag az A felületből csak annak K/I-ed részét „takarja le”, hiszen ekkor egy „találat” valószínűsége éppen a letakart felület és a teljes felület hányadosa. Ebből viszont kifejezhető, hogy egyetlen atommag mekkora felületet „takar” le:

$$\sigma = \frac{1}{N} \cdot A \cdot \frac{K}{I} ,$$

ahol σ neve mikroszkopikus hatáskeresztmetszet (az atommag „hatásos felülete” az adott reakció szempontjából). – Ugyanez az összefüggés más alakban:

$$K=\sigma \cdot j \cdot N \cdot \Delta t,$$

ahol bevezettük $j=(I/A)/\Delta t$ részecske-áramsűrűséget, amely a felületegységenként időegység alatt áthaladó bombázó részecskék számát jelenti. – Szokásos még az előzőek ekvivalens átírása a következő megfontolások szerint: a bombázott céltárgy általában egy fólia, amelynek vastagságát – a többszörös szóródások kizárása céljából – vékonynak szokták választani, tehát vastagságát jelöljük Δx-el. Reakció persze csak az A nyalábkeresztmetszet mögött történhet, amelynek térfogata $A \cdot \Delta x$. Így ha n_c-vel jelöljük a céltárgy anyagának részecskesűrűségét, akkor előző K bekövetkezett eseményszámra vonatkozó összefüggésünk alakja:

$$K=\sigma \cdot n_c \cdot \Delta x \cdot A \cdot j \cdot \Delta t = \sigma \cdot n_c \cdot \Delta x \cdot I$$

lesz. Ez utóbbi alaknak előnye, hogy n_c részecskesűrűség a céltárgy anyagsűrűségéből és abból, hogy ismerjük a gramm-molekulasúlynyi mennyiségű anyagban lévő molekulák számát ($6{,}022\cdot10^{23}$), könnyen számolható, ezen kívül csak a Δx fóliavastagság és a K és I közvetlen mérési adatok szerepelnek benne. A magfizikusi gyakorlatban ezért ez utóbbi megközelítést alkalmazzák a legtöbb esetben. – A fentiek, bár nem azonos mennyiségekkel, de mind egymással egyenértékű módon vezetik be a mikroszkopikus hatáskeresztmetszet fogalmát. A lényeg: olyan folyamatról van szó, amelyben csak két mikrorészecske vett részt!

Az előzőekből látható, hogy a mikroszkopikus hatáskeresztmetszet felületdimenziójú. Egysége a m^2. Magfizikában használatos egysége a barn. 1 barn=10^{-28} m^2. A mikroszkopikus hatáskeresztmetszet az egyes kiválasztott eseménytípusra, magreakciókra (és nem általában az egyik vagy másik atommagra) jellemző fogalom. Ugyanannak az atommagnak más és más a mikroszkopikus hatáskeresztmetszete más és más bombázó részecskére és más és más folyamatra vonatkozóan. Azonos folyamat esetén a hatáskeresztmetszet függ még a bombázó részecske energiájától.

Be szokták még vezetni az ún. *makroszkopikus hatáskeresztmetszetet*. Ez az anyag térfogategységében létrejövő adott típusú reakciók hatáskeresztmetszeteinek összegét jelenti. Szokásos jele: Σ.

$$\Sigma_{tot}=\rho\cdot\sigma,$$

ahol n_c a céltárgy részecskesűrűségét jelenti (részecske/m^3). A makroszkopikus hatáskeresztmetszet egy megadott kísérleti elrendezésre jellemző fogalom. Dimenziója: 1/m.

hatótávolság

Elsődlegesen ionizáló (töltött) részecskékre definiált fogalom. Jelölje *dE/dx* a *lineáris energiaátadást* az anyagban. Ekkor az E energiájú töltött részecske hatótávolsága:

$$R(E)=-\int_E^0 \frac{dE}{\left(\frac{dE}{dx}\right)}.$$

Ez tehát azt a távolságot jelenti, amely alatt a részecske a teljes kezdeti energiáját átadja az anyagnak. Nagy *fajlagos ionizációjú* részecskék (ilyenek például az α-részek, nehézionok) hatótávolsága kicsi, a kis fajlagos ionizációjú részecskéké (ilyenek az elektronok, müonok) nagy. Adott sebesség esetén a hatótávolság első közelítésben arányos a részecske tömegével, és fordítva arányos a töltés négyzetével.

hidro-termo-mechanikai egyenletrendszer

A légkör általános mozgását leíró egyenletrendszer, amely a mozgásegyenletekből, a kontinuitási egyenletből, valamint a termodinamikai és a gázegyenletből áll.

holtidő

Elektromos impulzusokat feldolgozó elektronikus berendezések (például *amlpitúdóanalizátor,* számláló, stb.) jellemzésére szolgáló fogalom, amely megmutatja, hogy az illető berendezés egy elektromos impulzus beérkezése után mennyi ideig nem képes újabb impulzust fogadni. A holtidőt vagy időtartamban (a nukleáris technikában általában μs-ban), vagy százalékban szokás megadni. A 10% holtidő azt jelenti, hogy a készülék a beérkező impulzusok 10%-át nem regisztrálja. A holtidő függhet a beérkező impulzusok tulaj-

donságaitól (például amplitúdó), ezért különböző amplitúdóeloszlások esetén a spektrum alakját is befolyásolhatja. Ilyen esetekben figyelembe vétele nehézkes.

hőmérsékleti sugárzás

A testek hőmérsékletük függvényében különböző frekvenciaeloszlású elektromágneses sugárzást bocsátanak ki. Ezt nevezzük hőmérsékleti sugárzásnak. Spektrális eloszlását többnyire a feketetest-sugárzást leíró Planck-görbével adjuk meg.

indukált hasadás

Olyan maghasadás, ami valamely más részecskével való kölcsönhatás következtében (az atommaggal energiát közlünk) jön létre. Az indukáló részecske energiája azonban mindig jelentősen kisebb, mint a hasadásban felszabaduló összes (~200 MeV) energia. – Az indukáló részecskék fajta és energia szerint nagyon különbözők lehetnek. Lehet például gyors, vagy lassú neutron, foton, deuteron stb. Különleges jelentőségű, hogy a legtöbb páratlan tömegszámú transzurán atommag termikus neutronra (E_n~0.025 eV) hasad. A ^{235}U például termikus neutron befogására hasad.

inerciális áramlás

Pusztán a Coriolis-erő hatására kialakuló anticiklonális áramlás.

inkorporáció (testbe épülés)

Élő szervezetbe (növényi, állati, emberi) jutott radioaktív anyagoknak a szervezetbe történő beépülése. A bekerült radioaktív anyagok a fizikai állapotuktól és kémiai sajátosságaiktól függően különböző szervekben, szövetekben feldúsulhatnak, vagy egyenletesen eloszolhatnak a szervezetben. Részt vehetnek az anyagcsere-folyamatokban, és ennek során ki is ürülhetnek a szervezetből. A kiürülésre jellemző a biológiai felezési idő, amely azt az időt jelenti, amely alatt a bevitt atommagok fele kiürül. A radioaktív anyag a szervezetben ezért két okból is fogy: egyrészt fizikailag elbomlik, másrészt biológiailag kiürül (ha nincs utánpótlás). A radioaktív anyag fogyását az effektív felezési idő írja le:

$$\frac{1}{T_{eff}} = \frac{1}{T_{1/2}} + \frac{1}{T_{biol}}.$$

Legveszélyesebbek az inkorporált alfa-sugárzók, mert az alfa-részecskék *w_R-faktora* (biológiai hatásossága) nagy. Veszélyesség szempontjából őket követik a béta- és gamma-sugárzó izotópok.

intertropikus összeáramlási zóna

A két félteke összeáramló passzátszele által az Egyenlítő mentén létrehozott összeáramlási zóna (*InterTropic Convergence Zone*, röviden ITCZ). Ebben a zónában a legmagasabb a hőmérséklet, és igen gyakori a hosszú szélcsendes időszak.

ionizáció

Ha egy atom valamely folyamat hatására elveszti elektronját, ionizációról beszélünk. Az ionizáló folyamatban kilökött elektront primer elektronnak nevezzük, ez a hátrahagyott pozitív töltésű atommal ionpárt alkot.

izomér állapot

Hosszabb, tehát mérhető élettartammal rendelkező gerjesztett magállapot. A hosszabb idő itt kb. 10^{-10} s-nál hosszabb felezési időt jelent.

izoton

Az azonos neutronszámmal rendelkező, de különböző tömegszámú atommagok. Ezeknek a magoknak a kémiai viselkedése a különböző protonszám miatt különböző.

izotóp

Az azonos rendszámú, de különböző tömegszámú atommagokat nevezzük izotópoknak. Ezeknél az azonos rendszám miatt a kémiai viselkedés lényegében azonos.

izotóparány

Egy elem adott izotópjának aránya az elemet alkotó összes izotóphoz képest.

jet stream

Lásd *futóáramlás.*

késő neutronok

A maghasadás során keletkező hasadványok között vannak olyanok *(előfutár magok),* amelyek béta-bomlása olyan leánymagok kialakulására vezet, amely neutront tud emittálni. Mivel ezek a neutronok a magfizikai jelenségek időskáláján igen hosszú felezési idejű béta-bomlás után emittálódnak, ezért a *promt (azonnali) neutronokhoz* képest sokkal később jelennek meg. Ezek a késő neutronok. A ^{235}U termikus neutronokkal indukált hasadása során kibocsátott neutronok 0,64 százaléka ilyen. A késő neutronokat kibocsátó atommagok felezési ideje néhány tized másodperctől kb. egy percig terjed. A felezési idők szerint hat csoportba lehet őket sorolni. Jelentős szerepük van a reaktorok szabályozásában. A reaktort úgy kell megépíteni, hogy a láncreakció feltétele csak a késő neutronhányaddal együtt valósulhasson meg. Műszakilag ugyanis csak ezt a hányadot tudjuk szabályozni, mert itt van elegendő idő ahhoz, hogy technikailag hatékonyan közbeavatkozhassunk. (Lásd még *kritikusság.*)

kiszökési csúcs

A nagy energiájú (1022 keV-nél nagyobb energiájú) gamma-kvantumok detektálásakor jelentkező csúcs(ok) a gamma-spektrumban. A bejövő gamma-kvantum energiája olyan, hogy a detektorban létrehozhat elektron-pozitron párt. A pozitron – kinetikus energiája leadása után – a detektor anyagában lévő elektronnal együtt megsemmisül (lásd *annihiláció*), és két 511 keV-es gamma-foton sugárzódik szét. Ezek a fotonok nagy áthatolóképességük miatt nagy valószínűséggel ki tudnak lépni a detektorból. Ha mind a kettő kilép: kétszeres kiszökésről (angolul: *double escape*), ha csak az egyik: egyszeres kiszökésről *(single escape)* beszélünk. Kétszeres kiszökésnél 1022 keV, egyszeres kiszökésnél 511 keV energia hiányzik a detektorból. A teljes energiájú csúcs mellett 511 keV-vel és 1022 keV-vel lejjebb is megjelenik egy-egy csúcs. Ezeket hívjuk kiszökési csúcsoknak. A tényleges detektorelrendezéstől függően intenzitásuk akár nagyobb is lehet a teljes energiájú csúcsénál. A spektrum értelmezését ezért a nagyobb energiák felől célszerű elkezdeni.

konvekció

A környezeti áramlások esetén a vertikális áramlást jelenti, amelyben a levegő, vagy a víz függőleges mozgása hőt is szállít.

kozmikus sugárzás

A természetes sugárterhelésnek a Napból és a Galaxisunkból származó része. Főleg nagy energiájú protonokból, alfa-részecskékből és gamma-kvantumokból áll. A kozmikus erede-

tű sugárzás reakcióba léphet a légkör felső részében lévő atommagokkal az eredetileg bejövőhöz képest más részecskék, vagy radioaktív atommagok is keletkezhetnek.

környezeti áramlás

Szűkebb értelemben a légkör és a tengerek áramlása. Tágabb értelemben a fogalom tartalmazhatja a folyók és tavak vizének mozgását is.

kötési energia

Az az energia, amely akkor szabadul fel, ha egy összetett rendszert végtelen távol lévő alkotóelemeiből felépítünk.

kritikusság

Reaktorfizikai fogalom. Egy reaktor akkor kritikus, ha benne az önfenntartó láncreakció időben stacionárius módon megvalósul. Szuperkritikus a reaktor akkor, ha a láncreakció időben növekvő, szubkritikus, ha időben csökkenő. A reaktor teljesítménye az időnek exponenciális függvénye:

$$P(t) = P_0 \cdot e^{t/T},$$

ahol T neve periódusidő. Ha a reaktor kritikus, a teljesítmény időben állandó és a periódusidő végtelen. Szubkritikus reaktor periódusideje negatív, szuperkritikusé pozitív.

lamináris áramlás

A lamináris vagy réteges áramlásban a folyadékrétegek egymással párhuzamosan, látható keveredés nélkül mozognak.

leányelem

Más szóval bomlástermék. A bomlási sor egy meghatározott tagja után következő minden egyes atommagot a tag leányelemének hívjuk.

lineáris energiaátadás

Az ionizáló sugárzást elnyelő anyagban egységnyi úthosszon a közvetlenül ionizáló részecskék által leadott energia *(dE/dx)*. Mértékegysége energia/út, itt általában *keV/μm*. Számértéke a sugárzás fajtájától és az elnyelő közeg tulajdonságaitól függ. Nehéz, töltött részecskék esetén nagyobb, könnyű töltött részecskék esetén kisebb. Nem relativisztikus esetekben azonos fajtájú részecskék esetén a részecske energiájával fordítottan arányos. (Lásd még: *fajlagos ionizáció, hatótávolság.*)

magreakció

Olyan magátalakulás vagy más folyamat, amely atommagok kölcsönhatásakor megy végbe.

megengedett dózis

Az a dózis, amelyet jogszabály az ionizáló sugárforrások alkalmazásával kapcsolatban megengedhetőként határoz meg. – A tényleges érték meghatározásának érdemi tartalma szerint olyan dózisszint, amelynél a járulékos sugárterhelésből adódó egészségügyi károsodás valószínűsége jelentősen alatta marad a más eredetű egészségügyi károsodás valószínűségének.

meridionális

Hosszúsági kör menti. A meteorológiában gyakran az észak-déli irányú mozgás kifejezésére használjuk.

moderátor

A ^{235}U atommag neutronok befogódásának hatására bekövetkező hasadásának *mikroszkopikus hatáskeresztmetszete* a *termikus neutronok* energiatartományában a neutronok sebességével fordítottan arányos (*1/v törvény*). Ezért a termikus (lassú) neutronok nagyságrendekkel nagyobb valószínűséggel válthatnak maghasadást, mint gyorsneutronok. Maghasadáskor viszont ~MeV átlagenergiájú neutronok keletkeznek. Ezért az egyik lehetőség arra, hogy hatékonyan hozzunk létre láncreakciót az, hogy a neutronokat lelassítjuk. Ezt a folyamatot moderálásnak nevezzük, és az erre szolgáló közeget moderátornak.

Moderátorként könnyű atommagok jöhetnek szóba, amelyek a neutronnal való ütközéskor a kis tömegük miatt sok energiát át tudnak venni. Így a neutronpár ütközés után lelassul. További fontos feltétel, hogy a moderátornak csak kis valószínűséggel szabad elnyelnie a neutronokat. E két fő szempont, tehát a kis tömeg és a kicsiny neutronbefogási hatáskeresztmetszet szerint válogatva lényegében háromféle moderátort használnak a mai atomreaktorokban:

A közönséges víz jól lassít, de valamennyi neutront el is nyel. Ezért vízmoderátoros atomreaktorokban dúsítani kell, vagyis meg kell növelni a hasadóképes ^{235}U részarányát. A legelterjedtebb reaktortípusokban vízmoderátor van. A paksi atomerőmű is vízmoderátoros.

A nehézvíz jól lassít és nagyon kicsi a neutronbefogási hatáskeresztmetszete. Nehézvíz-moderátoros atomreaktorokban természetes uránból készült fűtőelemek is használhatók. A kanadai gyártású CANDU típusú reaktorok (ilyen a Kolozsvár melletti reaktor) nehézvíz-moderátorosak.

A grafit rosszabbul lassít, mint a víz, de csak nagyon kevéssé nyeli el a neutronokat. A világ első atomreaktora grafitmoderátoros volt. Ilyen típusú volt a Csernobilban 1986-ban balesetet szenvedő reaktor is.

molekuláris viszkozitás

A diffúzió által közvetített nyíróerő kialakulása.

multipolaritás, EM átmeneteké

Az elektromágneses átmeneteknél a sugárzási tér legalább 1, de mindig egész számú $\hbar$ nagyságú impulzusmomentumot elvisz. Egy EM átmenet multipolaritása azt mondja meg, hogy ez az elvitt impulzusmomentum mekkora. A legnagyobb valószínűségű dipólátmenetnél ez 1, kvadrupólátmenetnél 2, oktupólátmenetnél 3, stb. A földi laboratóriumi körülmények között az atomfizikai dipólus átmenetnél magasabb multipolaritású átmenetet nem lehet megfigyelni, mert ha ez tiltott, akkor az atom egyéb úton (például ütközéssel) leadja az energiáját. Az atommagot azonban megvédi az elektronburka, és így a jóval kisebb valószínűségű magasabb multipólátmenetek is bekövetkezhetnek és megfigyelhetők.

müon

A müon az elektron és a tau részecske mellett a leptonok családjába tartozó harmadik elemi részecske. A müon lehet negatív (μ^-), illetve pozitív (μ^+) töltésű, a töltés nagysága egy

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

elemi töltés. A müon tömege az elektrontömegének 206,8-szerese, azaz 105,7 MeV/c^2 (itt c a fénysebesség). Átlagos élettartama $2{,}199 \cdot 10^{-6}$ s. A leptonok nem vesznek részt az erős kölcsönhatásban.

nagy óceáni szállítószalag

A termohalin cirkuláció miatt kialakuló a teljes világóceánra kiterjedő áramlási kör, amelyben a tengervíz mélységi keveredése zajlik. Közismert ábrázolását Broecker alkotta meg 1991-ben.

neutrínó, antineutrínó

Feles spinű, a leptonok családjába tartozó igen kicsiny (~2–3 eV) nyugalmi tömegű semleges – és ezért nagyon nagy áthatolóképességű – elemi részecske. Mindhárom lepton generációhoz, tehát az elektron, a müon és a tau részecskéhez külön neutrínó tartozik, amelyek antirészecskéje a megfelelő antineutrínó. – A β-bomlás tulajdonságait sikerült az elektron-neutrínó létével megmagyarázni. Közvetlenül először a β-bomlásban sikerült kimutatni 1955-ben. Jele ν, antirészecskéje a $\bar{\nu}$. Neutrínó keletkezik proton neutronná, vagy neutron protonná való átalakulásakor a

$$p^+ \rightarrow n^0 + e^+ + \nu$$
$$n^0 \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}$$
$$p^+ + e^- \rightarrow n^0 + \nu$$

típusú magfizikai *β-bomlás*i folyamatokban, az elektron és a pozitron bomlásokban, valamint a K-befogásban.

neutronspektrum

A neutronok energiaeloszlását jelenti. – A reaktorfizikában sokszor szűkebb értelemben a termikus neutronfluxus neutronenergiától való függését nevezzük neutronspektrumnak $\left(\frac{d\Phi}{dE}(E)\right)$. Azt mutatja meg, hogy E energia környezetébe eső egységnyi energiaintervallumban mekkora a neutronfluxus a neutrongázban (reaktorban).

nukleáris fegyverek

Az atommag átalakulásokkal járó energiafelszabadulásokat kihasználó fegyverek. Alaptípusai a hasadásos atombombák és a fúziós energiát felszabadító hidrogénbombák. A felszabaduló energiák a nukleáris fegyvereknél egységnyi tömegre számolva mintegy hat nagyságrenddel, tehát milliószor, nagyobbak, mint a kémiai energiát felhasználó robbanószereknél.

nukleon

A neutron és proton közös elnevezése. Tekintve, hogy a neutron és a proton az erős kölcsönhatásban nagyon hasonlóan vesznek részt, úgy is tekinthetjük, hogy a neutron és a proton a nukleon két megjelenési formája.

nyomási gradiens erő

A lokális nyomáskülönbségből származó erő.

nyomdetektor

Olyan detektortípus, ahol az ionizáló részecske által létrehozott változást láthatóvá tesszük. – Ilyen nyomdetektor a levegő radontartalmának mérésére szolgáló, összegző típusú berendezés. Vékony műanyaglapba behatolva a radon bomlásából származó alfa-részecskék ionizálnak, amely töltésállapot a felszínen és a felszínhez közeli behatolási mélységben megmarad. Ezeket marással láthatóvá tehetjük, és mikroszkóppal összeszámlálva az átlagos radonkoncentráció meghatározható.

okkludált front

A ciklonokban kialakuló a hideg- és melegfront tulajdonságait is tükröző front. Akkor keletkezik, amikor a ciklonban hátrébb haladó hidegfront utoléri az előtte lassabban mozgó melegfrontot.

passzátszél

Mind a déli mind az északi félteke 30^o-os szélességi köre táján, a magasban felhalmozódó levegő a talajon magas nyomást (szubtrópusi magas nyomás) hoz létre, ezért az Egyenlítő felé fújó szél keletkezik. Az Egyenlítő felé fújó szelet a Coriolis-erő az északi féltekén jobbra, a délin balra téríti, ezért a szubtrópusok és az Egyenlítő között az északi féltekén északkeleti, a délin délkeleti szelek fújnak. Őket nevezzük passzátszélnek, illetve angol nyelven *trade wind*nak.

párkeltés

Nagy kvantumenergiájú (>1,02 MeV) elektromágneses sugárzás és az anyag kölcsönhatásának egyik formája. Párkeltés során a gamma-foton energiájának egy része pozitron-elektron párt kelt (nyugalmi tömegük összege=1,02 MeV). A gamma-foton energiájának 1,02 MeV feletti részét a pozitron-elektron pár mozgási energia formájában veszi át.

Az anyagban haladó töltött részecskék ionizálnak, és ezért hamar lefékeződnek. Amikor a pozitron is lelassul, szétsugárzódik *(annihilálódik)* egy, az anyagban lévő elektronnal, és ennek kapcsán két, egymással jó közelítésben 180º-os szöget bezáró, egyenként 511 keV energiájú foton keletkezik. Ezért, ha párkeltés történt, a gamma-spektrumban mindig megjelenik egy 511 keV energiájú csúcs.

Planck-állandó

A mikrofizikában központi szerepet játszó természeti állandó. Értéke $h=6{,}62606957(29)\times10^{-34}$ J.s.

Planck-görbe

A feketetest-sugárzás spektrumát leíró görbe.

Poisson-eloszlás

Az egymástól tökéletesen függetlenül, de azonos valószínűséggel bekövetkező események eloszlását adja meg nagyszámú kísérlet esetén. Erre nagyon jó példa a radioaktív bomlások esete, amikor az egyes atommagok egymástól teljesen függetlenül, de azonos valószínűséggel bomlanak el.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

A Poisson-eloszlás alakja:

$$x(k) = P(a,k) = e^{-a}\frac{a^k}{k!}.$$

Ez megadja, hogy egy *a* paraméterű Poisson-eloszlás esetén az *x* esemény *k*-szor való bekövetkezésének valószínűségét. A Poisson-eloszlás tulajdonsága, hogy az esemény bekövetkezésének várható értéke és szórásnégyzete megegyezik az *a* paraméterrel, azaz

$$\langle x\rangle = a, \text{ és } \sigma_x^2 = a.$$

Megjegyezzük, hogy a Poisson-eloszlás kezelhető, mint a binomiális eloszlás határesete (lásd *binomiális eloszlás*), ha abban a *p* *0*-hoz tart, miközben *n* úgy tart végtelenhez, hogy az $n \cdot p$ szorzat a konstans *a*-hoz tart. – Ha egy eseménytípus Poisson-eloszlást követ, akkor igaz, hogy az események tökéletesen függetlenek egymástól.

pozitron

Az elektronnal azonos tömegű és minden másban azonos tulajdonságú pozitív töltésű részecske. Az elektron antirészecskéje. Az elektronnal egyesülve gamma-fotonok kibocsátása közben megsemmisül *(annihilálódik).*

preparátum

Radioaktív preparátum: radioaktív forrás vagy izotóp.

prompt neutronok

A maghasadás során a folyamatból magfizikai idők alatt ($<10^{-15}$ s) távozó, azonnali neutronok. A hasadásnál a neutronok kibocsátása neutronban gazdag hasadványok létrejöttekor szükségszerű, hiszen a nehéz atommagokban a neutronok és a protonok aránya magasabb, mint ami a hasadványok körüli közepes tömegszámú magok stabilitásához szükséges. Ezért a maghasadást követően szinte azonnal ($<10^{-15}$ s-on belül) neutronok lépnek ki, ezeket hívjuk prompt neutronoknak. Átlagenergiájuk 1 MeV körül van, számuk ^{235}U esetén átlagosan 2,4, (azaz 10 hasadásból átlagosan 24 neutron keletkezik). A hasadás során keletkező neutronok kevesebb, mint egy százaléka csak jóval hosszabb felezési idővel, egyes hasadványok béta-bomlása után bocsátódik ki. Ezek a *késő neutronok.*

Q-faktor (kvalitás-faktor)

Korábban gyakran használt, könnyen érthető, és az egyszerű sugárvédelmi becslésekben jól kezelhető, de nem pontos sugárvédelmi fogalom. Ma már hivatalosan nem használják. A Q-faktor azt fejezi ki, hogy azonos *elnyelt dózis* mellett a különböző típusú ionizáló sugárzások biológiai hatásossága különböző. Definíciószerűen a röntgen- és gamma-sugárzás Q-faktora 1, a többi részecske biológiai hatását ezek hatásához viszonyítjuk. A béta-sugárzás Q-faktora is 1 (hiszen a gamma-sugárzás kölcsönhatásai során másodlagos elektronok, pozitronok jönnek létre), a neutronsugárzásé energiától függően 5–10, az alfa-sugárzásé 10–20, a nehéz, töltött részecskéké (például hasadványok) húsznál is nagyobb lehet. A Q-faktor a sugárzás *fajlagos ionizációjának* monoton növekvő (nem lineáris) függvénye. (Lásd még *fajlagos ionizáció, lineáris energiaátadás*). – A Q-faktor által leírt különböző biológiai sugárhatások jellemzésére ma a sugárzásfajtára és a besugárzott szervre vonatkozó súlytényezők vették át, amelyek természetesen pontosabban leírják a biológiai hatást.

rad

Az *abszorbeált (elnyelt) dózis* a régi egysége, 1 rad=10^{-2} J/kg=0,01 Gy. Ezt a dózisegységet ma már nem használják.

radioaktív családok

A radioaktív α, β és γ bomlásoknál a tömegszám vagy 4-et változik, vagy nem változik. Ezért a radioaktív nehéz magok bomlásakor a tömegszámok néggyel való osztásakor a maradék nem változhat. Így a nehéz radioaktív elemeket négy családhoz lehet rendelni. Ezeket a leghosszabb felezési idejű tagról elnevezve, a ^{238}U, ^{235}U, ^{232}Th, ^{237}Np családok fordulhatnak elvileg elő. Ez utóbbinak 2,2 millió év a felezési ideje, és a Föld kialakulása óta eltelt négy és fél milliárd év alatt lebomlott.

radioaktív egyensúly

(Lásd *szekuláris egyensúly*.)

radiokarbon

A szénnek a 14-es tömegszámú (^{14}C), radioaktív izotópja. Bétasugárzó, a felezési ideje 5730 év. A légkör magas részében keletkezik a kozmikus sugárzásból származó neutronoknak a nitrogénnel való kölcsönhatása során: ^{14}N(n,p)^{14}C reakcióban. A radiokarbon beépül az élő szervezetekbe, és egyensúlyban marad mindaddig, amíg az elő szervezet anyagcserét folytat. Utána az ebből származó aktivitás csökken. Így radioaktív kormeghatározásra alkalmas.

radon

Radioaktív nemesgáz, vegyjele Rn, a rádium leányeleme. A radioaktív bomlási sorok közül a ^{238}U bomlási sorában van a ^{222}Rn, 3,82 napos felezési idővel. A ^{232}Th-ból származik a ^{220}Rn, ennek felezési ideje 55,6 s. Kis felezési ideje miatt a másodiknak nincs sugárvédelmi jelentősége, mert elbomlik, mielőtt kijutna a talajból.

Ráktérítő

A Ráktérítő az Egyenlítőtől északra a 23° 26’ 22’’szélességen helyezkedik el. Azoknak a pontoknak a határgörbéjét jelöli, amelyeknél északabbra már nem fordul elő, hogy a Nap sugarai merőlegesen esnek a Földre. Ez a Ráktérítőn az év egy napján, a déli féltekén észlelt téli napfordulókor (június 21. vagy 22.) fordul elő. Neve onnan ered, hogy 2000 évvel ezelőtt amikor az elnevezést adták, a téli napforduló idején a Nap a Rák csillagképben tartózkodott. Napjainkra azonban a Föld forgástengelyének kismértékű elmozdulása miatt napfordulókor a Nap már az Ikrek csillagképben tartózkodik. A Ráktérítő a trópusi övezet északi határa, innen kezdődik az északi mérsékelt övezet.

reakciósebesség

Az időegység alatt bekövetkező reakciók száma.

$$S = \Phi \cdot \sigma \cdot N ,$$

ahol Φ a beérkező részecskék *fluxusa*, σ a reakció *hatáskeresztmetszete*, N pedig a céltárgymagok száma.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

rem ***(röntgen equivalent man)***

Az egyenérték dózis régi egysége, ma már csak ritkán használják. Egy rem bármely fajta sugárzásnak az mennyisége, amely az emberben 1 *rad* abszorbeált dózisú röntgen-, vagy gamma-sugárzással azonos biológiai hatást vált ki. 1 rem=0,01 Sv.

Rossby-hullám

A Rossby-hullám a forgatott közegek leglassúbb periodikus mozgása. Ha a folyadék fenekét képező domborzat enyhén lejt valamelyik irányban, a helyi örvényesség nem hanyagolható el teljesen, hanem nagyságrendben összehasonlítható a vízmélység lejtés miatti változásával. Ha egy adott részecskékből álló, eredetileg egyenes, örvénymentes folyadékvonalat a sekélyedés irányában a vízszintes síkban meggörbítünk, akkor a vízmélység csökkenése miatt a helyi örvényességnek negatív értéket kell felvennie, hogy a potenciális örvényesség állandó maradhasson. Mélyebb rétegbe való vízszintes kitérítés esetén pedig pozitív többletörvényességnek kell kialakulnia. Az örvényesség változása mindig ugyanabba az irányba sodorja a folyadékvonalat, miközben pozitív forgatási szögsebesség (északi félteke) esetén a haladás irányától jobbra esik a sekélyebb közeg, és fordítva.

A létrejövő hullám a topografikus Rossby-hullám, amelyben a folyadékoszlopok nagyon lassan oszcillálnak föl-le, és a változó mélység miatt az oszlopok örvényessége is periodikusan változik. A vízfelszín behorpadása vagy kidudorodása (amely *ciklonális,* illetve *anticiklonális áramlás*t kelt) elősegítheti a Rossby-hullám keletkezését, vagy befolyásolhatja a már meglevő hullámot. Egyenletesen lejtő domborzat esetén a Rossby-hullám szinusz alakú.

A természetben jellemzően az óceánok enyhén lejtő partjai mentén alakulnak ki topografikus Rossby-hullámok. Nagyon lassúak, sebességük néhány km/h, periódusidejük néhány nap. Tipikus hullámhosszuk 100 km körüli. A Föld görbülete miatt is keletkeznek ilyen hullámok, ezek az ún. planetáris Rossby-hullámok, amelyek a légköri folyamatokat és az időjárást befolyásolják.

Rossby-szám

A Coriolis-erő szerepének fontosságát meghatározó dimenziótlan szám. Megadja a Coriolis-erő részesedését a hidrodinamikai mozgást okozó eredő erőhöz vagy a nem forgatott rendszerbeli erőkhöz képest. A Coriolis-erő akkor jelentős, ha a Rossby-szám kicsi.

Egy állandó Ω szögsebességgel forgatott edényben történő, annak teljes L szélességét kitöltő, U vízszintes átlagsebességű áramlás Rossby-számát az alábbi összefüggés adja meg:

$$Ro = \frac{U}{2\Omega L}.$$

Nagy skálájú környezeti áramlások adataival a Föld naponkénti 1 fordulatnyi szögsebességével a Rossby-szám 0,1 körülinek, vagy annál kisebb értéknek adódik. Az ilyen áramlásoknál tehát a Coriolis-erő szerepe jelentős.

röntgensugárzás

Az atom elektronhéjának legerjesztődésekor keletkező elektromágneses sugárzás. W. K. Röntgen fedezte fel 1895-ben. Ugyanúgy elektromágneses sugárzás, mint a fény, de a hullámhossza 3–4 nagyságrenddel kisebb, 1–10 Å körül van. – Régi terminológia szerint az

elektromágneses spektrum ~10 eV–100 keV közötti része. Az ennél kisebb energiájú sugárzást, ultraibolyának, a nagyobbat gamma-sugárzásnak hívták. – Az atommagból kilépő elektromágneses sugárzást mindig gamma-sugárzásnak hívjuk.

SAR (*Specific Absorption Rate,* fajlagos elnyelési sebesség)

Biológiai rendszerek, anyagok tömegegységének elektromágneses hullámokra vonatkozó elnyelési sebessége. Egysége [W/kg].

sekély folyadék

Olyan folyadéktartomány, melyben az átlagos mélység sokkal kisebb a vízszintes kiterjedéshez képest. Az ilyen közegben függőleges irányban – „helyszűke" miatt – eleve csak nagyon lassú mozgások alakulhatnak ki.

sievert

Az *effektív dózis*nak (és az *egyenérték dózis*nak) az egysége a Sv (sievert). Az effektív és egyenérték dózis az ionizáló sugárzások biológiai hatását is figyelembe vevő dózismennyiség. (Elnevezés: R. M. Sievert sugárbiológusról, 1896–1966.) – Ezen mennyiségeknek régebbi, de néha ma is használatos egysége a rem volt: 1 rem=0,01 Sv.

Sievert, Rolf Maximilien

Rolf Maximilian Sievert (1896–1966) svéd fizikus, akinek fő területe a dozimetria, radiológia és sugárvédelem volt. Az ő tiszteletére 1978-ban az egyenértékű dózis egységét róla nevezték el.

spontán hasadás

Olyan hasadás, amely külső behatás nélkül, részecske vagy energia atommaggal való közlése nélkül következik be.

sugárzásos befogás

Ha egy mag befog (elnyel) egy részecskét (például neutront), a keletkező mag általában erősen gerjesztett állapotban marad vissza. Ha e mag csak γ foton kibocsátásával kerülhet alapállapotba, ekkor beszélünk sugárzásos befogásról. Ilyen esetekben a keletkező mag tömegszáma megváltozik. Leggyakoribb esete a termikus neutronok sugárzásos befogása, azaz az (n_{th},γ) reakció. E reakció hatáskeresztmetszete a neutron sebességével fordítottan arányos *(1/v törvény)*, így lassú neutronokra nagy értékeket vehet fel.

súrlódási feszültség

A súrlódási erő következtében keletkező nyírófeszültség.

szabadgyök

Elektromosan semleges molekula pár nélküli elektronnal. A páratlan elektron párt keres, ezért a szabadgyökök aktív redukálók és oxidálók. Az ionizáló sugárzások biológiai hatásai mechanizmusában döntő szerepet tulajdonítanak a keletkező szabadgyököknak.

szabad úthossz

Egy részecske átlagos szabad úthosszán a magfizikában két magreakció között megtett távolság várható értékét értjük. Az átlagos szabad úthossz a *makroszkopikus hatáskeresztmetszet* (lásd ott) reciproka.

 © Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE

szcintillátor

Olyan anyag, amelynek atomjai, molekulái gerjesztés után látható fény kibocsátásával, fényfelvillanással, szcintillációval szabadulnak meg az energiájuktól. A nukleáris technikában használunk mind szilárd, mind folyékony szcintillátorokat. A gamma-spektroszkópiában használt szcintillátor a Tl-al aktivált NaI(Tl) kristály. Az aktiváló anyag azért szükséges, mert így a kibocsátott fény a (fotoelektron-sokszorozó számára is) látható tartományban van. Kis energiájú β-részecskék detektálására gyakran folyadékszcintillátorokat használunk., amelyekbe belekeverik a mérendő anyagot. (Lásd *szcintillációs koktél.*)

A szcintillátorok által kibocsátott fény hullámhossza a szcintillátorra anyagára jellemző, a fény intenzitása pedig a gerjesztett atomok, illetve molekulák számától függ. Ezért a fény intenzitásának mérésével következtetni lehet az ionizáló sugárzás által a szcintillátor anyagában leadott energiára. – A szcintillációt általában *fotoelektronsokszorozó* figyeli, és ez alakítja át a fényjelet elektromos impulzussá oly módon, hogy a fény intenzitása és az elektromos impulzus amplitúdója között szoros kapcsolat marad.

szekuláris egyensúly

Egy bomlási sor esetén, ha az anyaelem bomlásállandója az összes leányeleménél sokkal kisebb $\lambda_1 << \lambda_2, \lambda_3, \ldots \lambda_n$, tehát a felezési ideje az összes többinél sokkal hosszabb, akkor elegendően hosszú idő után a hosszú felezési idejű anyamag és az összes leányelem aktivitása ugyanaz lesz, tehát fennáll, hogy $A_1 = A_2 = A_3, \ldots A_n$. Ezt az állapotot szekuláris egyensúlynak vagy radioaktív nevezzük. (Lásd *radioaktív egyensúly*.)

szerves és szervetlen szcintillátorok

A legelterjedtebb gamma-sugárzásra a szokásos NaI(Tl) kristályon kívül más anyagokat is használnak szcintillátornak, sugárzástól függően. – Az alábbiakban néhány példát mutatunk tipikus szcintillátorokra.

Szervetlen szcintillátorok:

Gamma-sugárzásra: NaI (Tl), azaz nátium-jodid talliummal aktiválva, CsI (Tl), $Bi_4Ge_3O_{12}$.

Alfa-, béta- és protonsugárzásra: CsI(Na).

Alfa-, béta- és nehézion-sugárzásra: ZnS (Ag).

Neutronra: LiI (Eu), CsF, CaF_2(Eu).

Ezek általában egykristályok, ahol a valenciasávból a vezetési sávba emelődnek fel az elektronok. A kristályba beültetett szcintillációs centrumok gondoskodnak a fénykibocsátásról.

Szerves szcintillátorok: antracén, stilbén és naftalinkristályok, valamint szerves folyadékok és plasztikok.

Ezek aromás szénhidrogének, egymással laza kapcsolatban lévő molekulákból állnak. A fényt ugyanaz a molekula bocsátja ki, mint amelyik a gerjesztést fölvette. (Lásd még: *szcintillátorok.*)

szoliton hullámok

A sekély vízben előforduló, nagy amplitúdójú nem lineáris hullámok. A szolitonok egyik külön érdekessége, hogy hullámcsomag jellegűek, és részecsketulajdonsággal is rendelkeznek (például ütközés után visszanyerik eredeti alakjukat). Rétegzett folyadékokban a szolitonok kétfélék lehetnek. Belső szolitonok a közeg belsejében, a különböző sűrűségű rétegek határán terjednek. Ezeket a természetben keltheti például az árapályhatás az óceánok felső, melegebb vízrétegét az alsótól elválasztó ún. termoklin zónában, vagy egy gyorsan mozgó hidegfront az előtte tolt meleg levegőben. Felszíni szolitonok a szabad felszínen jönnek létre. Ezekre félelmetes példa a vizes közegben a földrengések által keltett „cunamik", amelyek több ezer km-t is haladnak az óceánban, mielőtt a sekély partokon megtörve pusztító energiájuk felszabadul.

szomatikus sugárhatások

A besugárzott egyed testi sugárkárosodásai.

sztratoszféra

A sztratoszféra a Föld légkörének azon kb. 10–50 km magasságban lévő rétege, amelyben a magasabb hőmérsékletű légrétegek feljebb, az alacsonyabb hőmérsékletűek pedig lejjebb helyezkednek el.

szubgradiens szél

Amikor a nyomási gradiens erő hirtelen megnő, akkor egy ideig nagyobb lesz, mint a Coriolis-erő. Ekkor keletkezik a szubgradiens szél. Ez szél nem stabilizálódhat, mert a szél a nyomásmezőt gyorsan átrendezi.

szupercella

Nagy kiterjedésű hosszú élettartamú, pusztító erejű zivatarcella.

szupergradiens szél

Amikor a nyomásgradiens hirtelen csökken, akkor a Coriolis-erő nagyobb lesz, mint a gradiens erő. Az ekkor kialakuló szél az úgynevezett *szupergradiens* szél, amely átfúj az izobárokon, mégpedig érdekes módon az alacsonyabb nyomású hely felől a magasabb nyomású hely irányába. A szupergradiens szél nem stabilizálódhat, mert olyan sűrűségváltozást hoz létre, amely a nyomásmezőt is átalakítja.

szupernóva-robbanás

A szupernóva-robbanás a Napnál nagyobb tömegű csillag végső nagy robbanása. A szupernóvákat tekintjük az oxigénnél nehezebb elemek kialakulása fő forrásának. A vasnál nehezebb elemek a szupernóva-robbanás során fellépő nukleoszintézisben keletkeznek.

teljes energiájú csúcs (régebben fotocsúcs)

A gamma- vagy röntgenspektrum a detektálásakor a detektor válaszspektrumának jellemző, csúcsszerű része. Olyan események kerülnek ide, amelyeknél a részecske a teljes energiáját át tudja adni a detektornak úgy, hogy vagy egy lépéssel, fotoeffektussal egy elektronnak adja át a teljes energiát, vagy előbb Compton-szórásokkal energiát veszítve végül még az érzékeny térfogatban megsemmisül egy fotoeffektusban. (A kis hatótávolságú elektron általában nem kerül ki a detektor térfogatból.) Ebben az esetben a detektor típusától függően keskenyebb-szélesebb, közelítőleg Gauss-alakú görbe jelenik meg a spektrum-

ban. A csúcs helye a detektált sugárzás energiájára, a csúcs alatti terület pedig a sugárzás intenzitására ad információt. – Megjegyezzük, hogy az általában alkalmazott detektorokra a teljes energia leadása legtöbbször többszörös szórási folyamatban következik be, nem egyetlen fotoeffektus útján.

teljesítmény (egysége: W, kW, MW, GW, TW, PW)

Az időegység alatt elvégzett munka. Egysége a W, 1 W=1 J/s. 1 kW 1000, 1 MW 10^6, 1 GW 10^9, 1 TW 10^{12}, 1 PW 10^{15}, 1 EW 10^{18}.

teljes (totális) hatáskeresztmetszet

A teljes hatáskeresztmetszet a céltárgymagok és a bombázó részecskék az összes lehetséges kölcsönhatására vonatkozó hatáskeresztmetszetek összege.

A totális hatáskeresztmetszet a nyalábok intenzitáscsökkenésével egyszerű kapcsolatban van. Bevezetve ugyanis a totális hatáskeresztmetszetre a σ_{tot} jelölést, egy I intenzitású nyaláb n_c sűrűségű dx vastagságú fólián való keresztülhaladásakor bekövetkező dI gyengülésére nyilvánvalóan igaz:

$$\frac{dI}{I} = -n_c \cdot \sigma_{tot} \cdot dx.$$

Ennek integrálásával kapjuk, hogy:

$$I = I_0 e^{-\sigma_{tot} x},$$

ahol I_0 a beérkező nyaláb gyengítetlen intenzitása. Ezen összefüggés alapján a teljes hatáskeresztmetszet a beeső nyaláb intenzitásának gyengülése alapján egyszerűen mérhető.

termikus neutronok

Termikus neutronoknak a környezetével hőmérsékleti egyensúlyban lévő neutrongázban lévő neutronokat nevezzük. A termikus neutronok sebességeloszlása – egy gáz részecskéihez hasonlóan – Maxwell-Boltzmann eloszlást követ. A termikus neutron energiájának várható értéke szobahőmérsékleten kb. 0,025 eV. – Egy termikus neutronokkal működő atomreaktorban a neutronspektrum kis energiájú része jó közelítéssel termikus neutronokból áll. Egy kis eltérést az okoz, hogy a tökéletes Maxwell-Boltzmann eloszláshoz képest a tényleges eloszlás nagy energiájú része megemelkedik, hiszen a termikus neutronok lassítással a nagyenergiás tartományból keletkeznek, az eloszlás alacsonyenergiás része pedig kissé lesüllyed, mert a neutronelnyelés hatáskeresztmetszete a neutronok sebességével fordított arányban áll, és ezért a kis sebességű neutronok jobban fogynak. Ennek a kis eltolódásnak az az eredménye, hogy a neutrongáz effektív hőmérséklete valamivel magasabb, mint annak a közegnek a hőmérséklete, amellyel „termikus egyensúlyban” áll.

termohalin cirkuláció

A tengerek mélységi vertikális cirkulációja, amelynek hajtóereje a sótartalom- és a hőmérséklet-különbségek miatt kialakuló sűrűségkülönbség. Jellemző vonása, hogy a magasabb szélességek sugárzási hiányos területein a tengerek hideg vize alábukik, és a tenger mélyén szétterülve az alacsonyabb szélességek felé halad.

ermikus neutron

Olyan neutronok, amelyek mozgási energiája a szobahőmérsékletű gázok átlagos kinetikus energiája, ~0,025 eV körül van.

termoklin

A tenger felszínén lévő homogénnek tekinthető, jól átkeveredett réteg alatt helyezkedik el a termoklinnek nevezett réteg, amelyben a hőmérséklet és a sűrűség erőteljesen változik a mélységgel. Ez a réteg az állandó hőmérsékletűnek tekinthető mélytengeri rétegig tart. Nagyságrendileg a felszíni réteg 100, a termoklin 1000 *m* vastagságú, a pontos érték azonban erősen függ a körülményektől.

térszög

A térszög a térnek az a része, amelyet egy *P* pontból kiinduló, az illető pontot egy zárt görbe összes pontjával összekötő félegyenesek határolnak. A térszög ennek a zárt görbének az adott pontból való látószögét adja meg. Az *Ω* térszöget annak az *A* felületnek, amelyet a *P* pont körül húzott *r* sugarú gömb vág ki a félegyenesek metszésével, és az r^2 arányával mérjük $\Omega=A/r^2$ az így meghatározott steradokban. A teljes tér e szerint 4π térszögnek felel meg. – A fizikában fontos szerepe van annak, hogy például a reakciópontból mekkora térszög alatt látják a kirepülő részecskék a detektort.

tömegabszorpciós koefficiens

Gamma-sugaraknak egy anyagban való exponenciális gyengülését leíró, az anyag minőségétől és a sugárzás energiájától függő mennyiség az abszorpciós együttható. Egysége [1/m]. Ezt sokszor elosztják az anyag sűrűségével, és megadják a tömegabszorpciós koefficienst. Ennek egysége [m^2/kg].

tömeghiány (tömegdeffektus)

Az a jelenség, amely szerint egy összetett rendszer tömege kisebb, mint az alkotó elemei tömegének az összege. Ez minden kötött rendszerre igaz, de jelentős eltérés az atommagoknál mutatkozik a nagy kötési energiák miatt. Az atommagok tömege a kötési energiának megfelelő tömeggel kisebb, mint az alkotó szabad protonok és neutronok tömegének az összege.

trade wind

Passzátszél.

trícium

A hidrogén 3-as tömegszámú izotópja, jele ^{3}H. Lágy β-bomló (E_{max}=18,6 keV), a felezési ideje 12,3 év. A légkör magas részein folyamatosan keletkezik a kozmikus sugárzással érkező neutronoknak a légköri nitrogénnel való reakciójában (^{14}N(n,^{3}H)^{12}C), illetve a napszéllel érkezik a Napból.

troposzféra

A troposzféra a légkör azon alsó, kb. 10 km vastag rétege, ahol az időjárási jelenségek nagy része lejátszódik.

turbulens viszkozitás

Amikor a folyadékrétegek között fellépő nyíróerőben a turbulens mozgás is szerepet játszik, turbulens viszkozitásról beszélünk.

ütközési paraméter

Egy részecskével való bombázás esetén a bombázó részecske aszimptotikus pályaegyenese és a vele párhuzamos, a bombázott atom tömegközéppontján átmenő egyenes közötti

távolságot ütközési paraméternek hívjuk. Az ütközési paraméter az attól való távolsággal jellemzi a centrális ütközést kijelölő pályától eltérő bombázó részecske pályát.

várható érték

Azonos körülmények között azonos módszerrel elvégzett mérések – ha a mérések pontossága elég nagy – általában különböző eredményre vezetnek. Ilyenkor az egyes mérések helyett célszerűbb elfogadni a mért értéknek a mérések átlagát elfogadni:

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^{n} x_i}{n} \quad .$$

A mérések várható értékének a

$$\langle x \rangle = \lim_{n\to\infty} \sum_{i=1}^{n} \frac{x_i}{n}$$

határértéket tekintjük, ahol <x> a mérés várható értéke.

Valójában soha nem végezhetünk végtelen számú mérést, így gyakorlati esetben a várható értéktől kissé eltérő – lehetőleg minél nagyobb számú mérésből származó – átlagértékkel közelítjük a várható értéket. – Ismert eloszlás esetében a várható érték számolható. Ha az x_i mennyiség p_i valószínűséggel következik be, ahol $\sum_{i=-\infty}^{+\infty} p_i = 1$, és $p_i \geq 0$, akkor **<x>** $= \sum_{i=-\infty}^{+\infty} x_i p_i$.

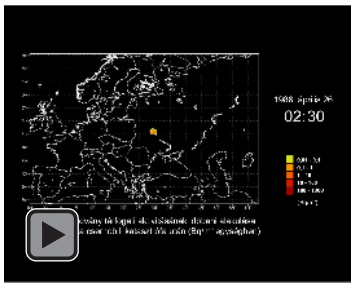
visszaszórási csúcs

A gamma-spektroszkópiában a spektrum kis energiájú részén keletkező csúcs. Keletkezésének fő oka az, hogy gyakran olyan mérési elrendezéssel dolgozunk, amelyben a gamma-sugárzó preparátum a hengeres detektor tengelyében van. Ilyenkor lehetséges, hogy gamma-kvantumok előbb kölcsönhatás nélkül átjutnak a detektor érzékeny térfogatán, de Compton-szóródnak a mögötte lévő anyagon. Ebben a Compton-szórásban keletkezett gamma-kvantum visszaszóródhat a detektor érzékeny térfogatába. Ha belegondolunk, még azt is beláthatjuk, hogy viszonylag kicsiny az a térszög is, ahonnan ez a visszaszóródás bekövetkezhet. Így keletkezik csúcs a detektor spektrumában. – Tekintve, hogy a visszaszórással legnagyobb valószínűséggel a 180°-ban szórt fotonok jutnak be, ezért a csúcs helye olyan, hogy a Compton-élnek és a visszaszórási csúcsnak az összege a teljes energicsúcs értékét adja ki. (Lásd még: *teljes energiájú csúcs*, *Compton-szórás*.)

w_R súlyfaktor

A Q-faktor helyett használt mai sugárvédelmi fogalom. w_R az R típusú sugárzás károsító hatásának súlytényezője, az egyes sugárzásokra jellemző dimenzió nélküli szám. (Lásd *Q-faktor*).

7.3. Animáció



1. animáció: ^{137}Cs aktivitás útja az eltelt idő függvényében a csernobili atombaleset után

Vissza a lábjegyzethez.

© Kiss Ádám, Tasnádi Péter, ELTE