LÉGKÖRI JELENSÉGEK A FIZIKA TANÍTÁSBAN

Döménynné Ságodi Ibolya és Tasnádi Péter

I. BEVEZETÉS 4
I.1. A motiváció szerepe a tanításban 5

II. Légköri optika 7
II.1. A szivárvány 7
II.1.1. Többszörös szivárványok 11
II.2. A halojelenségek 16
II.3. Gyakori halojelenségek 19
II.3.1. A 22°-os halo 19
II.3.2. A 46°-os halo 20
II.3.3. Melléknap, melléknap-kör 21
II.3.4. Nap-pillér 22
II.3.5. A Circumzenithalis ív 24
II.3.5.1 A cirkumzenitális ív zenittől mért szöge 25
II.3.6. Cirkumhorizontális ívek 26
II.3.6.1 A cirkumhorizontális ívek zenittávolsága 27
II.4. Ritkán látható halojelenségek 28
II.4.1. Lowitz-ívek 28
II.4.1.1 Motiváció 28
II.4.1.2 A Lowitz ív magyarázata. 29
II.4.2. Tangenciális ívek 31
II.4.3. Supra- és infralaterális ívek 31
II.4.4. A Wegener-ív 32
II.4.5. Tricker-ív 32

II.4.6. Parry-ívek ... 33
II.4.6.1 Motiváció ... 33
II.4.6.2 A Parry orientáció ... 34
II.4.6.3 A Parry ívek létrejöttének feltételei ... 35
II.4.6.4 Supra- és infralaterális Parry-ívek ... 37
II.4.7. Piramidális kristályokon létrejövő halok ... 38
II.4.8. Egy összetett halo ... 42
II.5. Módszertani ajánlások ... 43

III. Mitől függ az időjárás? ... 44
III.1. A Föld távolról nézve ... 44
III.1.1. A Föld tengelye dőlt ... 49
III.2. Áramlások a légkörben ... 49
III.3. A ciklonok és anticiklonok forgása ... 54
III.3.1. Módszertani megjegyzés ... 55
III.4. A Coriolis erőhatása a légkörben ... 55
III.4.1. Ciklonok, anticiklonok, frontok ... 59
III.4.2. Szélsebesség a ciklonokban és az anticiklonokban ... 63
III.4.2.1 Az egyenlítői mozgás ... 64
III.4.2.2 Nemegyenlítői mozgás pozitív diszkriminánsesetén ... 64
III.4.2.3 Nemegyenlítői mozgás negatív diszkriminánsesetén ... 65

IV. A zivatarfelhő ... 66
IV.1. A zivatarfelhők összetétele és keletkezése ... 67
IV.1.1. Méretek, összetétel ... 68
IV.1.2. Miért keletkezik a feláramlás? ... 68
IV.2. Zivatarláncok és szupercellák ... 71
IV.3. Többcellás zivatar ... 73
IV.4. A szupercella ... 74

IV.5. A zivatarelektromosság 75
IV.5.1. Wilson és Simpson vitája. 75
IV.5.2. A jelenlegi elképzelés 76
IV.5.3. A töltések keletkezése a zivatarfelhőben 77
IV.5.4. A nagy légköri áramkör. 78
IV.5.5. A villámok keletkezése 80
IV.5.6. Sprites, elves, és jets 81

V. Függelék 83
V.1. A prizmán megtörő fény 83
V.1.1. Kisszögű határeset 83
V.2. Történelmi halofeljegyzések 87
V.2.1. Halojelenségek a történelemben 87
V.2.1.1Plinius a halojelenségekről 89
V.2.1.2Korabeli halo rajzok 91
V.2.1.3Der Schedelschen Weltchronik, 1493**Hiba! A könyvjelző nem léte**
V.3. A Coriolis-erő 93

I. BEVEZETÉS

Az utóbbi évtizedekben hazánkban a természettudományos közoktatás válságba került. A válság jeleit pregnánsan mutatják a pedagógiai felmérések, de az egyetemek bevezető kurzusait vezető oktatók is folyamatosan jelzik, az egyetemre belépő hallgatók szakmai műveltsége és érdeklődése folyamatosan csökken. Érezhetők azonban ezek a hatások a középiskolákban is, egyre nehezebb a diákok érdeklődését felkelteni a természettudományok iránt és hatalmas ellentmondás feszül a növekvő természettudományos tényanyag, a csökkenő óraszámok valamint a hagyományosan elméleti megközelítésű tankönyvi anyagok között.

Az 1970-es és 80-as évek nemzetközi felmérései szerint a magyar gyerekek a természettudományok terén még a legjobbak közt voltak, mára azonban a középmezőnybe estek vissza. A hazai felmérések szerint a tanulók lexikális ismeretei még most is viszonylag jók (bár az egyetemi bevezető kurzusok tapasztalatai alapján már ez is megkérdőjelezhető) hatalmas hiányosságok mutatkoznak azonban a tanult ismeretek megértésében, és ezzel összefüggésben az ismeretek alkalmazásában.

További alapvető problémáját jeleznek a helyi és országos szintű attitűdvizsgálatok is: a gyerekek nem szeretik a fizikát és kémiát, a tantárgyak kedveltségi rangsorában a fizika mindenütt az utolsó helyek valamelyikén van.

A megoldás egyik eleme lehet, ha a tananyagba olyan témákat tudunk beépíteni, amelyek kapcsolatosak a való élettel, felkeltik a tanulók érdeklődését és az elméleti ismeretek iránti igényt a gyakorlati alkalmazásokon keresztül ébresztik fel.

Ebben a tanulmányban a légkörfizika és meteorológia jelenség és gyakorlati anyagából adunk kínálatot a fizikaórák érdekesebbé tételére és a meteorológiai előrejelzések és mérőeszközök adta tapasztalatok értelmezésére. Az anyag szándékosan nincsen egyetlen szálra felfűzve, inkább mozaikszerű rövidebb témákat kínál, hogy a rövidebb részek

egymástól függetlenül is beépíthetőek legyenek a tananyagba. Igyekszünk a témákat több szintre bontva tárgyalni, az egyszerűbb tanórán is feldolgozható anyag mellett megadjuk a tanárok számára szükséges háttérismereteket is.

A tanulmány kapcsolódik az ELTE TTK Oktatásmódszertani Centruma által kidolgozott integrált szellemmű természettudományos kerettantervhez, a kerettanterv szellemében kínál válogatást és ad ajánlást a tanári munkához

I.1. *A motiváció szerepe a tanításban*

A diákok érdeklődésének hiánya, a az egyetemre kerülő hallgatók tudásának gyengülése világszerte arra indította a módszertannal foglalkozó kutatókat és tanárokat, hogy az okok felderítése mellett keressék az eszközöket a természettudományos tantárgyak vonzóvá tételének lehetőségeit, és a diákok természettudományos műveltségének javítására alkalmas módszereket.

Ebben a kutatásban fontos szerepet tölt be a tanulói motiváció vizsgálata. (Dalgerty, Coll, & Jones, 2003 Zusho, Pintrich, & Coppola, 2003). Jól ismert ugyanis hogy a gyenge motiváció következménye többnyire gyenge tudás és tanulmányi eredmény. Mindazonáltal nem világos, hogy pontosan melyik tanuló motivációja gyenge, s mi ennek az oka. A tanár számára, aki javítani kíván tanulóinak természettudományok iránt attitűdjén, ezeknek a kérdéseknek a megválaszolása rendkívül fontos.

Általános értelemben az iskola szempontjából a motiváció, a tanulók olyan belső késztetése, amely fenntartja a magas szintű, cél-orientált tanulmányi tevékenységüket. A motiváció tanulmányozása során a kutatók vizsgálták, hogy mi készteti a tanulókat a természettudományos tárgyak intenzív tanulására. Glynn and Koballa (Glynn & Coballa, 2006) a természettudományos motiváció vizsgálatára speciális kérdőívet (Science Motivation Questionnaire) dolgozott ki, amelynek segítségével felfedhetők a a tanulói motiváció összetevői, és amellyel kiértékelhető a különböző tanítási stratégiák hatékonysága a tanulói motiváció javítása tekintetében.

Glynn és szerzőtársai (Glynn, S. M.,Taasoobshirazi, G. & Brickman, P. ,2009) megmutatták, hogy a természettudományok tanulásának motivációjában sokféle faktor (jó osztályzat elérése, gyakorlati problémák megoldásának elősegítése, egyetemi tanulmányok előkészítése stb.) játszik szerepet, az egyik legfontosabb motivációs tényező azonban a „belső" motiváció, amikor a tanuló a természettudományt magának a természettudománynak a kedvéért tanulja. Nyilvánvaló, hogy alapvetően ez a belső indíttatás lehet a legerősebb és leghasznosabb motiváció a természettudományok tanulásának magas támogatásában, mert ez éppen a leginkább veszélyes attitűdöt a tárgy iránt érzett ellenszenvet kapcsolja ki.

A belső motiváció erősítésére a világon mindenütt erőfeszítéseket tesznek a tananyag érdekesebbé, vonzóbbá tételére és a tanulói attitűd javítását segítő módszerek bevezetésére. A természettudományos tárgyakat tanító tanárok többsége egyetért abban, hogy a tananyagot közelíteni kell a gyakorlati élethez és a tanulói aktivitást segítő módszereket kell alkalmazni. A tanulói projektek, önálló kísérletek segíthetik az egyéni képességek kibontakozását és az aktív tanulói munkát. Az interdiszciplináris témák feldolgozása javíthatja a tantárgyi szinten megtanult természettudományos törvények mélyebb és sokoldalú megértését.

Az életközeli és interdiszciplináris problémák önálló feldolgozásának természetesen vannak veszélyei is. Könnyen előkerülhetnek olyan kérdések, amelyeknek első pillantásra semmi közük sincsen a természettudományhoz. Emiatt az önálló feldolgozásra kiválasztott témákat gondosan kell válogatnunk, figyelembe véve, hogy a fizika a diákok speciális kognitív fejlesztését célozza. Irányítanunk kell tehát a diákokat, hogy a hétköznapi témák önálló feldolgozása során érvényesítsék a természettudományos szempontokat. Ez lényegében modellalkotási kérdés. Ebben a tanulók minden bizonnyal gyakorlatlanok, irányítanunk kell tehát őket a fizikai törvények alkalmazásával megérthető, magyarázható vonások kiemelésére. Ez a modellalkotási munka támogatja talán leginkább a fizikai törvények mélyebb megértését és a hatásos alkalmazhatóságukba vetett hit kialakulását.

Ebben a dolgozatban a légkörfizikából kínálunk témákat a fizikai törvények alkalmazására. Megmutatjuk, hogy a légköri optika és az

áramlások egyes témakörei a középiskolai tananyag alapján értelmezhető érdekes problémákkal színesíthetik a tanítást.

II. Légköri optika

A légkör csodálatos és néha félelmetes jelenségeket mutat. A szivárvány, a villámok és a halo jelenségek mindnyájunk napi tapasztalataihoz hozzátartoznak, ugyanakkor mégsem olyan gyakoriak, hogy rácsodálkozás nélkül mennénk el mellettük. Megfigyelésük, fényképezésük esetleg kontrollált körülmények közötti reprodukciójuk mindenképpen motiváló erejű.

A ritkábban, illetve csak éjszaka látható sarki fény, világító felhők, sprite-ok elvesek pedig igazi csemegét jelenthetnek az égi jelenségek megfigyelői számára.

A sokszínű jelenségkör többféle szinten is feldolgozható, az egyszerű jelenség megfigyeléstől a különböző szintű modellek felhasználásával adott leírásig.

II.1. *A szivárvány*

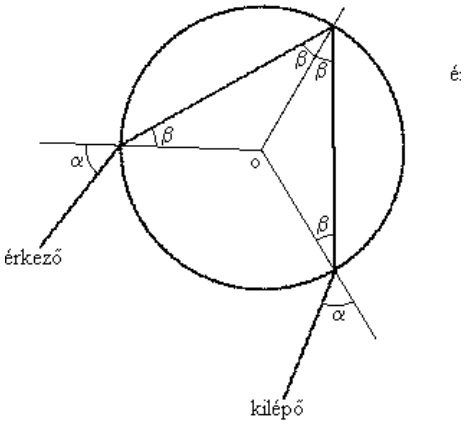
A légkör fénytüneményeinek tárgyalását mindenképpen a szivárvánnyal érdemes kezdeni. A jelenség csodálatos (II.1-1. .ábra) és jó alkalmat teremt az Interneten található szivárvány képek összegyűjtése mellett saját felvételek készítésére. A természetes körülmények között készített saját felvételek mellett igen szép szivárványok alakulnak ki a kerti locsolók szórt vízcseppjein is. A (II.1-1. .ábra) komplex jelenséget mutat, a főszivárvány mellett megjelenik a mellékszivárvány íve is. Azonnal felmerül a kérdés, mi szabja meg a szivárvány és a mellékszivárvány ívének szögét és miért fordított a két szivárványív színeinek sorrendje.

II.1-1. .ábra Szivárvány és mellékszivárvány

A szivárvány keletkezését a történelem során sokan próbálták megmagyarázni, az első igazán helyes értelmezés Descartes nevéhez fűződik. Bár Descartes színelmélete nem volt alkalmas a szivárvány színeinek magyarázatára, de pontosan megadta a szivárványív szögét, és létrejöttének feltételét. Következtetéseire szerkesztéssorozat útján jutott. Modellként vízzel töltött üveggömböt használt. Eredményeit táblázatba foglalva állapította meg, hogy a szivárványív kialakításában csak meghatározott irányból érkező sugarak vesznek részt.

A légköroptikai jelenségek keletkezésük fizikai mechanizmusa is csoportosíthatók. E szempontból a szivárványok (és a halok is) –a legegyszerűbbek, mert pusztán vízcseppeken (illetve jégkristályokon) bekövetkező fénytörések és fényvisszaverődések eredményei. A szivárvány esetén a levegőben haladó fénysugarak a vízcsepp optikailag sűrűbb közegéhez érve a két közeg határán megtörnek, majd a cseppekben, történő esetleges visszaverődések után a határfelület egy másik pontján ismét megtörve kilépnek a cseppekből. Azt mondhatjuk, hogy a vízcseppek és a jégkristályok a fénysugarak útjába helyezett kis prizmákként viselkednek.
Az ábra vízcseppen áthaladó fény útját mutatja a beesési és törési szögekkel valamint a beesési merőlegeseket.

A folyamat lényege a fénysugarak törés és visszaverődés következtében létrejött eltérülése, deviációja. A sugarak deviációja a különböző sugármenetek esetén más és más **(II.1-2. .ábra)**



II.1-2. .ábra A vízcseppen visszaverődő fénysugár

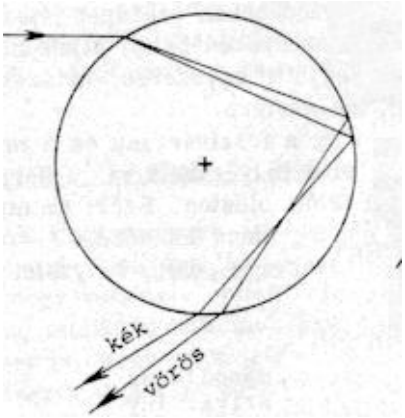
Egyszerűen megmutatható, hogy az eltérülés mértékének, azaz a deviáció szögének van legkisebb értéke, az úgynevezett *minimális deviáció szöge*. (A bizonyítást a …..pont tartalmazza.) Általános tény továbbá az, hogy a fénysugarak a minimális deviáció szöge körül sűrűsödnek. Ez azt jelenti, hogy a vízcseppeket, illetve a jégkristályokat elhagyó, szemünkbe érkező fénysugarak közül a legtöbb a minimális deviáció szöge körüli értékkel térült el. Ennek következtében az általunk észlelt kép létrehozásában a minimális deviáció szögével eltérült fénysugarak dominálnak. Emiatt a szivárványív jól meghatározott geometriával rendelkezik, látószöge (a Nap körüli, illetve a Naphoz viszonyított helyzete) változatlan.

A következő Descartestől származó ábra, a minimális eltérülésű fénysugarakból álló szivárványívet mutatja (II.1-4. .ábra).

A Nappal ellentétes irányba néző megfigyelő a vízcseppekkel telehintett égbolton ívet lát. Ezt azok a legerősebb fénysugarak alkotják, amik éppen a minimális deviáció szögével térültek el. Ha a fénysugarak

alkotta kúpfelületről hiányoznak a képalkotó cseppek vagy kristályok, akkor részleges íveket látunk, ha egyáltalán nincsenek képalkotó felhőelemek az említett kúpfelületen, akkor természetesen szivárványt nem látunk.

A szivárvány látványosságát, szépségét azonban elsősorban színei adják. A színek keletkezése pusztán a minimális eltérülésű fénysugár köteg nagyobb fényerejével nem magyarázható. Az ívek a diszperzió miatt színesek. A víz törésmutatója függ a fény színétől (frekvenciájától). Emiatt pl. az azonos szögben beeső vörös és kék fénysugarak törési szöge különböző, tehát a vízcseppen áthaladó fehér fény összetevőire, azaz színekre bomlik. Különbözik tehát a vörös és a kék sugarakra vonatkozó minimális deviáció értéke is, vagyis a megfigyelő máshol látja sűrűsödni a vörös és kék sugarakat, azaz más kúpfelületen helyezkednek el azok a vízcseppek, amelyekről a vörös sugarak, illetve a kék sugarak érkeznek a szemünkbe. Az alábbi (II.1-3. .ábra) ábra a szivárvány színeinek kialakulását szemlélteti.



II.1-3. .ábra A színek kialakulása

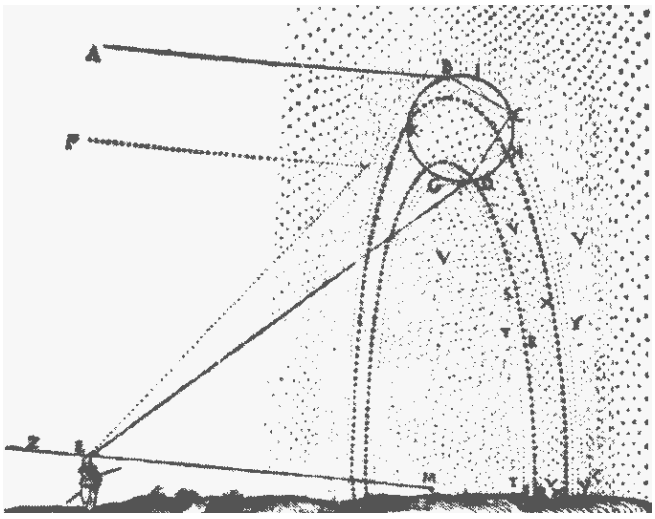
Mindenképpen érdemes megjegyezni, hogy minden megfigyelő „saját” szivárványát látja, más megfigyelő szemébe más domináns fénysugarak érkeznek. Ebből a szempontból Descartes ábrája is „hamis”, hiszen a berajzolt ívet oldalról nem láthatja senki

II.1.1. **Többszörös szivárványok**

Az előzőekben vázlatosan áttekintettük a szivárványok keletkezését. Ezekben az esetekben a vízcseppek belsejében csak egyszeri visszaverődést tételeztünk fel.

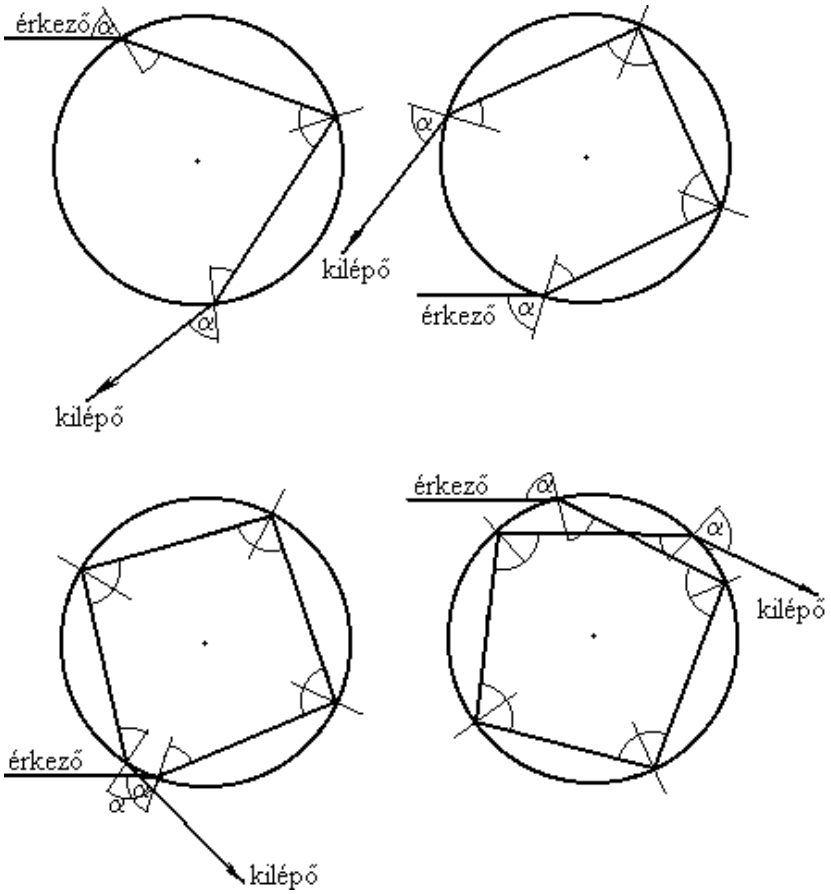
Megállapítható azonban, hogy a, hogy a többszöri visszaverődések során is keletkezhetnek szivárványíveket. Az alábbi ábrasorozat olyan lehetséges sugármenetet mutat, ahol rendre egy-, két-, három-, illetve visszaverődés tapasztalható a cseppek belsejében.

A csepp szimmetriatulajdonságait felhasználva könnyen



II.1-4. .ábra Descartes szivárvány magyarázata

meghatározhatjuk a többszöri visszaverődések esetén is a minimális eltérülés szögét. Az analógia miatt a négy eset együtt tárgyalható. A beesési szöget, valamint a törési és visszaverődési szöget rendre, α-val és β-val jelöljük (II.1-5. .ábra).



II.1-5. .ábra Többszörös visszaverődés cseppeken

A két törés során a fénysugarak minden esetben $\alpha - \beta$ szöggel, a visszaverődések következtében pedig $180^{o} - 2\beta$ szöggel térülnek el. Ennek megfelelően az eltérülés szögére:

egyszeres visszaverődéskor:

$$\delta = (\alpha - \beta) + (180^{o} - 2\beta) + (\alpha - \beta) = 180^{o} + 2\alpha - 4\beta$$

kétszeres visszaverődéskor:

$$\delta = (\alpha - \beta) + 2(180^\circ - 2\beta) + (\alpha - \beta) = 360^\circ + 2\alpha - 6\beta$$

háromszoros visszaverődéskor:

$$\delta = (\alpha - \beta) + 3(180^\circ - 2\beta) + (\alpha - \beta) = 540^\circ + 2\alpha - 8\beta$$

négyszeres visszaverődéskor:

$$\delta = (\alpha - \beta) + 4(180^\circ - 2\beta) + (\alpha - \beta) = 720^\circ + 2\alpha - 10\beta$$

adódik.

A törési törvényből az α szög minden esetben kifejezhető, és meghatározható a $\delta(\beta)$ „deviáció szög” függvény, aminek a szélsőértékét keressük.

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n \quad \Rightarrow \quad \alpha = \arcsin(n \cdot \sin\beta)$$

Ennek megfelelően a $\delta(\beta)$ függvény:

egyszeres visszaverődéskor: $\delta = 180^\circ + 2\arcsin(n \cdot \sin\beta) - 4\beta$

kétszeres visszaverődéskor: $\delta = 360^\circ + 2\arcsin(n \cdot \sin\beta) - 6\beta$

háromszoros visszaverődéskor: $\delta = 540^\circ + 2\arcsin(n \cdot \sin\beta) - 8\beta$

négyszeres visszaverődéskor: $\delta = 720^\circ + 2\arcsin(n \cdot \sin\beta) - 10\beta$

Az eltérülési szögnek ott van szélsőértéke, ahol teljesül, hogy $\delta(\beta)' = 0$.

Ennek megfelelően:

egyszeres visszaverődéskor: $2\dfrac{n \cdot \cos\beta}{\sqrt{1 - n^2 \cdot \sin^2\beta}} - 4 = 0$

kétszeres visszaverődéskor: $2\dfrac{n \cdot \cos\beta}{\sqrt{1 - n^2 \cdot \sin^2\beta}} - 6 = 0$

háromszoros visszaverődéskor: $2\dfrac{n \cdot \cos\beta}{\sqrt{1 - n^2 \cdot \sin^2\beta}} - 8 = 0$

négyszeres visszaverődéskor: $2\dfrac{n \cdot \cos\beta}{\sqrt{1 - n^2 \cdot \sin^2\beta}} - 10 = 0$

Az egyenletekből az $n = 1{,}33$ törésmutató értékkel β-ra:

egyszeres visszaverődéskor: $\sin^2\beta = \frac{4-n^2}{3n^2}$ $\beta = 40°25'$

kétszeres visszaverődéskor: $\sin^2\beta = \frac{9-n^2}{8n^2}$ $\beta = 45°38'$

háromszoros visszaverődéskor: $\sin^2\beta = \frac{16-n^2}{15n^2}$ $\beta = 47°5'$

négyszeres visszaverődéskor: $\sin^2\beta = \frac{25-n^2}{24n^2}$ $\beta = 47°43'$

adódik. Ezekkel a β szögekkel, és a törési törvény segítségével számolható α szögekkel meghatározhatjuk a minimális deviáció szögét az egyes esetekben.

egyszeres visszaverődéskor: $\alpha = 59°35'$, $\delta_{min} = 137°30'$

kétszeres visszaverődéskor: $\alpha = 71°56'$, $\delta_{min} = 230°4'$

háromszoros visszaverődéskor: $\alpha = 76°55'$, $\delta_{min} = 317°10'$

négyszeres visszaverődéskor: $\alpha = 79°41'$, $\delta_{min} = 402°12'$

A háromszoros és négyszeres visszaverődésekhez tartozó mellékszivárványokat a Nappal megegyező oldalon láthatnánk, viszont ezeket a Nap fénye elnyomja. A főszivárvány és a kétszeres visszaverődéshez tartozó mellékszivárvány viszont sok esetben kiválóan látható. (Természetesen a mellékszivárvány fényerőssége ebben az esetben is sokkal gyengébb, mint a főszivárványé.) A főszivárvány ívét azok a sugarak alkotják, amelyek a Napból érkezőkkel 42°30' szöget, a mellékszivárvány ívét pedig azok, amelyek a Napból érkezőkkel 50°4' szöget zárnak be. A további nappal szemközti oldalon megjelenő magasabb rendű mellékszivárványok már nem láthatók, mert intenzitásuk nagyon kicsi.

A szivárvány színeit alkotó ívek pontos meghatározása csak akkor lehetséges, ha figyelembe vesszük a fény diszperzióját is. Normális diszperzió esetén a frekvencia növekedésével (azaz a hullámhossz csökkenésével) a törésmutató értéke nő, anomális diszperzió esetén pedig, csökken. A fény látható tartományában mind a víz, mind a jég normális

diszperziót mutat, azaz mindkét fázis esetén a nagyobb hullámhosszú vörös fényre vonatkozóan kisebb a törésmutató, mint a rövidebb hullámhosszúakra vonatkozóan. Ha ezt figyelembe vesszük, akkor α, β, és ezáltal a minimális deviáció szöge is változik. A törésmutató értékek a következők: $n_{\text{vörös}} = 1{,}3289$, illetve $n_{\text{kék}} = 1{,}3435$. Ha ezeket behelyettesítjük a fenti képletekbe, akkor:

a főszivárvány kék színére: β =39°33'

a főszivárvány vörös színére: β =40°30'

a mellékszivárvány kék színére: β =44°54'

a mellékszivárvány vörös színére: β =45°41'

adódik.

Az α értékek, és a megfelelő minimális deviáció pedig:

a főszivárvány kék színére: α =58°48', $\delta_{min} = 139°20'$

a főszivárvány vörös színére: α =59°39', $\delta_{min} = 137°18'$

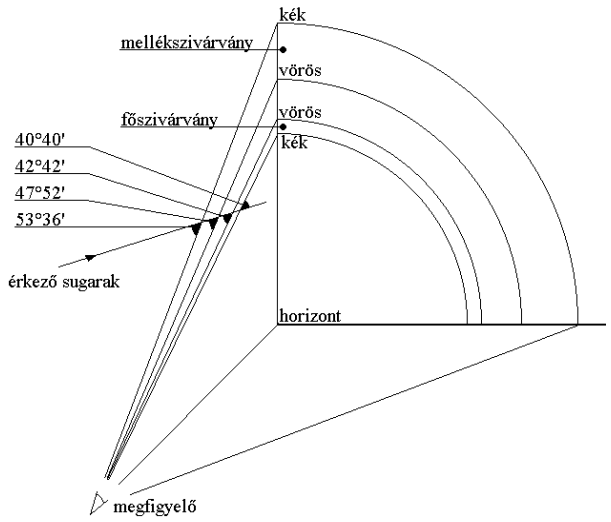
a mellékszivárvány kék színére: α =71°30', $\delta_{min} = 233°36'$

a mellékszivárvány kék színére: α =71°59', $\delta_{min} = 227°52'$

Így a főszivárvány kék íve 40°40' szög, vörös íve pedig 42°42' szög alatt látszik a Napból érkezőkhöz képest. A mellékszivárvány kék íve 53°36' szög, vörös íve pedig 47°52' szög alatt látszik a Napból érkezőkhöz képest.

A diszperziót figyelembevételével adódó eredményeket a következő ábra foglalja össze. Az ábra mutatja, hogy a megfigyelő a Nappal ellentétes oldalon két színes ívet lát, az alsó ív (főszivárvány) alsó széle kék, felső széle vörös; a felső szélesebb és egyben halványabb ív (mellékszivárvány) alsó széle vörös, felső széle kék.

A tisztán geometriai elméletek azonban korántsem alkalmasak a még a szivárvány színeinek pontos leírására sem. Az ív szélessége, a szivárvány polarizációja pedig, semmiképpen sem fér a geometriai elmélet keretébe. Pontosabb leírást a fény hullámtermészetének figyelembevételével kaphatunk. Az első ilyen elméletet Airy alkotta meg, s bár a matematikai leírás nem egyszerű, a végeredményként adódó formulák egyszerűen programozhatók



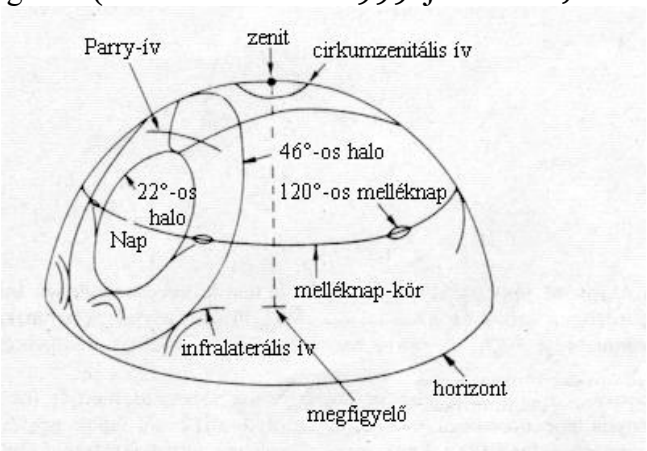
II.1-6. .ábra A szivárvány és mellékszivárvány szöge

II.2. *A halojelenségek*

A halojelenségek eredete hasonló a szivárványéhoz, azonban nem a felhők vízcseppjein, hanem a magas szintű felhők jégkristályain megtörő fény hozza létre őket. A jégkristályok bár molekuláris tulajdonságaik miatt alapvetően hatszöges szimmetriájúak, rendkívül sokfélék lehetnek, így a halo ívek is igen változatos mintázatokat rajzolhatnak az égboltra.

II.2-1. .ábra Komplex halo jelenség

A II.1-1. .ábra komplex halo jelenséget mutat. A felvétel a déli sarkon készült gyémántpornak nevezett alacsonyszintű finom jégszemekkel telített levegőben (Marko Riikonen 1999. január 11.). A II.2-2. .ábra sematikus



II.2-2. .ábra Halojelenségek és vetületük az éggömbön

képet mutat a haloívek éggömbre vett vetületéről (Czelnai 2002). A különböző halojelenségek egyértelmű kapcsolatba hozhatók meghatározott

kristályfajtákon átmenő jól meghatározott sugármenetekkel. A ritkán észlelt halókat speciális, nehezen létrejövő kristály orientációk eredményezik.

A halok létrejöttében nagy szerepe van a jégkristályok méretének. A nagyon kis méretű (0,01 mm-nél kisebb) jégrészecskéken a fény elhajlik, halojelenség nem tapasztalható.

A halojelenségek osztályozása fizikai szempontból a leginkább logikus módon a halót létrehozó kristály, a kristályorientáció és a konkrét sugármenet megadásával tehető meg. A haló ív és a halót létrehozó kristály valamint a geometriai helyzet összekapcsolása gyakran nem egyszerű.

Nagy segítséget jelent azonban ebben az internetről szabadon letölthető HaloSim program, amelyben adott kristályokon keresztüli sugármenetek követhetőek. A program jégkristályokkal egyenletesen telehintett légkört feltételezve megrajzolja a megfigyelőhöz érkező sugarak és az éggömb metszéspontját a képernyőn. A szimulációban a kristályok alakja és orientációja mellett változtatható a Nap magassága, azaz a Napból érkező egymással párhuzamos fénysugarak vízszintessel bezárt szöge. Megadható az is, hogy a fénysugarak melyik lapon hatoljanak a kristályba, melyik lapon lépjenek ki a kristályból, és mely lapokon verődjenek vissza a kristályok belsejében. A megfigyelt haló íveket a szimulált görbékkel összehasonlítva megállapíthatjuk a az észlelt ív eredetét.

A megfigyelések és a szimulációk eredményének összehasonlítása izgalmas és sok esetben nem is egyszerű feladat, aminek során a lelkes diákok nagyon sok ismeretre tehetnek szert a légköri optikáról és a víz fázisátalakulásáról a felhőkben. A fizikai tulajdonságokra alapozott osztályozás mellett gyakorlati szempontból jól használható a halo ívek gyakoriság szempontú katalogizálása is.

A következő táblázat a Német Halo Megfigyelő Csoport által tíz év alatt megfigyelt 50 000 halo jelenségre vonatkozó észleléséből készített statisztikát tartalmazza.

A gyakoriságokat a táblázat a legtöbbször észlelhető gyakoriságához viszonyítva adja meg. (Ha 100-nak vesszük a 22°-os halo évenkénti megjelenését, akkor a pl. a Parry ív mindössze egyszer látható.)

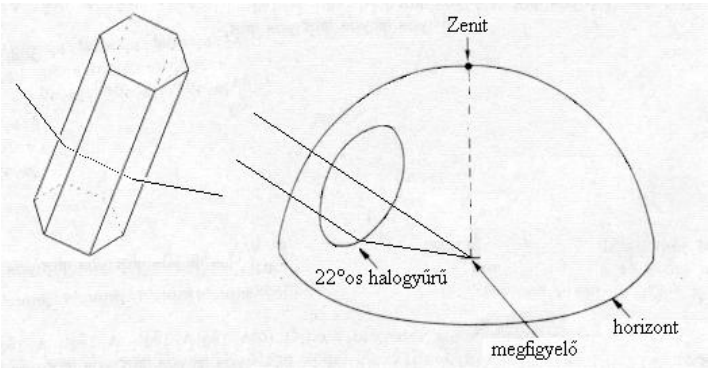
halotipus	gyakoriság
22^0 –os halo	100
Parhelia	73
Tangenciális ív	27
Naposzlop	16
Cirkumzenitális ív	13
Parhelikus ív	4
46^0 -os halo	3.9
120^0 –os parhelia	1.2
Parry ív	1.1
Piramidális kristályokon keletkező halo	0.3
Supra és infralaterális ív	0.3
Melléknap	0.2
Cirkumhorizontális ív	0.1
Egyebek	1.5

II.3. *Gyakori halojelenségek*

A halojelenségek igazi leírását az adja, ha sikerül kideríteni, hogy milyen kristályorientáció mellett milyen sugármenetekből alakul ki a megfigyelt haloív kombináció. A következőkben néhány halojelenség optikai magyarázatát adjuk meg

II.3.1. **A 22°-os halo**

Ez a leggyakrabban észlelhető halojelenség. Az éggömbön a Nap körül teljes kör alakú gyűrű látható. A gyűrűt az éggömbből a megfigyelőt és a Napot összekötő tengely körüli 22°-os fél nyílásszögű kúp metszi ki. (II.3-1. .ábra)



II.3-1. .ábra 22 fokos halo

A jelenséget véletlenszerűen orientált rúd alakú jégkristályok egymással 60°-os szöget bezáró oldallapjain megtörő fénysugarak hozzák létre.

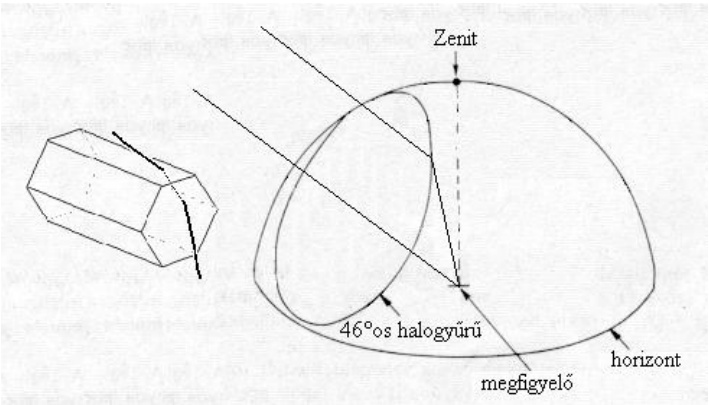
A megfigyelőhöz azokról a jégkristályokról érkezik erős fény amelyeknél a fénytörés síkja merőleges a törőfelületre, és éppen a 60°-os prizma 21°54' minimális deviáció szögének megfelelően térítik el a Nap sugarait.

A jelenség természetesen csak akkor látható, ha megfelelő orientációjú jégkristályok helyezkednek el a δ_{min} fél nyílásszögű körkúp palástján!. Amennyiben a kristályok hossza és szélessége nagyjából azonos, akkor tetszőleges kristályorientáció mellett lesznek a feltételnek megfelelően álló lapok. Így a fényforrás körül megjelenik a 22°-os halo gyűrű.

Mivel a jégprizma törésmutatója függ a fény színétől ($n_{vörös}$=1,3068; n_{ibolya}=1,3169), a minimális deviáció szöge a vörös fényre 21°36', a kék fényre 22°22', vagyis a halo gyűrű belül vöröses, kívül pedig kékes árnyalatú.

II.3.2. A 46°-os halo

A 46°-os halot a megfigyelőt a Nappal összekötő tengely körüli 46°-os fél nyílásszögű kúp metszi ki az éggömbből. Gyakran a 22°-os haloval együtt jelenik meg, s létrejötte is a 22°-os halot létrehozó kristályoknak



II.3-2. .ábra 46 fokos halo

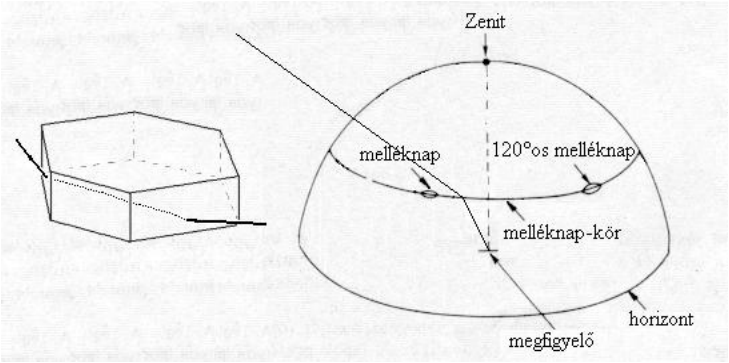
köszönhető (II.3-2. .ábra). Ez a halo azonban a jégrudacskák egymásra merőleges alap és oldallapjain, azaz 90°-os törőszögű prizmán megtörő fény miatt keletkezik. A minimális deviáció szöge most 45°44'.

A 46°-os halogyűrű akkor látható a fényforrás körül, ha a fényforrást és megfigyelőt összekötő tengelyű 45°44' fél nyílásszögű kúp palástján vannak megfelelő orientációjú jégkristályok. Véletlenszerű orientáció esetén ez a feltétel teljesül. A gyűrű a diszperzió miatt most is színes, hiszen a minimális deviáció szöge vörös fényre 45°3', a kék fényre pedig 47°14'

Megfigyelésre érdemes, hogy mind a 22°-os, mind 46°-os halo gyűrűkön belül az égbolt sötétebb, mint kívül, hiszen a napsugarak eltérülése nem lehet kisebb a minimális deviáció szögénél.

II.3.3. Melléknap, melléknap-kör

A melléknap és a melléknap kör általában együtt megjelenő, viszonylag gyakran észlelhető tünemények (Ez a második leggyakoribb halojelenség.) A Napon átmenő, horizonttal párhuzamos gyengén fénylő



II.3-3. .ábra Melléknap és melléknap kör

melléknap körön a Nap kért oldalán egy-egy fénylő pont, a melléknap látható A melléknapot és a melléknap-kört hasonló sugármenetek képzik. Ilyen sugármenetet mutat a II.3-3. .ábra.

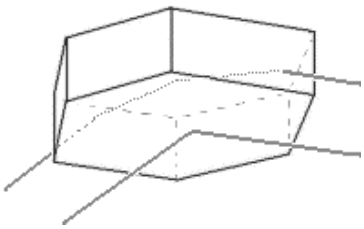
A melléknapot és melléknap kört a közel vízszintes helyzetű jéglemezek egymással 60°-os szöget bezáró lapjain megtörő fény hozza létre. A melléknapokat a 60°-os törőszögű prizma minimális eltérülésű sugárnyalábjai képezik. A minimális eltérülésű sugarak deviációja, akárcsak a 22°-os halot képző kristályok esetében 21°44'. Ez azonban csak akkor teljesül pontosan, ha a Nap alacsonyan áll. Ebben az esetben, a fénytörés síkja és a törőfelület közel merőleges egymásra, vagyis a legerősebb sugárnyaláb valóban a minimális deviáció szöge alatt gyűlik össze a Nap két oldalán. A Nap magasságának növekedésével a törőfelület és a fénytörés síkja által bezárt szög egyre inkább eltér a merőlegestől, ezzel a domináns fénysugarak deviációja nő, a melléknapok eltávolodnak a Naptól és természetesen halványulnak is., halványabbak lesznek. A következő két szimuláció igazolja a mondottakat.

Maga a melléknap kör az összes egymással 60°-os szöget bezáró kristálylapon megtörő fény eredménye.

A jelenséget befolyásolják a jégkristályon belüli visszaverődések is. Az alaplapon illetve a kristályon belül kettős visszaverődés után kilépő sugarak például a Nappal ellentétes oldalon úgynevezett 120°-os melléknapot hozhat létre. A kristályokon belüli többszöri visszaverődés eredménye a melléknap-kör 120°-os melléknapok közötti része is.

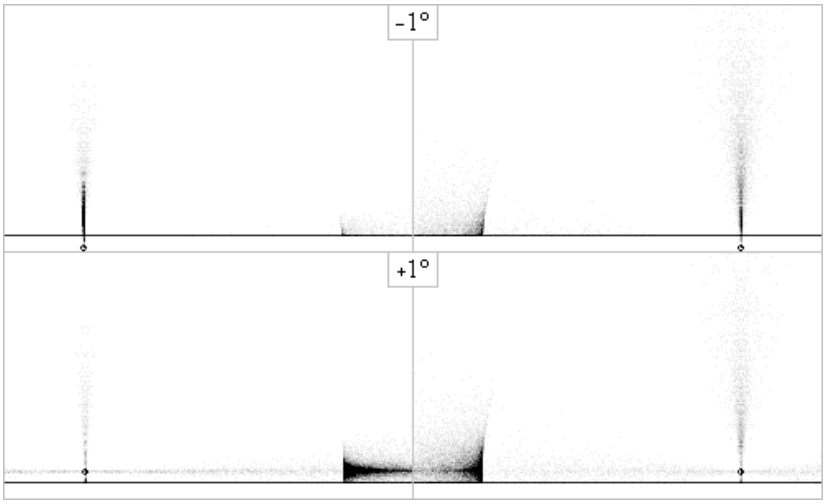
II.3.4. **Nap-pillér**

Napkelte és napnyugta idején, viszonylag gyakran látható fáklyára emlékeztető tünemény a Nap-pillér.



II.3-4. .ábra Nap pillért létrehozó sugármenetek

A Nap-pilléreket a közel vízszintes jéglemezek alaplapjairól illetve fedőlapjainak belső részéről visszaverődő fénysugarak hozzák létre (II.3-4. .ábra). A Nap-pillérek magassága a kristálylapok rendezettségétől függ.

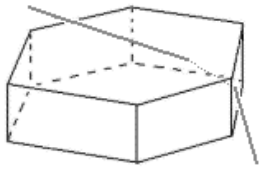


II.3-5. .ábra Szimulált Nap pillérek (Sári Péter 2003)

A II.3-5. .ábrasor különböző feltételek között keletkező Nap pilléreket mutat. A két felső ábra esetén a Nap a horizont alatt, az alsó ábrákon pedig a horizont felett helyezkedik el 1°-kal. A szimulációkban a kristályok dőlésszöge változott. A két baloldali ábra esetén a fedőlapok vízszintestől való eltérése a kristályok 70%-ánál 1°-nál kisebb, a többieké pedig 3°-nál kisebb. A jobb oldali esetekben ez az eltérés a kristályok 70%-ra 4° alatti, a megmaradó résznél pedig 8° alatti. A pillérek méretének változása jól tükrözi a dőlésszög szórásának növekedését. Egész egyszerűen arról van szó, hogy nagyobb dőlésszög szórás esetén a magasabban levő kristályokról tükröződő fény is a megfigyelő szemébe juthat.

II.3.5. A Circumzenithalis ív

A cirkumzenitális ív legszebb formájában a zenitet körbevevő kör 120°-os ívdarabjára eső szivárványként jelenik meg. A szivárványos, zenit körüli ívet vízszintes helyzetű lemez jégkristályokon megtörő fénysugarak hozzák létre.

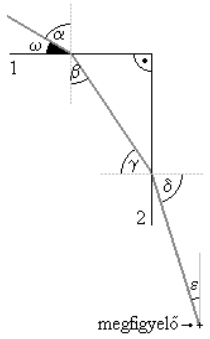


II.3-6. .ábra Circumzenithalis ívet képező fénysugarak

A fénysugarak a lemez felső lapján lépnek be a kristályba, és oldallapján át távoznak. Miért láthatunk zenit körüli ívet? A levegőben lebegő kristály lapocskák alapsíkja vízszintes, oldallapjaik azonban tetszőleges orientációjúak lehetnek. A II.3-6. .ábra napból érkező, a kristály fedőlapján behatoló fénysugár törését mutatja. Ha a kristályszemcsét függőleges egyenes körül megforgatjuk, akkor a kilépő fénysugár is elfordul, a függőlegessel bezárt szöge azonban változatlan marad. Így a sugarak a zenit körüli ívről látszanak indulni. Mivel a lebegő kristályszemcsék sokaságában az oldallapok mindenféle irányban állhatnak, a megfigyelő szemébe mindig kerül a zenit körüli ív pontjairól fény. Nyilvánvaló azonban, hogy a hatszöges szimmetriájú kristály egyetlen lapjának véletlenszerű irányulása miatt a Nap felé néző megfigyelő legfeljebb 120°-os körívet észlelhet a zenit körül.

Cirkumzenitális ívet csak alacsony Napállás mellett észlelhetünk. (A maximális Napmagasság, amint a következőkben belátjuk, legfeljebb 32° lehet.)

A bizonyításához tekintsük a II.3-7. .ábra, amely olyan sugármenetet ábrázol, amire a fénytörés síkja és a törőfelület egymásra merőleges.



A vízszintes helyzetű jégkristály felső lapjához érkező fénysugár megtörik, majd az egyik oldallapon ismét megtörve kilép a kristályból. Ahhoz, hogy a fénysugár a kristály oldallapján át kiléphessen, a γ szögnek kisebbnek kell lennie a értéke nem haladhatja meg a jég-levegő határszögnél (A határszög n=1,31 törésmutatóval számolva 49°46').

II.3-7. .ábra

Emiatt a β szög minimális értéke, mégpedig 90°-49°46', vagyis 40°14'. Ebből azt kapjuk, hogy a fedőlapon a beesés α szöge nem lehet kisebb mint 57°48'. Ez akkor következik be, ha a fénysugarak a vízszintessel ω=32°12'-nél kisebb szöget zárnak be. Így ha a Nap magassága 32°12'-nél nagyobb, akkor cirkumzenitális ív nem keletkezhet.

II.3.5.1 A cirkumzenitális ív zenittől mért szöge

Mint már említettük a cirkumzenitális ívek a zenit körül koncentrikus körökön helyezkednek el. Zenittől mért szögtávolságuk erősen függ a Nap magasságától. A II.3-7. .ábra szerinti törésekre a törési törvény:

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n, \text{ illetve } \frac{\sin\delta}{\sin\gamma} = n$$

Az ábráról leolvasható, hogy

$$\alpha = 90^o - \omega, \quad \delta = 90^o - \varepsilon, \quad \beta + \gamma = 90^o$$

Így a törési törvények az

$$\frac{\sin(90^o - \omega)}{\sin\beta} = \frac{\cos\omega}{\sin\beta} = n, \text{ illetve } \frac{\sin(90^o - \varepsilon)}{\sin(90^o - \beta)} = \frac{\cos\varepsilon}{\cos\beta} = n$$

alakot öltik. Átrendezés és négyzetre emelés után adódik, hogy

$$\frac{\cos^2\omega}{n^2} = \sin^2\beta, \qquad \frac{\cos^2\varepsilon}{n^2} = \cos^2\beta\ ,$$

amiből a cirkumzenitális ívek zenittől mért szögének a Nap magasságától való függésére

$$\cos\varepsilon = \sqrt{n^2 - \cos^2\omega}$$

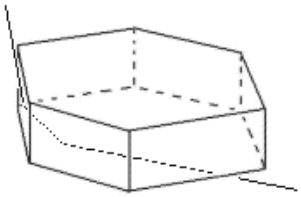
adódik.

Megjegyezzük, hogy a diszperzió miatt a cirkumzenitális ívek színesek és erősen emlékeztetnek a szivárványra. Ívük azonban éppen a szivárvánnyal ellentétesen görbül, ezért a cirkumzenitális íveket mutató fényképfelvételek készítőit gyakran azzal gyanúsítják, hogy trükk felvételt készítettek.

II.3.6. **Cirkumhorizontális ívek**

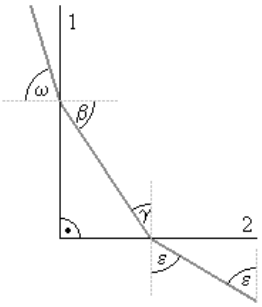
Méretüket tekintve a legnagyobb halo jelenségek a színes, horizonttal párhuzamosan futó cirkumhorizontális halo ívek.

A jelenség a cirkumzenitális ívekhez hasonlóan vízszintes helyzetű kristálylemezeken bekövetkező törés miatt jön létre.



II.3-8. .ábra Cirkumhorizontális halót alkotó sugármenet

Ezt a halót azonban azok a fénysugarak alkotják, amelyek a kristály függőleges oldallapján lépnek be a kristályba és a vízszintes alaplapon távoznak belőle (II.3-6. .ábra). Ez a sugármenet akkor jöhet létre, ha a Nap magasan jár. Az ábrából



II.3-9. .ábra

megállapítható hogy ahhoz, hogy a fénysugár a kristály alaplapján ne verődjék vissza a γ szög értékének kisebbnek kell lennie a jég-levegő határszögnél, 49°46'-nál. Emiatt β nem lehet kisebb 90°-49°46'= 40°14'-nál. Következésképpen a Nap magasságnak (ω szög) legalább 57°48'-nak kell lennie.

II.3.6.1 A cirkumhorizontális ívek zenittávolsága

A cirkumhorizontális ívek esetén is megadható a zenittől mért való távolság (ε) és a Nap magasságága közötti összefüggés (ω).

A II.3-9. .ábra szerint a két törésre fennáll, hogy:

$$\frac{\sin\omega}{\sin\beta} = n, \text{ illetve } \frac{\sin\varepsilon}{\sin\gamma} = n$$

Az ábráról leolvasható, hogy $\beta + \gamma = 90^{\circ}$, azaz felírható hogy

$$\frac{\sin\omega}{\sin\beta} = n, \text{ illetve } \frac{\sin\varepsilon}{\sin(90^{\circ} - \beta)} = \frac{\sin\varepsilon}{\cos\beta} = n$$

Átrendezés után megkapjuk a halo gyűrű zenittől mért szögtávolságát a napállás függvényében:

$$\sin\varepsilon = \sqrt{n^2 - \sin^2\omega}\,.$$

Ismét megállapítható, hogy az ívek a diszperzió miatt színesek. A színek sorrendje azonban éppen a fordítottja a cirkumzenitális ívre adódó színsorrendnek.

A cirkumzenitális és cirkumhorizontális ívek létrejötte kizárja egymást, hiszen az előbbi csak 32° alatti, utóbbi pedig, csak 58° feletti napállásnál észlelhető.

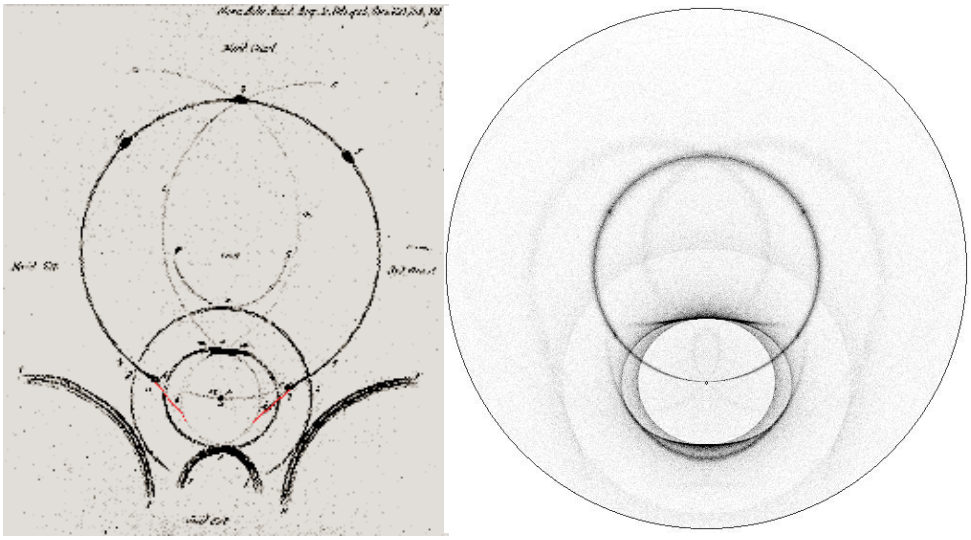
II.4. *Ritkán látható halojelenségek*

Az előzőekben a viszonylag gyakori halok, a következőkben pedig, a ritkán látható halojelenségek keletkezési mechanizmusával foglalkozunk. Ezeknek a bemutatását esetenként összekapcsoljuk a történelemből ismert halo leírásokkal, ami jó motivációt jelenthet a humán érdeklődésű tanulók számára. A ritkán látható jelenségek általában különleges kristályorientáció esetén létrejövő bonyolult optikai sugármenetek következményei ezért pusztán szemlélet alapján nehezen láthatók át. Megértésük nem egyszerű, gyakran csak a szimulációs program segítségével nyert ábrák, és az észlelések összevetése szolgál bizonyítékul arra, hogy megtaláltuk a jelenséget létrehozó fizikai körülményeket.

II.4.1. **Lowitz-ívek**

II.4.1.1 Motiváció

1790. június 18-án Tobias Lowitz a Szentpéterváron dolgozó német kémikus különös égi jelenségről készített pontos rajzot.



II.4-1. .ábra A Lowitz észlelés és szimulációval reprodukált képe (Atm opthonlap)

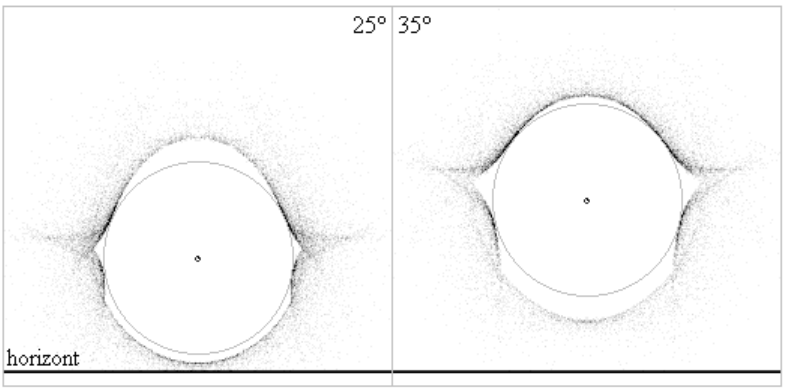
A II.4-1. .ábra baloldali része Lowitz rajzát mutatja, baloldalán pedig, a rajz szimulációval reprodukált képe látható. Máig is érthetetlen, hogy a rajzon piros színnel jelölt két ív, ami a melléknap ívet a 22°-os fényudvarral köti össze, miért nem jelenik meg a szimuláción.

Rejtély, az is, hogy a halo jelenségek megjelenésének különösen kedvező Antarktiszon ilyen íveket miért nem észleltek.

II.4.1.2 A Lowitz ív magyarázata.

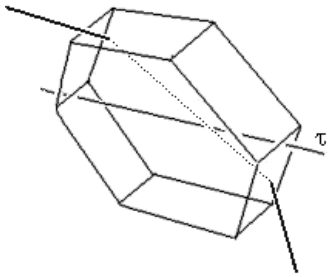
Lowitz rajza bonyolult vonalrendszert mutat, amin felismerhetők pl. a korábban már tárgyalt 22 és 46 fokos ívek, valamint a melléknap kör is.

Speciálisan Lowitz ívnek azonban csak a melléknapokban találkozó és a 22°-os halót érintő íveket nevezzük. A II.4-2. .ábra a 25° *és* 35° napmagasság mellet megjelenő Lowitz íveket mutatja a 22°-os halo ívvel.



II.4-2. .ábra 25° *és* 35°**-os napmagasság mellett megjelenő Lowitz ívek szimulációja (Sári Péter szakdolgozat 2003**

Az ívek speciálisan elhelyezkedő (Lowitz orientáció) lemezes kristályokon bekövetkező törés eredményeként keletkeznek. A kristályok ebben az esetben dőlt helyzetbe kerülnek.



A lemez kristályok felvehetnek olyan, a II.4-3. .ábra szerinti helyzetet, amelyekben a két szemközti élet összekötő τ tengely vízszintes, és a kristály e körül a tengely körül foroghat.

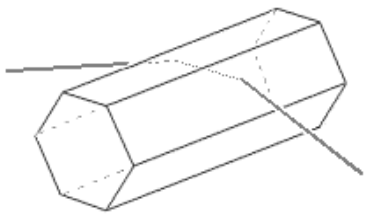
Nem feltétlenül szükséges minden dőlésszög előfordulása. Sőt, bizonyos nem vízszintes szimmetriatengelyű ún. (Parry orientált)

II.4-3. .ábra Lowitz orientáció

kristályok is mutatnak Lowitz orientációs tulajdonságokat.

Mint már említettük a felső és alsó Lowitz-ívek éppen a melléknap helyén metszik egymást. A melléknap körüli ívek szerkezete bonyolult és erősen függ a kristályok hossz-szélesség arányától. Az ívek görbülete és a 22°-os halohoz viszonyított helyzete a Nap magasságától is függ.

II.4.2. Tangenciális ívek



A tangenciális ív a 22°-os halo gyűrűt érinti, az érintési pontok a Napon átmenő, horizontra merőleges egyenesre esnek.

Ezeket az íveket olyan sugármenetek eredményezik, amelyek közel vízszintes rudak egymáshoz képest 60°-os szöget bezáró lapjain haladnak keresztül (II.4-4. .ábra). A szimmetriatengely körüli helyzetre nincs megkötés.

II.4-4. .ábra Tangenciális ív sugármenete

II.4.3. Supra- és infralaterális ívek

Megjelenhetnek a 46°-os halo gyűrűt érintő ívek is. A gyűrűt a melléknap kör felett érintő ívet supralaterális, a melléknap-kör alatt érintőket infralaterális íveknek nevezzük.

Mindkét jelenséget a függőleges helyzetű lemez jégkristályokon bekövetkező fénytörés okozza. A supralaterális íveket azok a sugarak alkotják, amelyek a függőleges helyzetű lemezek oldallapjain lépnek be a a kristályba, és annak egyik függőleges fedőlapján lépnek ki, kristályon belüli visszaverődés nélkül. Az infralaterális ív olyan fénysugarak eredménye, amelyek függőleges fedőlapon lépnek a kristályokba, és valamelyik oldallapon keresztül lépnek ki.

II.4.4. A Wegener-ív

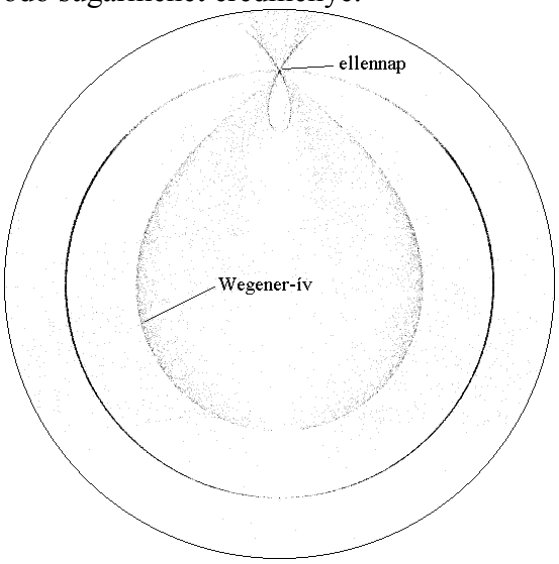
Igen bonyolult íveket hozhatnak létre a kristályokon belül visszaverődő fénysugarak. Az egyszeres visszaverődések eredményét a z eddigiekhez képest a Nappal ellenkező oldalon találhatjuk meg. A rúd alakú kristályok vízszintes oldallapján belépő, és függőleges alap vagy fedőlapján visszaverődő, majd az eredetivel 60°-os szöget bezáró oldallapon kilépő sugarak hozzák létre az úgynevezett Wegener ívet. (Wegener osztrák fizikus meteorológiával foglalkozott.)

Az ív hurkoltan veszi körül a jelenség egy hurokszerű halo, amely körülveszi a Zenitet, és két szára a Nappal ellentétes oldalon a Nap magasságában levő pontban az úgynevezett ellennap pontban találkozik.

A II.4-5. .ábra a Wegener ív és a Tricker ív szimulációval nyert képét mutatja.

II.4.5. Tricker-ív

A II.4-5. .ábrakisebbik hurkolt képződmény a Tricker ív. A Tricker-íven a Wegener-ívhez hasonlóan hurokszerű, de jóval kisebb, és szárai éppen az ellennap ponton mennek át. A Tricker ív rendkívül bonyolult, a rúd alakú kristály öt oldalát is érintő, tehát a kristályon belül háromszor visszaverődő sugármenet eredménye.

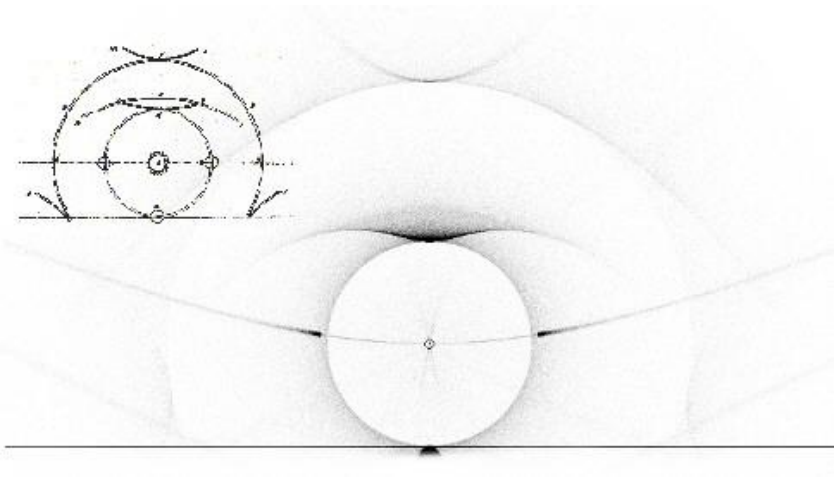


II.4-5. .ábra A Wegener és a Tricker ív

II.4.6. Parry-ívek

II.4.6.1 Motiváció

1820 tavaszán Parry a Melville szigetnél az Északnyugati Átjáró után kutatott. Expedíciójának két kicsiny fa hajója 1819 szeptembere óta jégbe fagyva vesztegelt. Ekkor rajzolta le Parry a II.4-6. .ábra szerinti komplex halót.



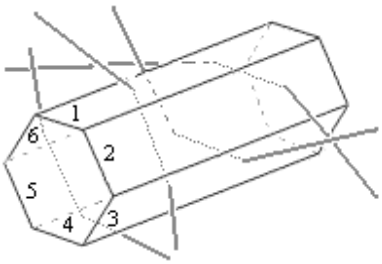
II.4-6. .ábra Parry megfigyelése és a jelenség szimulált reprodukciója

Parry ábrája többnyire jól ismert halo jelenségeket tartalmaz. A rajzon jól felismerhető a horizontot érintő 22°-os halo gyűrű és a 46°-os halo gyűrűt. A napon az egészhorizontra kiterjedő melléknap kör halad át. Tisztán látható a felső tangenciális ív, az alsó tangenciális ív pedig a fényes foltként jelenik meg a horizonton, pontosan a nap alatt. A 46°-os gyűrű fölött megjelenik a cirkumzenitális ív. A felső tangenciális ív fölé eső ív í

Parry ív. Az ívet létrehozó kristály orientációt is Parry orientációnak nevezzük.

Parry két másik ívet is rajzolt, amelyek a 46°-os ív és a horizont metszéspontjából indulnak. Ezeknek keletkezése vitatott kérdés.

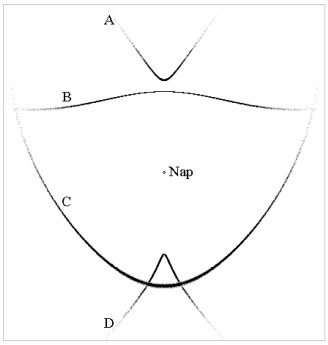
II.4.6.2 A Parry orientáció



II.4-7. .ábra Parry orientáció

A Parry-íveket vízszintes szimmetriatengelyű rúd alakú kristályokon megtörő fény hozhatja létre, ha a rúd két oldallapja is vízszintes helyzetű. Az íveket azok a sugármenetek alkotják, amelyek egymással 60°-os szöget bezáró oldallapokon haladnak keresztül.

Ilyen sugármenet csak négyféleképpen jöhet létre, hiszen a Nappal ellentétes két kristályoldalon nem léphet be fénysugár (II.4-7. .ábra). A négy sugármenet négy különböző Parry ívet hoz létre.



II.4-8. .ábra Szimulált Parry ívek

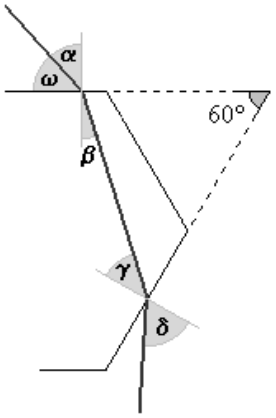
A II.4-8. .ábra a négy különböző Parry-ívet mutatja. Az ívek Naphoz viszonyított helyzete szerint konvex, konkáv, illetve alsó és felső Parry-ívről beszélünk. A felső, konkáv Parry-ívet (A) a hatos kristálylapon belépő és kettesen kilépő fénysugarak, a felső, konvex Parry-ívet (B) az egyes kristálylapon be és a hármason kilépők, az alsó, konvex Parry-ívet (C) a hatos lapon be és négyesen kilépők, végül az alsó, konkáv Parry-ívet (D) az

ötös lapon belépők és hármason kilépők alkotják. (A lapok számozásában a II.4-7. .ábra jelöléseit követtük.)

II.4.6.3 A Parry ívek létrejöttének feltételei

A Parry-ívek mindegyike nem látható ugyanabban a pillanatban, mert adott napállás mellett a napsugarak a kristályrudaknak legfeljebb három oldalán léphetnek be. Korlátozza a jelenség bekövetkezését az is, hogy a kristály belsejében a fénysugarak gyakran teljes visszaverődést szenvednek. (A szimulációk eredményét a tömörség kedvéért rögzítettük egyetlen ábrán.)

A 60°-os szöget bezáró lapokon áthaladó sugármenet akkor jöhet létre, ha a második lapon a sugár kilép, azaz ha az II.4-9. .ábra szerinti γ szög kisebb a határszögnél. A jég-levegő közegre a határszög 49°46' (, γ tehát 49°46'-nál kisebb). Mivel a β és γ szög összege éppen a törőszög (ami ebben az esetben 60°), a β szögnek nagyobbnak kell lenni mint 10°14'. Emiatt a kristályba belépő fénysugár α beesési szögének legalább 13°28'-nak kell lennie. Ennek a feltételnek a kristály minden Nap felé eső oldalára teljesülnie kell. Ez azt jelenti, hogy ha a Nap magassága következtében a fénysugarak a felső oldalt



II.4-9. .ábra 60° **-os lapokon megtörő fény**

(ez az ábrán jelölt ω szög) 76°32'-nál nagyobb szögben érik, akkor a fény már nem léphet ki a jelölt oldalon a kristályból.

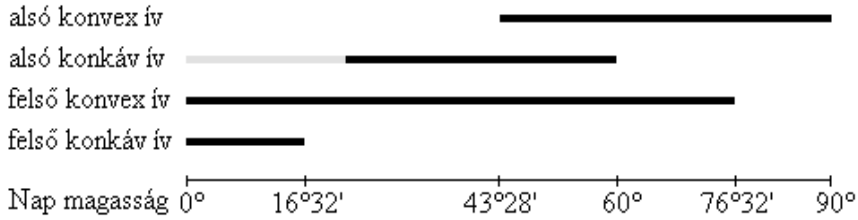
Következésképpen 16°32' és 43°28' (30°±13°28') közötti napállás mellett a 6. oldallapon belépő fénysugarak a kristályon belül a 2. és 4. lapokról visszaverődnek, ilyenkor nem látható a felső konkáv, és alsó

konvex ív. (Mindkét ív akkor keletkezik, amikor a fénysugarak a 6. oldallapon lépnek a kristályba.) Adott napállásnál azonban a 6. oldalon belépő fénysugarak vagy a 2. lapon, vagy a 4. lapon lépnek ki a kristályból Emiatt a felső konkáv és alsó konvex ív sohasem látható egyszerre. A felső konkáv ív 16°32'-es Nap magasság alatt, az alsó konvex ív 43°28'-es Nap magasság felett látható.

Ha a Nap 76°32'-nél magasabban áll (90°-13°28'), akkor az 1. lapon belépő fénysugarak a 3. oldallapon teljes visszaverődést szenvednek, azaz nem jöhet létre a felső konvex ív.

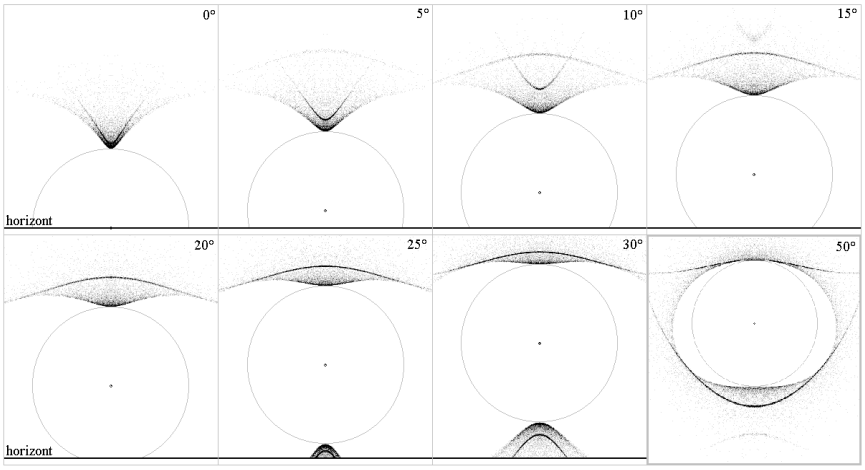
Az 5. oldalon (a vízszintessel 60°-os szöget zár be) csak akkor léphetnek be fénysugarak, azaz csak akkor keletkezhet alsó konkáv ív, ha a Nap magassága 60° alatt van.

Összefoglalva az ívek megfigyelhetőségét:



A szürke sávba eső szögtartományban a Nap alá eső alsó konkáv ív a horizont alatt helyezkedik el, míg a Nap el nem éri el a 22°-os magasságot.

A II.4-8. .ábra különböző Parry-ívek helyezetét mutatja különböző napállás mellett.a Nap magasságának változásával.



II.4-10. .ábra Szimulációval generált Parry ívek (Sári Péter szakdolgozat 2003)

A Nap emelkedésével a felső konkáv ív egyre jobban eltávolodik a felső tangenciális ívtől, míg a felső konvex ív ellapul és közelít a felső tangenciális ívhez. A 22°-os Nap magasság felett az alsó konkáv ív is megjelenik a horizont fölé kerül. Nagy Nap magasságok esetén az alsó konvex ív is láthatóvá válik, és a magasság növekedésével egyre inkább körbeveszi a Napot. Ha a Nap éppen a zeniten van, a jelenség zenit középpontú körré alakul.

II.4.6.4 Supra- és infralaterális Parry-ívek

Az előző pontban tárgyalt Parry-ívek 60°-os prizmának megfelelő jégkristályon történő fénytörés eredményei. Hasonló ívek keletkezhetnek azonban, ha a fény a kristályok egymással 90°-os szöget bezáró lapjai törik meg. Ezek az ívek a Nap felé nézve a Nap két oldalán jelennek meg, ezért laterális (oldalsó) Parry-ívnek nevezzük őket. Aszerint, hogy a laterális ívek a Nap felett, vagy alatt találhatók, beszélünk supra- és infralaterális ívekről.

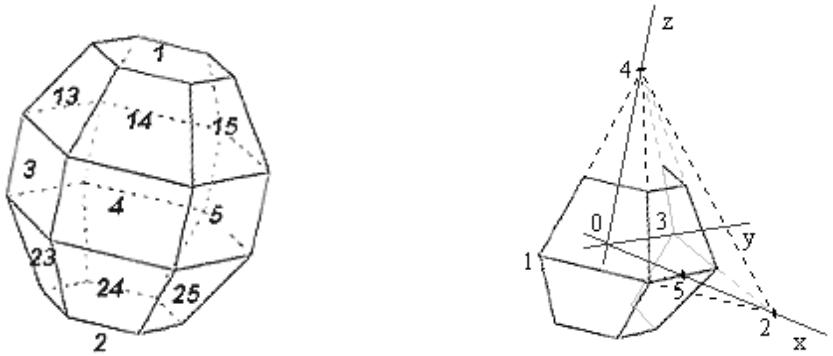
A supralaterális Parry-íveket azok a sugarak hozzák létre, amelyek a rúd alakú kristály oldallapján lépnek a kristályba, és függőleges fedőlapon át távoznak a kristályból.

Az infralaterális Parry-íveket éppen az iménti sugármenet fordítottja generálja: a sugarak függőleges fedőlapon lépnek a kristályba, és oldallapon át távoznak.

Az ívek helyzete erősen függ a Nap magasságától. Az infralaterális ívek 15° feletti napmagasság esetén láthatók a horizont felett, míg a supralaterális ívek 40°feletti napmagasság mellett már nem észlelhetők.

II.4.7. **Piramidális kristályokon létrejövő halok**

A nagyon ritka halojelenségek olyan kristályokon átmenő fényben képződnek, amelyek maguk is szokatlanok, csak nagyon különleges feltételek mellett keletkezhetnek a légkörben. Az eddigiekben már foglalkoztunk a különleges kristályorientáció eredményeként létrejövő orientáció jelenségekkel (pl. Parry ívek) Most speciális kristályalakokon létrejövő halokkal foglalkozunk. Igen ritkán, de mégis észlelhető számban keletkezhetnek a légkörben olyan kristályok, amelyeknek hexagonális középső részét csonkagúla „sapkák” egészítik ki.



II.4-11. .ábra Piramidális kristály és vázlat a lapszögek meghatározásához

A II.4-11. .ábra baloldalán piramidális kristály sematikus képe látható. A lapokat számozásának rendszere szerint a hatszögletű alap és fedőlap az 1.és 2. számot kapta, a középső lemez téglalapjai pedig rendre a 3., 4., 5., 6., 7., 8. számokat, a réteg feletti trapézsor lapjait a 13., 14., 15., 16., 17., 18., a réteg alatti trapézsoréit pedig a 23., 24., 25., 26., 27., 28. számok jelölik. Ennek megfelelően beszélünk majd a kristályon áthaladó fénysugarakról is. Például a 13-25 fénysugáron azt a fénysugarat értjük, amely a 13. lapon lép a kristályba, és a 25. lapon lép ki belőle.

A halojelenségek tárgyalásához akárcsak eddig, most is szükség lesz az egyes lapok hajlásszögére, mert ez adja annak a prizmának a törőszögét, amellyel a kristály az adott sugármenet esetén helyettesíthető. A fedőlapok (1. és 2. lapok) a hexagonális oldallapokra (3., 4., 5., 6., 7. és 8. lapok) merőlegesek. A szemközti hexagonális oldallapok egymással párhuzamosak. A szomszédos hexagonális lapok 120°-os, a másodszomszédosak (pl. 3. és 5. lap) 60°-os szöget zárnak be egymással. A feladat a többi lappár hajlásszögének meghatározása.

A kristálynövekedés tulajdonságaiból adódóan a hexagonális réteg lapjainak a felettük és alattuk elhelyezkedő trapézokkal bezárt szöge 27°59'. (Ilyen szöget alakot pl. a 4 és 14, valamint a 4 és 24 lappár)

Az oldallapok hajlásszöge szempontjából lényegtelen, hogy a magukkal az oldallapokkal, vagy a velük párhuzamos síkokkal számolunk. A II.4-11. .ábra jobboldalán a lapsíkok párhuzamos eltolásával kapott elrendezés látható. A szög meghatározásához elegendő az ábrán látható oldallapokkal foglalkozni, mert az átellenes kristálylapok egymással párhuzamosak (mint például a 13. és 26. lap). Két sík hajlásszögének meghatározásához elegendő a síkok normálvektorainak ismerete. AII.4-11. .ábra szerinti elrendezésben, ha a koordinátarendszer origója a szabályos hatszög szimmetria középpontja, könnyen felírhatjuk a síkok tengelymetszetes alakját.

A szabályos hatszög oldalát egységül választva az 1. és 3. pontok koordinátái: $P_1(0;-1;0)$, illetve $P_3(0;1;0)$. Mivel az 123 háromszög szabályos, és az 5. ponton átmenő él középvonal, ezért a 2. és 5. pontok koordinátái: rendre $P_2(\sqrt{3};0;0)$, illetve $P_5(\frac{\sqrt{3}}{2};0;0)$. A 4. pont koordinátáinak meghatározásához felhasználjuk, hogy a 054 derékszögű háromszög 045 szöge 27°59', azaz éppen a hexagonális kristálylapok és a velük érintkező nem hexagonális kristálylapok (például a 3. és 13. kristálylapok) hajlásszöge. Az 5. pont koordinátáinak ismeretében, a 045 szög tangensének segítségével egyszerű számítással adódnak a 4. pont koordinátái: $P_4(0;0;1{,}63)$. Ezekből a koordinátákból egyszerűen felírható a síkok tengelymetszetes egyenlete, amiből könnyedén kapjuk a síkok

$Ax + By + Cz + D = 0$ általános egyenletét. A síkok hajlásszöge megegyezik normálvektoraik hajlásszögével, azaz

$$\varphi = \arccos\left(\pm \frac{A_1A_2 + B_1B_2 + C_1C_2}{\sqrt{A_1^2 + B_1^2 + C_1^2} \cdot \sqrt{A_2^2 + B_2^2 + C_2^2}} \right)$$

A fedőlapok és a hexagonális oldallapok hajlásszögeit már az eddigi halojelenségek esetén meghatároztuk, így a fedőlapok és velük szomszédos lapok, illetve a hexagonális oldallapok és velük szomszédos lapok hajlásszöge már ismert. A forgásszimmetria miatt elég néhány, előbbieken kívüli síkpár hajlásszögét meghatározni. Ezeket a következő táblázat tartalmazza:

síkpárok	A_1	B_1	C_1	A_2	B_2	C_2	törőszög (φ)
3-24	1	0	0	1,63	$1{,}63\cdot\sqrt{3}$	$\sqrt{3}$	116°12’
3-25	1	0	0	1,63	$-1{,}63\cdot\sqrt{3}$	$-\sqrt{3}$	63°48’
13-14	3,26	0	$-\sqrt{3}$	-1,63	$-1{,}63\cdot\sqrt{3}$	$\sqrt{3}$	127°36’
13-15	3,26	0	$-\sqrt{3}$	1,63	$-1{,}63\cdot\sqrt{3}$	$\sqrt{3}$	80°13’
13-24	3,26	0	$-\sqrt{3}$	1,63	$1{,}63\cdot\sqrt{3}$	$\sqrt{3}$	99°47’
13-25	3,26	0	$-\sqrt{3}$	1,63	$-1{,}63\cdot\sqrt{3}$	$-\sqrt{3}$	52°24’

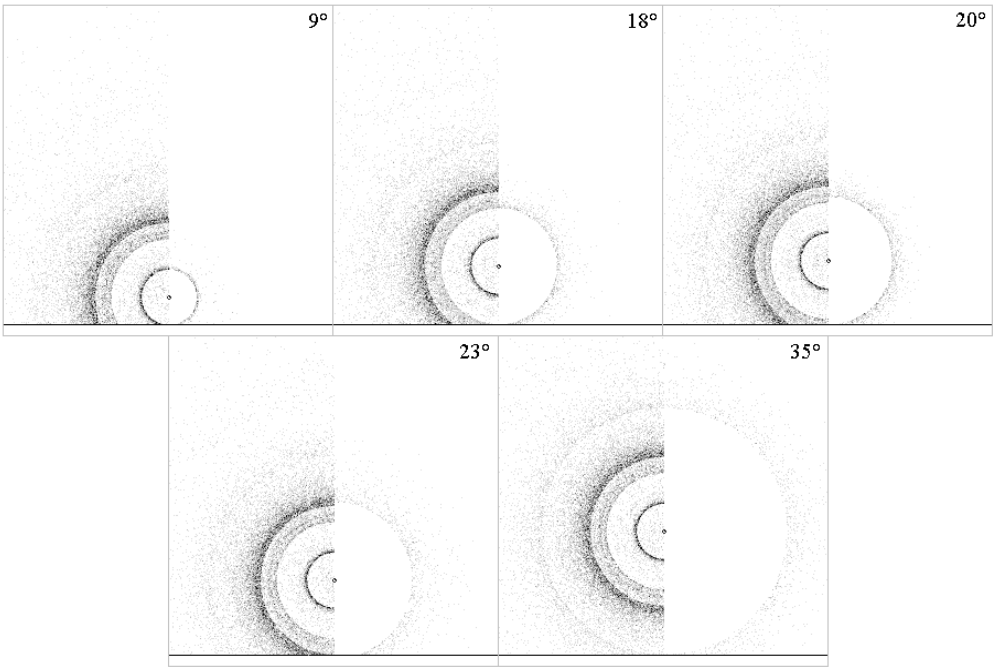
A következőkben csak olyan halojelenségekkel foglalkozunk, amelyek esetén a fénysugarak pontosan két kristálylapot érintenek. Mivel $\varphi = \beta_1 + \beta_2$, és β_1, β_2 szögeknek kisebbnek kell lenni a határszögnél, ezért a megfelelő törőszögek értékének kisebbnek kell lennie a jég-levegő közegre vonatkozó határszög értékének kétszeresénél. Ez az érték a törési törvény szerint 99°31’-nek adódik. Ezek értelmében a 3-24, 13-14, 13-24 síkpárokat érintő fénysugarak a kristályok belsejében legalább egyszer visszaverődnek.

A 3-26, illetve a 13-26 síkpárok is eredményezhetnek halokat, mert ezen lapok hajlásszöge rendre 27°59’ és 55°58’.

A lehetséges halokat eredményező fénysugarakra vonatkozó minimális deviációt a következő táblázat tartalmazza.

síkpárok	törőszög (φ)	minimális deviáció
3-26	27°59’	8°57’
13-25	52°24’	18°16’
13-16	55°58’	19°53’
3-25	63°48’	23°49’
13-15	80°13’	34°55’

A piramidális kristályok ezek szerint öt, a táblázatnak megfelelő halo gyűrűt képeznek (ld. függelék IX. o.). Ezeket a jelenségeket mutatja be a következő ábra a megfelelő Nap magasságok esetén. A számolt eredményeket jól tükrözi a szimuláció. Minden esetben ugyanazokat a kristályokat használtuk, és azonos volt a fénysugarak mennyisége is. Az ábrák jobb oldalát a táblázatban feltüntetett oldalpárokra szűrtük, azaz csak az ezeken az oldalpárokon áthaladó fénysugarakat jelenítettük meg



II.4-12. .ábra Piramis alakú kristályon keletkező halok (Sári Péter, 2003)

II.4.8. Egy összetett halo

Miután a halotípusokat végiginéztük, érdemes foglalkozni néhány összetet halojellenséggel is. (Ezt motivációként már korábban is javasoltuk. Igen szép halot mutat 1999. január 11.-i déli sarki észlelés

II.4-13. .ábra A „Déli sarki észlelés”

A Déli-sark a legideálisabb hely a halo megfigyelésre, mert gyakran találhatók a levegőben alacsony szinten is jégkristályok, s ezen az úgynevezett „gyémánt poron” különleges halok keletkezhetnek. A II.4-13. .ábra haloját Jarmo Moilanen fényképezte, és a megfigyelők állítása szerint nem is tartozott az igazán különlegesek közé. Röviddel ez után a jelenség után látványosabb halo volt látható. és 11 órával később, pedig extra halot figyeltek meg.

Mindazonáltal a képen látható összetett halo jól elemezhető és szinte minden, a korábbiakban diszkutált halot tartalmaz.

A 22° magasan levő Naptól távolodva melléknap ív, 22°-os és 46°-os halo-gyűrű, valamint 22°-os melléknapot látható. Szépen mutatkozik továbbá a felső tangenciális íve, egy konkáv Parry-ívet, valamint látszanak a supra- és infralaterális ívek. Különösen szép a színes cirkumzenitális ív.

II.5. *Módszertani ajánlások*

A szivárvány és a halojelenségek sokrétűen használhatók a tanítási órák színesítésére. A szivárványok és halok fotózása szép kísérleti feladat. Különösen a halok fotózása jelenthet kihívást még a gyakorlott fotósoknak is, mert nappal szemben kell a felvételeket készíteni.

A geometriai optika általános iskolai tananyag, a sugármenetek követése alkalmas a matematikával való koncentrációra jó gyakorló feladatok adhatók a háromszögek és a négyszögek szögeire vonatkozó összefüggések alkalmazására.

A fizika fakultáción már követhetők a pontosabb levezetések is. A témakör kiválóan alkalmas a közelítések pontosságának elemzésére

III. Mitől függ az időjárás?

Az időjárás mindnyájunkat szinte állandóan foglalkoztat. Néha rettenetesnek érezzük kiszámíthatatlanságát, sokszor örömet szereznek a váratlanul derűs napok, vagy megnyugvással töltenek el a csapadékos növény-nevelő idők.

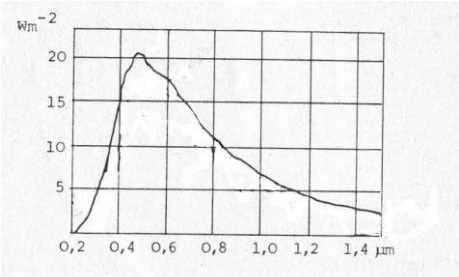
A meteorológusokat már régóta foglalkoztatja a változékonyság, ugyanakkor az évszakos változatlanság oka. Ebben a rövid dolgozatban megkíséreljük számba venni azokat a tényezőket, amelyek az átlagos időjárást alakítják, s azokat is, amelyek a bizonytalanságért felelősek.

Kövessük végig a földi időjárásunkat alakító fontosabb tényezőket.

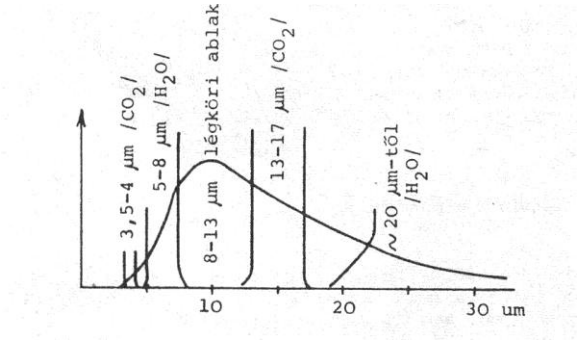
III.1. *A Föld távolról nézve*

Földünk a Nap körül keringő bolygó, amelynek átlagos hőmérséklete 288 K körüli. Az, hogy a Föld hőmérséklete a 6000 K hőmérsékletű, Napból jövő sugárzás ellenére állandó, azt jelenti, hogy a Föld a napból érkező energiát nem tárolja, hanem visszajuttatja az űrbe. Érdemes megvizsgálni, hogy mi lesz a sorsa a napból a légkör határára érkező $1{,}39 kW/m^2$ sugárzási energiának. Az összegező megállapításon túl, hogy a Föld a beérkező energiát kisugározza, s 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 un. hőmérsékleti sugárzását különböző hullámhosszúságú sugárzás elegye alkotja, az egyes összetevők súlyát a hőmérséklet függvényében a Planck-görbe adja meg. Az III.1-1. .ábra a Nap 6000 K-es, a III.1-2. .ábra a Föld 288 K-es sugárzás-eloszlási görbéjét mutatja.



III.1-1. .ábra A Nap sugárzását leíró Planck görbe (Czelnai)

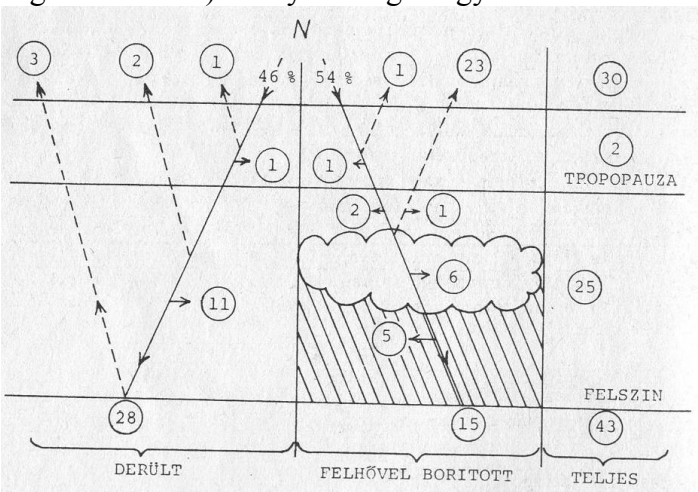


III.1-2. .ábra A Föld sugárzását leíró Planck görbe (Czelnai

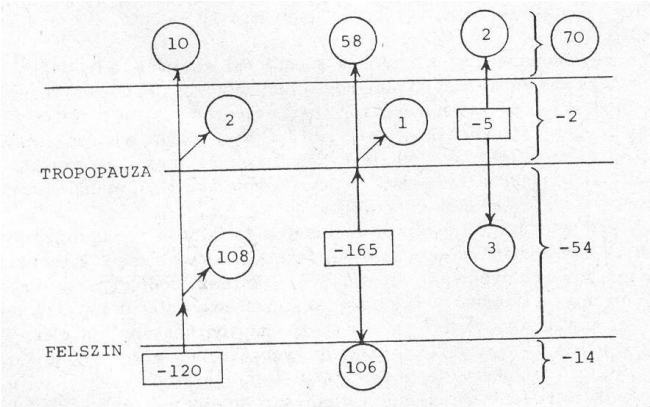
Az ábrákból látszik, hogy a Nap sugárzását döntően rövid, a Földét hosszú hullámú összetevők alkotják. A két sugárzási tartomány gyakorlatilag nem fedi át egymást, hiszen a napsugárzás $2\mu m$ körüli hullámhosszakon már gyakorlatilag semmilyen összetevőt sem tartalmaz, a Föld kisugárzása pedig innen indul a nagyobb hullámhosszúságú összetevők felé. Ez lehetővé teszi, hogy a mérésekben elkülönítsük Nap rövidhullámú és a Föld hosszúhullámú sugárzását. (A III.1-2. .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, ami a Föld átlagos hőmérsékletét mintegy $20^{o}C$ -kal növeli)

Távolról személve 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 rövid hullámú napsugárzás egy részét a Föld hosszú hullámúvá 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 a III.1-3. .ábra és a III.1-4. .ábra szemlélteti. (Az ábrák a Napból jövő energia százalékában mutatják a légkör derült és felhős részében ill. 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 un. troposzférát. A troposzféra mintegy 10 km vastagságú légréteg (a Föld sugara 6390 km) amely a levegő nagy részét tartalmazza.



III.1-3. .ábra A Nap rövidhullámú sugárzásának elnyelődése és visszaverődése



III.1-4. .ábra A Föld hosszúhullámú sugárzásának elnyelődése

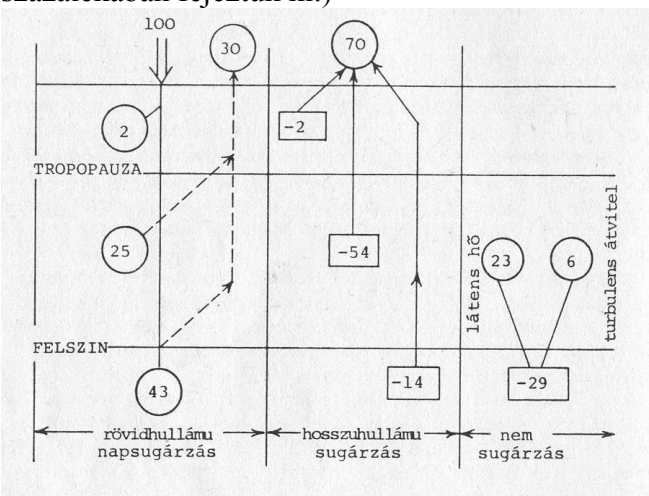
A III.1-3. .ábra jobboldali oszlopa mutatja az összegezett eredményt, azaz azt, hogy a Napból a Földre érkező energia 30%-a a légkör különböző elemeiről és a talajról közvetlenül visszaverődik és visszakerül az űrbe. A bejövő energia 70%-át a Föld és a légkör elnyeli és hosszúhullámú hőmérsékleti sugárzássá alakítva sugározza vissza. A részletek a III.1-4. .ábraáról olvashatók le. A hosszúhullámú kisugárzás egyenlegét ismét az ábra jobboldali oszlopa összegezi. Megállapítható, hogy a kisugárzás döntő részéért (54%) a troposzféra felelős.

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, s az azt mérő entrópiának növekednie kell. A földi élet keletkezése azonban ennek ellentmondani látszik, hiszen pl. az élő szervezetek keletkezése rendeződési folyamatot, entrópia csökkenést jelent. Az ellentmondás éppen a sugárzó energiának a rövid hullámhosszúságú tartományból a hosszú hullámú felé való átalakításának figyelembevételével oldható fel. A rövid hullámú sugárzást nagy frekvenciájú, s így nagyenergiájú 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, s a Földről nagy entrópiájú sugárzás távozik. A sugárzás entrópiájának növekedése lehetővé teszi, hogy a Földön rendeződési folyamatok történjenek.

Messze kalandoztunk az időjárástól! Térjünk vissza az 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 III.1-5. .ábra szemlélteti. (A visszavert és elnyelt sugárzás mennyiségét most is a Napból érkező sugárzás százalékában fejeztük ki.)



III.1-5. .ábra A sugárzási mérleg

A III.1-5. .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 a mennyit 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. 10 naponként cserélődik, s 1 kg víz elpárologtatásához több mind 2000 kJ energia szükséges. Így már érthető, hogy a rövid hullámú 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, s a víz körforgalma felelős a légkör elektromosságáért és a villámokért is.

III.1.1. **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 Fölre. 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 ráktérítő környezetében, a délién pedig, a baktérítő környékén érkeznek a napsugarak merőlegesen a Földre. A Föld keringése miatt ily módon keletkezik az évszakok váltakozása.

A egyenetlenül melegedő Földön a sarkok közelében sűrűbb hideg, az egyenlítő környékén kisebb sűrűségű meleg levegő halmozódik fel.

III.2. *Áramlások a légkörben*

A Nap sugárzása, a földtengely ferdesége és a Föld forgása bonyolult viszonyokat teremt, és a légkörben az egyenetlen felmelegedés és a forgás hatására áramlások indulnak. Ezek az áramlások nagy átlagban mindig ugyanúgy mennek végbe, azonban mind időben, mind helyileg nagy ingadozások is felléphetnek bennük.

Az áramlások nagy vonalakban történő áttekintéséhez ideális, csak egy-egy fontos hatást figyelembevevő áramlási képeket képzelhetünk el, majd ezeket egymásra „szuperponálva" megérthetjük a földi légkörzés átlagos viselkedését.

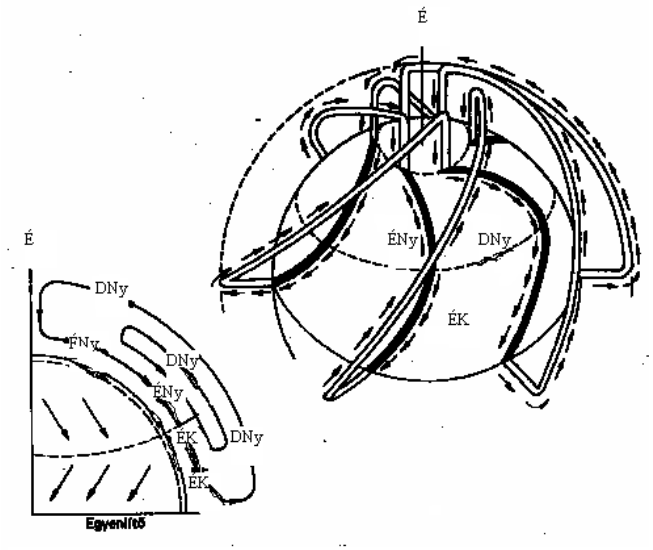
Amennyiben az álló Földet a Nap az egyenlítő síkjában naponta körbejárná, (ahogyan ezt az Ókorban képzelték) akkor, a sugárzás a levegőt az egyenlítőtől a sarkokig egyenetlenül melegítené fel. Az egyenlítőn felmelegedő levegő felszállna, helyére a talajon hideg levegő áramlana, a meleg levegő pedig, a magasban a sarkok felé áramlana, ahol kihűlve lefelé mozogna. Mindkét féltekén kialakulna tehát egy-egy légkörzés, ami 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. Az általános légkörzés vizsgálatakor azonban eltekinthetünk tőle.

Gondoljuk végig, mi történik a napsugárzás hatására az egyenlítő felől a magasban észak felé áramló meleg levegővel! Az egyenlítőn a levegő a Földdel együtt forgott nyugatról keletre. Amikor észak felé áramlik, akkor a magasabb szélességeken nem tudja azonnal felvenni az adott szélességi körön a Föld forgásából adódó sebességet, hanem megőrzi az egyenlítői mozgásnak megfelelő sebességét. Ez azt eredményezi, hogy az egyenlítő felől érkező levegő a Földhöz képest kelet felé mozog, vagyis ott nyugati szél fúj. Hasonló okból az egyenlítő környékén a visszaáramló hideg levegő mintegy lemaradva a Föld forgásától, keleties szeleket eredményez. Ezt az

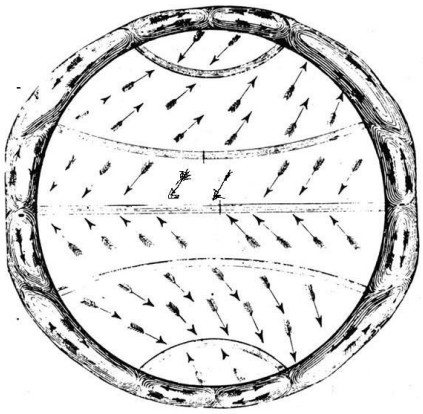
elképzelést tükrözi a III.2-1. .ábra, amely a légkörzést Hadley elképzelése szerint mutatja az északi féltekére vonatkozóan.



III.2-1. .ábra A Hadley cella

Látható, hogy a sarkkör közelében a talaj közelében mozgó hideg levegő is a nyugatról keletre mozog (nyugati szél). Ez azzal magyarázható, hogy a sarkok közelében leszálló levegő még a talaj közelébe jutva is őrzi az egyenlítőnél a Föld forgása miatt szerzett többlet sebességét, s csak a térítőkörök mentén csökken sebessége (a súrlódás hatására) annyira, hogy az egyenlítő környékére érve keleti szelet hozzon létre. Hadley modellje volt az első, amely már reális elemeket tartalmazott az általános légkörzésről, s az egyenetlen melegedés mellett már a Föld forgásának hatását is figyelembe vette.

A tapasztalatok azonban mást mutattak. A hajósok már az újkor kezdetén feltérképezték a tengereken fújó szelek irányát, s a Hadley modell csak részben tükrözte a tapasztalatokat.

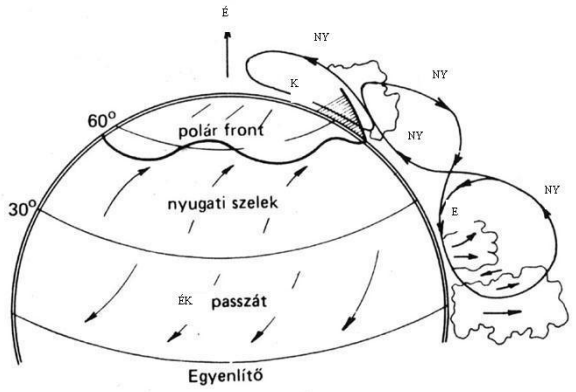


III.2-2. .ábra Az áramlási kép Ferrel szerint

A III.2-2. .ábra Ferrel egyszerű, de a felszín mentén az átlagos szélirányokat jól tükröző térképét mutatja. A térkép rámutat arra, hogy a Hadley modell, amely egyetlen légkörzéssel ún. cellával kívánja leírni egy-egy félteke általános légkörzését, nem tartható. A térkép szerint mind az északi, mind a déli féltekén nagyjából a ráktérítőig ill. a baktérítőig az egyenlítő felé fújó keleties, onnan a sarkkörig a sarkkör felé fújó nyugati, majd a sarkok felől a sarkkörökig ismét keleti szél az uralkodó. Az átlagos szélirányoknak ez az eloszlása arra utal, hogy a féltekék átlagos áramlási képe nem írható le egyetlen cellával.

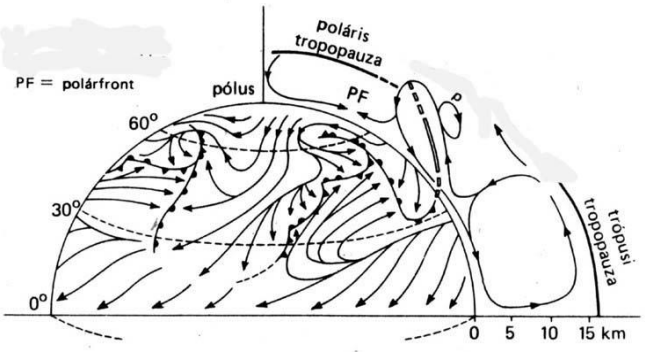
A valóságban az egyenlítő felől a magasban a sarkok felé mozgó levegő gyorsan hűl és a tapasztalat szerint már a térítőkörök mentén a talajra kényszerül, ott kettéválik, egy része keleties irányú passzát szelek formájában az egyenlítő felé mozog, más része nyugati szeleket okozva a sarkok felé halad. A szélirányok mindkét esetben a Föld forgása miatt térnek el az észak-déli iránytól. Az áramlási kép leírásához már három cella szükséges. Tovább bonyolítja a képet, hogy a $40-ik\ és\ a\ 60-ik$ szélességi kör között, mint azt Rossby megállapította, létrejön egy hullámzó, az egész földet körbeérő, a sarki hideg és az egyenlítői meleg levegőt elválasztó un. polár front. A III.2-3. .ábra az áramlási rendszer Rossby elképzelése

nyomán kialakítható képét mutatja. A képen berajzoltuk a három zárt légkörzési cellát és a hullámzó polár frontot.



III.2-3. .ábra A légköri áramlások Rossby szerint

A valóságban azonban a cellák, elsősorban az egyenlítőtől távolabb eső kettő, nem zártak. A hullámzó polár front 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. (A III.2-4. .ábra sematikusan ezt a ma elfogadott általános áramlási képet mutatja.) Az anticiklonokban az északi féltekén a forgás iránya az óramutató járásával megegyező.



III.2-4. .ábra Az áramlási rendszer ma elfogadott sémája

A mérsékelt öv, így hazánk napi időjárását, az előre nehezen jósolható változékonyságot lényegében a törvényszerűen keletkező, un. 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.

III.3. *A ciklonok és anticiklonok forgása*

A nagy légörvények (ciklonok és anticiklonok) forgásirányának magyarázatához az eddigi nagyon általános érveléssel szemben részletesen kell vizsgálnunk a levegőrészek mozgását létrehozó erőket. A szabad légkörben a nehézségi erő mellett a levegőrészek mozgását csak a nyomásból származó erő alakítja. A mozgást azonban a Földhöz képest kívánjuk leírni, ezért figyelembe kell vennünk, hogy a Föld forgása miatt a földhöz rögzített koordinátarendszer gyorsuló mozgást végez, azaz nem inercia rendszer. Ahhoz, hogy a Newton törvényeket forgó rendszerekben is az inercia rendszerben megszokott formában alkalmazhassuk, tehetetlenségi erőket kell bevezetnünk.

III.3.1. **Módszertani megjegyzés**

A középiskolai fizika egyik legvitatottabb kérdése a tehetetlenségi erők bevezetésének, azaz a gyorsuló koordinátarendszerek bevezetésének kérdése. A fizika tanárok egy része a tehetetlenségi erők bevezetését a Newton törvények biztos értésének szempontjából kifejezetten rombolónak tartja, s nem is ok nélkül. A kérdéskörrel kapcsolatban még kitűnő fizika könyvekben is találhatók szarvas hibák. Nem kétséges azonban az sem, hogy mind a műszaki, mind a földtudományi szakirodalom természetes módon, minden fogalmi útmutatás nélkül alkalmazza a gyorsuló koordinátarendszerbeli leírásban szükségszerűen bevezetett tehetetlenségi erőket, elsősorban a centrifugális és Coriolis erőt. Az is világosan látszik, bár a hetvenes évektől kezdve a tehetetlenségi erők tárgyalása kiszorult a a középiskolai fizika tananyagából, a fogalmi egyszerűsödés nem hozta meg a várt eredményt, a tehetetlenségi erőkkel kapcsolatos tévképzetek szinte semmit sem gyengültek sem az ismeretterjesztő könyvekben, sem a köznapi életben. A légkörzés elemeinek tanításához elsősorban a Coriolis erő fogalmának ismerete szükséges. A függelékben ajánlást is teszünk a Coriolis erő bevezetésére. Itt azonban, minthogy a légkörzés tárgyalása az elsődleges, erre nem térünk ki.

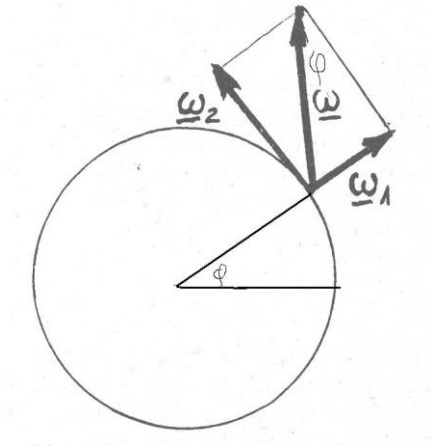
III.4. *A Coriolis erőhatása a légkörben*

A forgó rendszer tehetetlenségi erői közül a légköri mozgásokat elsősorban a Coriolis erő befolyásolja. A Coriolis erő a forgó rendszerhez képest $\mathbf{v}$ sebességgel mozgó testekre hat, és az

$$\mathbf{F} = 2m\ \mathbf{v} \times \mathbf{\Omega}$$

összefüggéssel adható meg, ahol $\mathbf{\Omega}$ Föld szögsebessége. A Coriolis erő tehát merőleges mind a mozgó test sebességére, mind a Föld szögsebességére. A troposzférában létrejövő, meteorológiai szempontból fontos mozgások általában csak a horizontális síkban rendelkeznek jelentős sebességgel, ezért a Coriolis erő kiszámításakor a Föld szögsebességének többnyire csak az adott helyen vett vertikális összetevőjét kell figyelembe venni. A III.4-1.

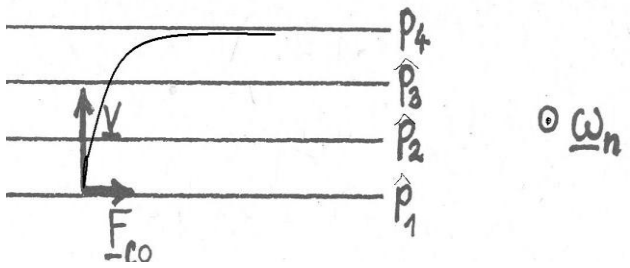
.ábra mutatja, a szögsebesség vektor függőleges és vízszintes komponensekre bontását.



III.4-1. .ábra A szögsebesség vektor felbontása

Hétköznapi tapasztalataink arra utalnak, hogy a levegő a nagyobb nyomású hely felől áramlik a kisebb nyomású felé. (A kiszúrt luftballonból a belső nagyobb nyomás hatására áramlik ki a levegő.)

A légkörben azonban a Coriolis erő ezt az egyszerű szabályt elrontja. Ha egy légrész a fellépő nyomáskülönbség hatására vízszintes irányban mozogni kezd az izobárokra merőlegesen, akkor a Coriolis erő hatására pályája addig változtatja irányát, míg sebessége párhuzamossá nem válik az izobárokkal. A Föld forgása miatt a szél nem a magasabb nyomású hely felől fúj az alacsonyabb nyomású felé, hanem az izobárokkal párhuzamosan, azaz az azonos nyomású görbék mentén. Ekkor ugyanis egyensúlyba kerül a nyomásból származó és a Coriolis erő. A III.4-2. .ábra sematikusan mutatja a nyomásváltozás miatt fellépő és a Coriolis erő hatását egyenes izobár-sereg esetén.



III.4-2. .ábra A szélirány változása a Coriolis erő hatására

Az áramlás két erő, a nyomás hely szert inti változása miatt fellépő un. „nyomási gradiens erő” és a Coriolis-erő egyensúlyaként jön létre:

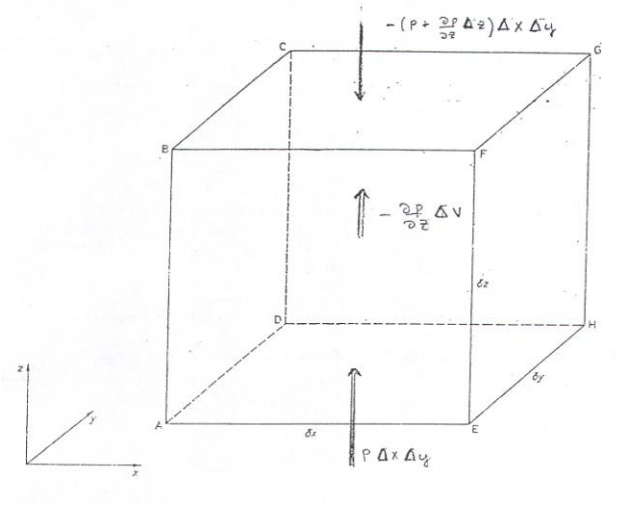
$$0 = -\frac{1}{\rho} F_{gx} + f v_g \ ,$$

$$0 = -\frac{1}{\rho} F_{gy} - f u_g \ .$$

Az egyenletekben F_{gx} és F_{gy} rendre a nyomási gradiens erő x és y irányú összetevőjét jelenti, míg $f v_g$ és $-f u_g$ az egységnyi térfogatú légrészre ható Coriolis erő megfelelő összetevői. Általánosan felírva $F_{gx} = -\frac{\partial p}{\partial x}$ és $F_{gy} = -\frac{\partial p}{\partial y}$, s a továbbiakban ezt a jelölést alkalmazzuk.

Módszertani megjegyzés: A nyomási gradiens erő is nehéz fogalom. El kell szakadnunk ugyanis az eddigi szemlélettől, a lényegében pontszerű testekre felírt erőtörvényektől. A kiterjedt folyadékban illetve gázban a kontinuumnak tekintett anyagban kiválasztott elemi térfogatra kell felírni az erőket. Meg kell értetnünk a tanulókkal, hogy olyan folyadékban, amelyre külső erő nem hat és a nyomás mindenütt ugyanakkora, a részecskék nem mozdulnak el egyensúlyi helyzetükből. Ahhoz, hogy ez bekövetkezzék, változnia kell a nyomásnak. Legegyszerűbb a téglatest alakú folyadékelem

vizsgálata, amelyen megmutatható, hogy a légrészre adott irányban ható erő a nyomáskülönbség következménye!



III.4-3. .ábra A gradiens erő származtatása

Az erő meghatározásakor elkezdhető a parciális deriválás fogalmi előkészítése! A továbbiakban erre nem térünk ki, mert központi témánktól messze vezetne. Ezzel a megjegyzéssel csak a matematikával való koncentráció lehetőségeire kívánjuk felhívni a figyelmet.

A Coriolis-erő amint a III.4-2. .ábra mutatja az északi féltekén jobbra, a déli féltekén balra téríti el a mozgó részecskéket egészen addig míg a mozgás párhuzamossá nem válik az izobárokkal. 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 modell áramlása. A valóságban szinte soha nem tapasztalható, mert hosszabb ideig stacionáriusan akkor maradna fenn, ha párhuzamos és egyenletes sűrűségű izobár rendszer stabilizálódna.

Maga az egyensúlyi áramlás tehát nem valósul meg, de feltételezhető sebessége az egyensúlyi mozgásegyenletekből kifejezhető.

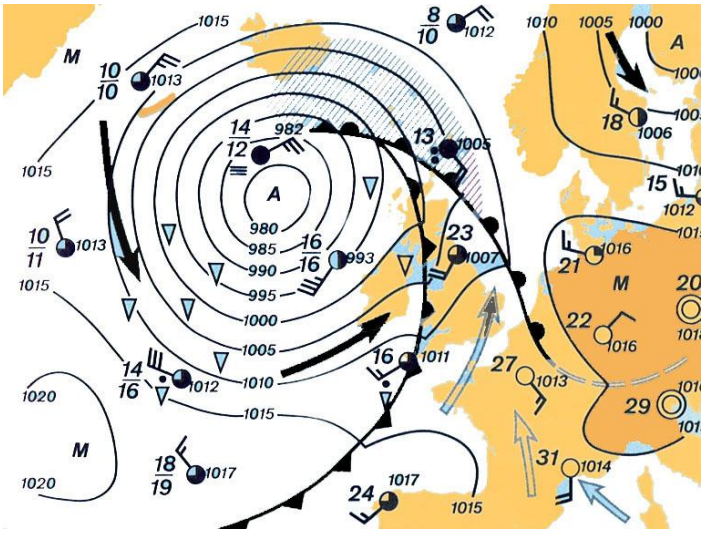
$$u_g = -\frac{1}{f\rho}\frac{\partial p}{\partial y}, v_g = \frac{1}{f\rho}\frac{\partial p}{\partial x}$$

geosztrofikus sebesség azonban az áramlási tér minden pontjában meghatározható és viszonyítási sebességként használható, mert megmutatja, hogy az adott nyomásviszonyok mellett milyen egyensúlyi sebesség jöhetne létre.

III.4.1. Ciklonok, anticiklonok, frontok

A Coriolis erő ismeretében már megérthetjük a ciklonok örvénylését is. Az időjárási térképek sok egyéb mellett megmutatják a légkör nyomás és hőmérséklet eloszlását, és úgynevezett szélzászlók segítségével feltüntetik a szélirányt is. A zászló nyele a szélirányt 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. A 12. 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 ill. félkörökkel jelölt melegfront elmetszi őket,

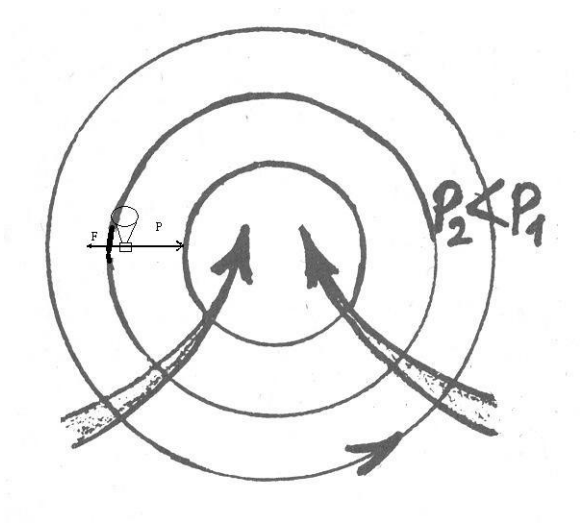
kissé megtörnek.



III.4-4. .ábra Időjárási térkép

A szélzászlók jól mutatják, hogy a ciklonban a levegő az izobárok mentén mozog, az alacsony nyomású hely körül örvénylik. A légrészeket a nyomáscsökkenés miatt befelé mutató és a radiálisan kifelé mutató Coriolis erő eredője tartja fenn. 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.

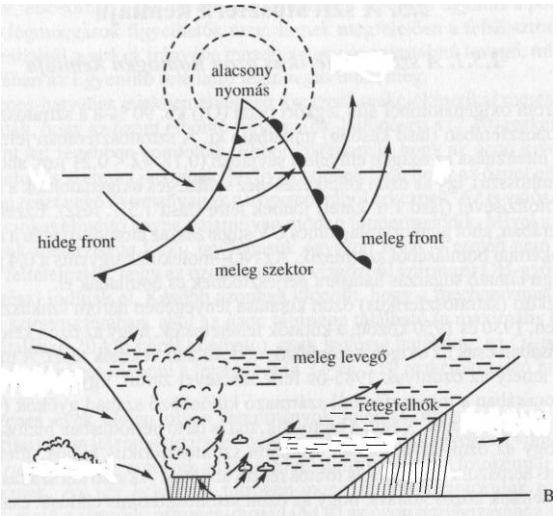
Ha pl. egy hőlégballon mozgását figyelnénk a ciklonban, akkor a ballon először befelé mozogna a ciklon alacsony nyomású középpontja felé. A Coriolis erő azonban eltérítené egészen addig, míg valamelyik állandó nyomású görbe (izobár) mentén „stabil pályára” nem állna. (Ebben az esetben a centripetális erőt a csökkenő nyomás miatt fellépő, befelé mutató, erő (P) és a kifelé mutató Coriolis erő (F) eredője szolgáltatja. (III.4-5. .ábra)



III.4-5. .ábra Ciklon sematikus képe

Az anticiklonokban 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.

Térjünk vissza azonban a ciklonokhoz! A ciklonok, mint említettük a hideg és meleg levegő határán képződő hullámszerű zavarokról lefűződő örvények, amelyekben a hideg és meleg levegő határvonalai a frontok jól észlelhetőek. 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, un. „okkludált” front jön létre, akkor a meleg levegő kiszorul a talajszintről és a hideg fölé kerül, a ciklon élete lényegében befejeződik (III.4-6. .ábra).



III.4-6. .ábra Ciklon frontjai (fent) és keresztmetszeti képe a felhőzettel (lent)

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 melegszektorban (a meleg és hidegfront között) kicsit javul az idő, elszórtan véletlenszerűen gomolyfelhők keletkeznek, a hidegfront pedig általában viharos széllökésekkel érkezik és erős zivatarokat hoz.

Ugyanakkor nyáron a tartós meleg, télen a tartós hideg és mindkét esetben gyakorlatilag felhőmentes időért az erős, nagykiterjedésű anticiklonok felelősek.

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.

III.4.2. Szélsebesség a ciklonokban és az anticiklonokban

A ciklonokban és anticiklonokban a légrészek jó közelítéssel körmozgást végeznek. Az áramlás leírását legegyszerűbben az áramláshoz rögzített forgó koordinátarendszerben adhatjuk meg. A forgó koordinátarendszer tengelyeit érdemes adott pontban a radiális és a rá merőleges, az óramutató járásával ellentétes irányba eső érintő irányban felvenni. Ebben a rendszerben a Földhöz képest ciklonális, vagy anticiklonális mozgásban résztvevő légrész nyugalomban van. A rá ható erők eredője zérus. A nyomási gradiens erő és a Coriolis erő mellett azonban figyelembe kell venni a koordinátarendszer forgása miatt fellépő centrifugális erőt is. (Ez semmiképpen sem tévesztendő össze a földhöz rögzített koordinátarendszerben fellépő és a gravitációs erőbe beolvasztott centrifugális erővel.)

Mivel stacionárius mozgásról van szó, az érintő irányú mozgásegyenlet komponens semmitmondó, minden erő radiális irányba esik. A centrifugális erő mindig pozitív a másik két erő azonban a sebesség, a Coriolis paraméter és a nyomásgradiens irányától függően pozitív és negatív is lehet.

Az egyensúlyi egyenlet általános alakja:

$$\frac{v^2}{r} + fv - \frac{1}{\rho} F_n = 0,$$

ahol $-F_n = -\frac{\partial p}{\partial n}$ a nyomáskülönbségből származó gradiens erő. Amennyiben a mozgás stacionárius, tehát a gradiens erő állandó, akkor a forgás sebességére v helyett a szokásos c jelölést alkalmazva, azt kapjuk, hogy

$$c^2 + frc - \frac{r}{\rho} F_n = 0$$

másodfokú egyenlet adódik, amelynek megoldása:

$$c = -\frac{fr}{2} \pm \sqrt{\frac{fr^{2}}{4} + \frac{r}{\rho} F_n} \ .$$

A diszkusszió során meggondolásainkat az északi féltekére, azaz az $f \geq 0$ .esetre korlátozzuk.

III.4.2.1 Az egyenlítői mozgás

Foglalkozzunk először az egyenlítői mozgás esetével. Ekkor $f \to 0$ és $c = \pm\sqrt{\frac{r}{\rho} F_n}$. A kifejezésnek csak pozitív nyomásgradiens esetén $F_n > 0$ van értelme, a körkörös izobárokból álló áramlási rendszerben tehát a nyomás kifelé nő, a forgás azonban ciklonális és anticiklonális is lehet. Ezt az áramlást szokás a meteorológiában ciklosztrofikusnak nevezni.

III.4.2.2 Nemegyenlítői mozgás pozitív diszkrimináns esetén

Ha a négyzetgyök pozitív előjelű, azaz

$$c = -\frac{fr}{2} + \sqrt{\frac{f^2 r^2}{4} + \frac{r}{\rho} F_n} \ ,$$

akkor a „szokásos” ciklonális, vagy anticiklonális megoldást kapjuk; $F_n \to 0$ esetén $c \to 0$.

Amennyiben a nyomásgradiens pozitív ($F_n > 0,$ a gradiens erő a kör középpontja felé mutat), akkor $c > 0$, azaz ciklonális forgás alakul ki. Ezt a

Földhöz rögzített koordinátarendszerbe visszatérve úgy is fogalmazhatjuk, hogy a gradiens szél iránya pozitív. Negatív nyomásgradiens $F_n < 0$, esetén a gradiens erő kifelé mutat és ekkor a szélsebesség negatív, vagyis anticiklonális áramlás alakul ki. A anticiklonhoz negatív gradiens szél ($c < 0$) tartozik. A felírásból következik az is, hogy ciklonban $F_n > 0$ tetszőleges szélsebességek kialakulhatnak, hisz a másodfokú egyenlet determinánsa mindig pozitív. Anticiklonban $F_n < 0$ miatt a nyomási gradiens abszolút értékére teljesülnie kell az

$$|F_n| \leq \frac{\rho f^2 r}{4} ,$$

egyenlőtlenségnek, vagyis nem léphetnek fel tetszőlegesen nagy szelek. Ha a nyomási gradiens abszolút értéke meghaladja a kritikus értéket, akkor a szél átfúj az izobárokon, és leépíti az extrém magasnyomású képződményt.

III.4.2.3 Nemegyenlítői mozgás negatív diszkriminánsesetén

Vizsgáljuk meg azt az esetet is, ha a sebességre kapott eredményben a négyzetgyök negatív előjelű:

$$c = -\frac{fr}{2} - \sqrt{\frac{f^2 r^2}{4} + \frac{r}{\rho} F_n} .$$

Ez mind alacsony, mind magas nyomású képződmény körül anticiklonális áramlást jelent. A sebesség akkor sem lesz nulla, ha a nyomási gradiens nullához tart, hiszen $F_n \to 0$ esetén $c \to -fr$. Ez az úgynevezett tehetetlenségi áramlás, ami az óceánokban kialakuló és több hónapig megmaradó örvényekre jellemző (pl. a Golf-áram leszakadó örvényei), ahol

a viszonylag nagy sebesség miatt a Coriolis-erő lényegesen meghaladja a nyomási gradiens erőt. Ilyen különleges anticiklonális áramlásra a légkörben is találunk példát, de ez korántsem általános jelenség.

IV. A zivatarfelhő

A zivatarfelhők csodálatos képződmények. Látványuk néha félelmetes, néha csak szépséges, megjelenésük kifejlett alakban azonban mindig lenyűgöző (III.4-1. .ábra). A derékban karcsú, fent szétterülő hófehér bóbitájú zivatarfelhők a talajtól a légkör alsó nagyjából tíz kilométeres tartományát, a troposzférát, átérő hatalmas felhők, amelyekben heves áramlások és elektromos folyamatok zajlanak. A felhők fejlődésekor a legjellegzetesebb ezek közül talán a gyors, tornyosuló függőleges növekedés. Tulajdonságaikat nem is olyan régóta kezdjük igazán megismerni. Csak a második világháború után, amikor a repülőgépek már bemerészkedhettek a felhők belsejébe, vált lehetővé, hogy oda felvitt műszerekkel meghatározzák a felhők összetételét, az áramló levegő sebességét, a vízcseppek és jégszemek méreteloszlását.

A „Thunderstorm Project" keretében 1946-ban tíz speciális műszerekkel felszerelt P-61-es harci gép repült át egy zivatarfelhőn az Egyesült Államokban. A repülőgépek öt, 1500 m-es magasság különbségű szinten vízszintesen repültek át a felhőn. Legfontosabb céljuk a függőleges áramlási sebességek mérése volt. Azóta tudjuk, hogy a zivatarfelhőkben akár 90 km/h sebességű feláramlások is létezhetnek.

Tovább javította a fizikai vizsgálatok minőségét a távérzékelési módszerek, a radar- és műhold- meteorológia kifejlődése, s ma már viszonylag pontos képet alkothatunk a zivatarfelhők belsejének folyamatairól és a felhők keletkezéséről.

III.4-1. .ábra Kifejlett zivatarfelhő

A pontos válasz reményében tehetjük fel tehát a kérdéseket: Miből állnak a zivatarfelhők? Mik a fizikai tulajdonságaik? Hogyan keletkeznek? Milyen folyamatok zajlanak bennük, és milyen hatással vannak a Föld tulajdonságaira?

IV.1. *A zivatarfelhők összetétele és keletkezése*

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.

IV.1.1. **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 $30m$, azaz térfogata kb. $7{,}5 \cdot 10^{-5} km^3$. A felhőben jó közelítéssel $75t$ levegő $20-100kg$ vízgőz és vízcseppek formájában $10-50kg$ folyadékvíz található. A kisebb méretű zivatarcellák $2km \cdot 2km \cdot 5km = 20km^3$ térfogatában 20 millió tonna levegő mellett $100-300$ ezer tonna vízgőzt és felhőelemek formájában nagyjából ugyanennyi folyadékvízet 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. $2000MJ$ hő szabadul fel, azaz a zivatarfelhőben összesen $2-6 \cdot 10^6 MJ$ hő keletkezik, ami az egy órányi időtartammal számolva $5000-15000Mwatt$ teljesítménynek felel meg. (A paksi atomerőmű négy blokkjának elektromos teljesítménye kb. $2000Mwatt$) Érthető tehát, hogy ez a hatalmas energia, még akkor is, ha igen nagy térfogatban és óriási tömegű levegőben oszlik el, pusztító erejű szélvihart kelthet.

IV.1.2. **Miért keletkezik a feláramlás?**

Az első kérdés, tehát az, hogy miért keletkezik a levegőben a nagy páratartalmú levegőt felfelé szállító áramlás, az un. konvekció?

Az ok 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, a hosszúhullámú a sugárzás pedig képes a levegő is 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, s a környező hidegebb levegőben buborékként felszáll. A felhajtóerő a mindnyájunk által már az általános iskolában megismert Archimedes törvénnyel magyarázható. Számoljunk hát ezzel egy kicsit!

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

$$aV\rho_f = \rho - \rho_f \; Vg ,$$

ahonnan gyorsulása

$$a = \frac{\rho - \rho_f}{\rho_f} g .$$

Érdemes megfigyelni, hogy a gyorsulás nem függ a termik térfogatától, tetszőleges méretű levegőrész ugyanúgy gyorsul, ha sűrűsége a környezetétől 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

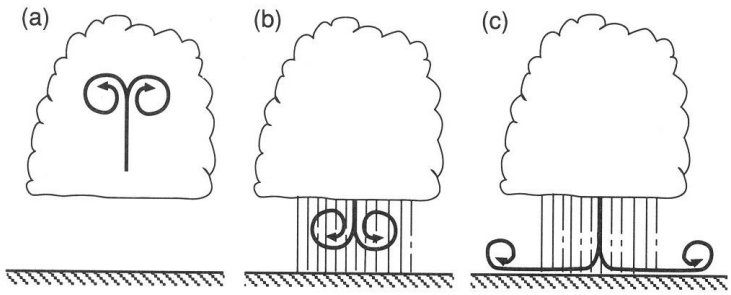
$$a = \frac{T_f - T}{T} g .$$

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, s emiatt gyorsan hűl. (Ezt a folyamatot a szódásüveg patronból kiáramló és a gyors tágulás miatt lehűlő széndioxid tágulásához hasonlóan

képzelhetjük el.) Az ilyen tágulást adiabatikusnak (hőcserementesnek) tekinthetjük, amelynek során a környezet és a vizsgált gáz nyomása pillanatszerűen kiegyenlítődik, de hőcsere nem lép fel. Az emelkedő levegő – egyéb hatások híján – százméterenként egy fokot hűlne, s 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, s 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, s két ellentétes irányban forgó légörvényt is kialakul benne (IV.1-1. .ábra).



IV.1-1. .ábra Légörvények keletkezése vertikális áramlás hatására

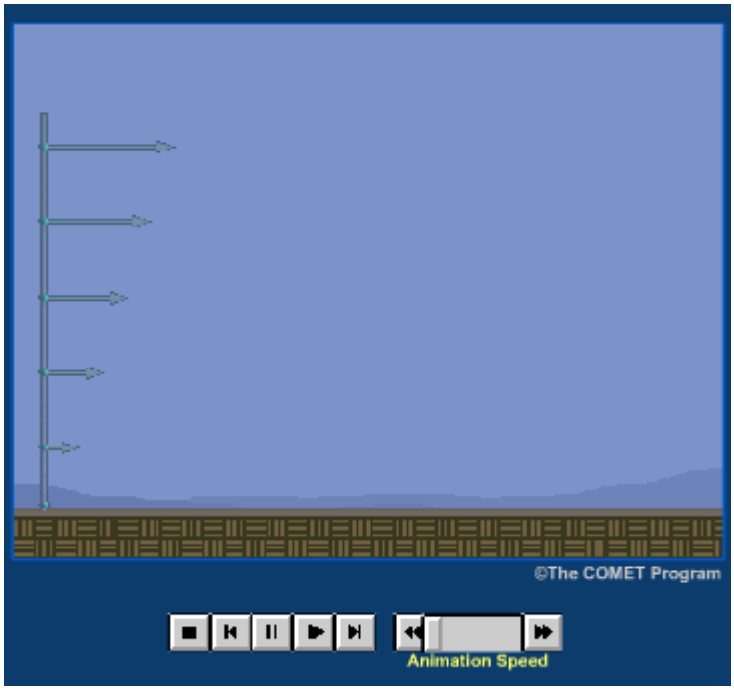
A troposzféra határára érkező levegő hőmérséklete már olyan alacsony, hogy a felsodort vízcseppek is kifagynak, kialakul a jégtűkből álló hófehér üllő.

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 $5-6km$ érve, mint már említettük, megindul a vízpára kicsapódása, s 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 zúduló 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 (IV.1-1. .ábra), ugyanakkor elvágja a feláramló meleg levegő utánpótlásának útját. A nedvesség eső, esetleg jég formájában kihullik a felhőből, a felhő életciklusa befejeződik.

IV.2. *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 (IV.2-1. .ábra)

A magassággal növekvő sebesség miatt a légoszlop vízszintes tengelyű örvényességgel rendelkezik. Ezt egyszerűen megérthetjük, ha a levegő útjába vízszintes tengelyű lapátkereket 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.



IV.2-1. .ábra Szélnyírás

Az örvénycsöveket a konvekció megemeli, s a horizontális örvényekből függőleges tengelyű örvénylést hoz létre (IV.3-1. .ábra) 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.

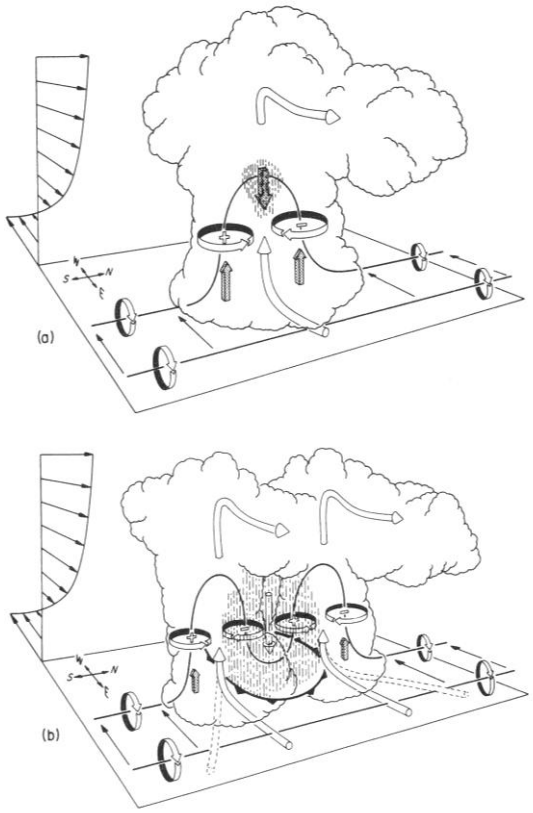
A csapadékhullás az örvénycsöveket ismét lefelé hajlítja, s ekkor két függőleges tengely körül forgó örvénypár jön létre. Az örvénypárok mindegyike ellentétes irányban forgó örvényekből áll.

Innentől, a szélnyírás és a lefelé irányuló hideg áramlás erősségének függvényében különböző módon fejlődhet a zivatar.

IV.3. *Többcellás zivatar*

Ha a szélnyírás, azaz a vízszintes örvénylés nem volt nagyon erős, akkor a már leírt események következnek be. A hideg levező 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. A szétáramló hideg levegő örvénye a zivatarfelhő előoldalán a szélnyírás miatti örvényekkel ellentétes, hátoldalán azonos, forgásirányú. A IV.3-1. .ábra két szomszédos örvény együttes hatását mutatja. Mindkét örvény magával ragadja a levegőt, s 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, amiből új zivatarfelhő alakulhat ki. Ez a hatás vezet a többcellás zivatarfelhők kifejlődéséhez.



IV.3-1. .ábra Vertikális légmozgás hatása az örvénycsövekrre

IV.4. *A szupercella*

A mennyiben 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 sebességgel 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 tornádó örvények 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.

IV.5. *A zivatarelektromosság*

A zivatarfelhők egyik leglátványosabb tulajdonsága a villámlás és a vele együtt járó mennydörgés. A villámokat a történelmi idők előttre visszanyúló babonák és mitikus hiedelmek kísérik, a villámcsapás jónéhány vallás szerint isteni eredetű (a görög hitvilágban Zeusz a skandinávban Thor a villámok Istene). A jelenség fizikai természetének felderítése azonban viszonylag későn kezdődött. A villámok keletkezésének megértéséhez a felhő elektromosság sajátságait és töltéseloszlását kell megismernünk. A tudományos igényű munka a villámok pusztító hatás a miatt indult meg, s az első eredmény, a villámhárító feltalálása Benjámin Franklin nevéhez fűződik. Franklin a villámok elektromos tulajdonságait kísérleti úton is vizsgálta, sárkányt bocsátott fel és megpróbálta levezetni a felhők elektromos töltését. Neki szerencséje volt, nem szenvedett balesetet, de követői közül pl. t halálos áramütés érte.

IV.5.1. **Wilson és Simpson vitája.**

A felhő elektromosságról alkotott mai elképzelés megalapozói Wilson (a ködkamra feltalálásáért Nobel díjat kapott) és Simpson voltak. Mindketten kiváló kísérleti fizikusok és ötvenéves vitájuk nagyban hozzájárult a felhő elektromosság kutatásához. Mindketten a XX. Század elején kezdtek a felhők elektromos tulajdonságaival foglalkozni, amikor már ismert volt, hogy a Föld nagy és permanensen fennmaradó negatív töltéssel rendelkezik. Ez addig nem is jelentett problémát, míg a légkört tökéletes

szigetelőnek tekinthették. Kiderült azonban, hogy a levegő többé-kevésbé mindig ionizált állapotban van, s emiatt töltésutánpótlás híján a negatív töltésnek néhány óra alatt el kellene tűnnie a földről.

Ez az ellentmondás hatalmas lökést adott a légkörfizikai kutatásoknak. Keresni kezdték az elszivárgó töltést pótló „áramforrást". Hamarosan a zivatarfelhők kerültek a kutatások fókuszpontjába, s arra gyanakodtak, hogy a csapadék szállítja a töltéseket a Földre. Simpson a monszuncsapadék töltését vizsgálva megállapította, hogy ez lehetetlen, mert az esők pozitív töltésűek. Mindebből arra is következtetett, hogy a zivatarfelhők hatalmas elektromos dipólusok, amelyeknek alján pozitív, tetején negatív töltések vannak. Wilson az elektromos térerősség változását vizsgálta a felhők környezetében, s megállapította, hogy a „felhő-dipól" fordított irányú, alján negatív, tetején pozitív töltésű. A kihulló csapadék töltését azzal magyarázta, hogy a lehulló vízcseppek a felhő erős elektromos terében a föld közelében képződő ionokat összeszedik, s így válnak pozitív töltésűvé.

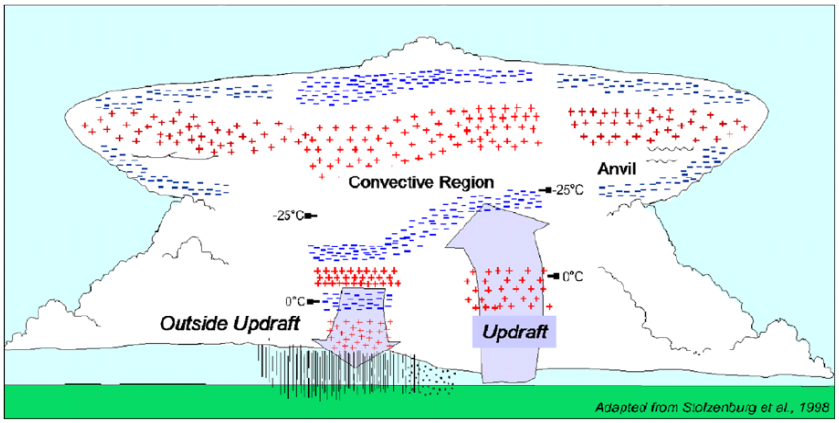
A két kiváló fizikus vitáját Wilson nyerte, Simpson, ha nehezen is, de elfogadta, hogy a „felhő-dipól" alul negatív, fölül pozitív. A dipólus szerkezetet azonban tripólussá egészítette ki. A fő dipól mellé modelljében a felhő aljára kisebb pozitív töltésű részt helyezett. A zivatarfelhők elektromos szerkezetére vonatkozóan sokáig ez az elképzelés uralkodott. Feynman is ezt ismertette a légköri elektromosságról szóló 1965-ös előadásában, megjegyezve, hogy a felhő alján megjelenő pozitív töltésű zóna eredete rejtélyes, és nélküle a világ egyszerűbb lenne.

IV.5.2. **A jelenlegi elképzelés**

A Wilson-Simpson vita, amely lényegében a két kutató haláláig tartott, a XX. század ötvenes éveinek végére lezárult. A kísérleti felhőfizika azonban a II. Világháborút követő technikai fejlődés miatt éppen ekkor kapott hatalmas lökést, mind a távérzékelési, mind pedig a felhőben végzett („in situ") mérések területén. Kiderült, hogy a felhők elektromos szerkezete sokkal bonyolultabb, és sokkal változatosabb is annál, hogy az egyszerű

hárompólusú képpel pontosan leírhatnánk. A 6. ábra a zivatarfelhő érett szakaszának (ekkor már megindul a csapadékhullás is.) sematizált töltéseloszlását mutatja. Az ábra 49 ballonos felszállás adatainak összesítése alapján készült.

A feláramlási tartományban négy, míg a rajta kívül eső zónában legalább hat váltakozó előjelű töltött zóna különíthető el. Az üllő a felhő elő és hátoldalán is döntően pozitív töltésű, tetején azonban az odavonzott ionokból negatív töltésű árnyékoló zóna jelenik meg. A felhő „fő" dipólját azonban a wilsoni elképzelésnek megfelelő $-25^{o}C$-os hőmérséklet tartományban megjelenő nagy kiterjedésű negatív és a felette elhelyezkedő pozitív zóna alkotja.



IV.5-1. .ábra Töltéseloszlás zivaytarfelhőben

IV.5.3. A töltések keletkezése a zivatarfelhőben

Alapvető kérdés, hogy a zivatarfelhőben miért válnak szét a pozitív és negatív töltések. A kérdésre jelenleg nem adható egyértelmű válasz, sokféle folyamat képzelhető el amely töltésszétválásra vezet, a nagyságrendek és az szétválás időbeli lefolyása legtöbb mechanizmus esetén nehezen illeszthető a felhőben zajló folyamatok időtartamához.

Annyi azonban bizonyos, hogy az elektromos folyamatokban a felhő jégszemcséi és vízcseppjei alapvető szerepet játszanak. Két hatást biztosan figyelembe kell venni: az egyik a jól ismert megosztás jelensége, a másik jégszemcsék ütközésekor lezajló töltésszétválás. A lefelé eső nagyobb jégszemcsék töltéseloszlását felhő elektromos tere megosztással inhomogénné teszi, s amikor a jégszemek ütközés következtében, vagy melegebb zónába érkezve a melegedés miatt széttöredeznek, akkor a tapasztalat szerint a kisebb jégszemek pozitív töltésűvé, a nagyobbak negatívvá válnak. A kicsiket azután a feláramlás magával ragadja és a felhő tetejére viszi, míg a nagyobbak tovább esnek lefelé, s ott negatív zónát képeznek.

A helyzet persze nem ilyen egyszerű, s számtalan más hatás is befolyásolhatja a felhő töltéseloszlásának kialakulását. Tudjuk például, hogy a gyorsan hízó jégszemek felülete pozitív, míg a szublimáló jégszemeké negatív. Feltehető tehát, hogy környezet párájának a jégszemekre vett lecsapódási sebessége is befolyásolhatja a felhőelemek feltöltődését, s azt, hogy az ütközéskor széttöredező kisebb nagyobb jégszemek milyen töltéssel rendelkeznek.

Valószínű, hogy különböző hőmérséklet és páratartalom eloszlású felhőkben különböző hatások alakítják ki, s nem is mindig ugyanolyan töltéseloszlással a felhők elektromos tulajdonságait.

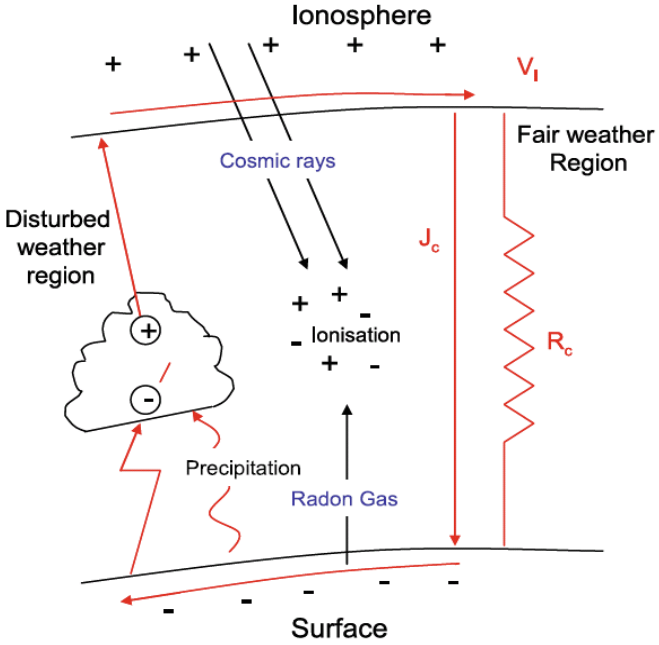
Biztosak lehetünk azonban abban, hogy a felhő, föld villámcsapások többsége a földre negatív töltéseket szállít, de bizonyított, hogy léteznek pozitív felhő-föld villámok is.

IV.5.4. **A nagy légköri áramkör.**

A mérések szerint a negatív töltésű föld és az ionoszféra között mintegy kétszázezer volt feszültség van. Ilyen nagy feszültség mellett nemcsak az ionoszféra, de a föld is jó vezetőnek tekinthető. A két réteg hatalmas gömbkondenzátort alkot, amelyben a légkör a szigetelőanyag. Már a XX. század elején ismert volt, hogy a légkör rossz szigetelő, a hatalmas kondenzátor szivárog, s szép időben a potenciál különbséget a két

fegyverzet között folyó összességében mintegy 1800 A áram hamar megszüntetné. Az áramkörben azonban telepek is vannak. Ezek a telepek a zivatarok. A zivatarokban folyamatosan szétváló töltések miatt a felhő föld villámok folyamatosan negatív töltést szállítanak a földre, míg a felhőtető és az ionoszféra között folyó áramok pozitív töltést visznek az ionoszférába. Egy zivatart átlagosan 1 A áramot keltő generátornak tekinthetünk, így a földön összességében nagyjából mindig 1800 zivatar tombol. Természetesen az átlagtól sokféle eltérés tapasztalható, a zivatarok számának évszakos és napi menete is van. A napi menet érdekes módon nem kötődik az adott helyhez a zivatartevékenység maximuma mindenütt greenichi időben reggel hét órakor van.

Egyetlen generátorrá összesítve a zivatarokat a földi áramkör a 6. ábrának megfelelően képzelhető el. A szépidős területeket az áramkörben ohmos ellenállás helyettesíti. Az ábrán jelöltük, hogy a „nagy kondenzátor szivárgását" a kozmikus sugárzás ionizáló hatása okozza.



IV.5-2. .ábra A nagy légköri áramkör

IV.5.5. A villámok keletkezése

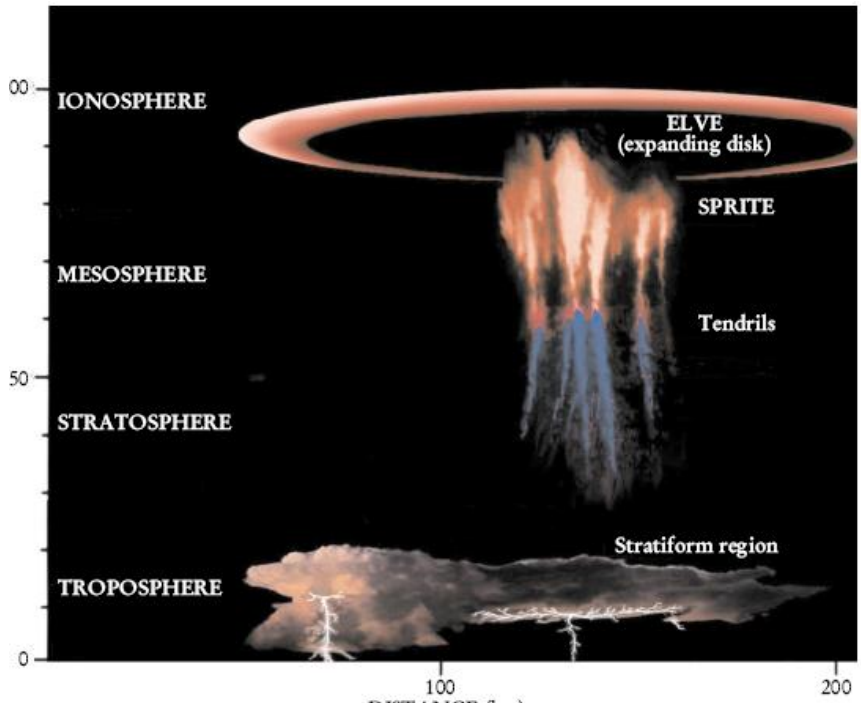
A villámoknak kulcsszerepe van tehát a föld negatív töltésének fenntartásában. Villámok azonban nemcsak a felhő és a föld között, hanem a felhők különböző tartományai között is keletkeznek. Felmerül a kérdés, hogy vajon mitől függ, hogy adott pillanatban történik-e villámcsapás. Egyszerűnek tűnik a válasz; amint a kondenzátor lemezei között akkor keletkezik átütés (szikra), amikor az elektromos tér eléri a szigetelőanyag átütési szilárdságát, a levegő ellentétes töltésű tartományai között is ez a villámlás (átütés) feltétele.

A felhőkben végzett mérések azonban kellemetlen meglepetéssel szolgáltak. Bár a levegő nem tökéletes szigetelőanyag, normál körülmények között átütési szilárdsága igen nagy (2MV/m). A felhőkben az elektromos tér ezt sohasem éri el, villámok tehát egyáltalán nem is keletkezhetnének. A tapasztalat szerint azonban a villámok keletkezéséhez nagyjából 200kV/m térerősség elegendő lehet. Elegendő lehet, de nem mindig elegendő! A helyzet fizikailag teljesen érthetetlennek tűnik, értelmes magyarázat csak akkor adható, ha levegő átütési szilárdsága valamilyen hatás miatt nagyot csökken.

Gurevics orosz fizikus a múlt század kilencvenes éveiben a kozmikus sugárzásban vélte megtalálni a levegő vezetőképességét megnövelő hatást. A kozmoszból a levegőbe érkező nagyenergiájú részecskék a levegőt ionizálják, az így keletkező kozmikus záporban gyors elektronok is keletkeznek, amelyeket a felhő elektromos terében felgyorsulnak és a levegő molekulákkal ütközve további ionokat keltenek, s ezzel megnövelik a levegő vezetőképességét, s csökkentik az átütési szilárdságot. Gurevics feltevését kísérletileg ellenőrizte, megállapította, hogy a kozmikus záporok és a villámcsapások időben valóban ugyanakkor következnek be.

IV.5.6. **Sprites, elves, és jets**

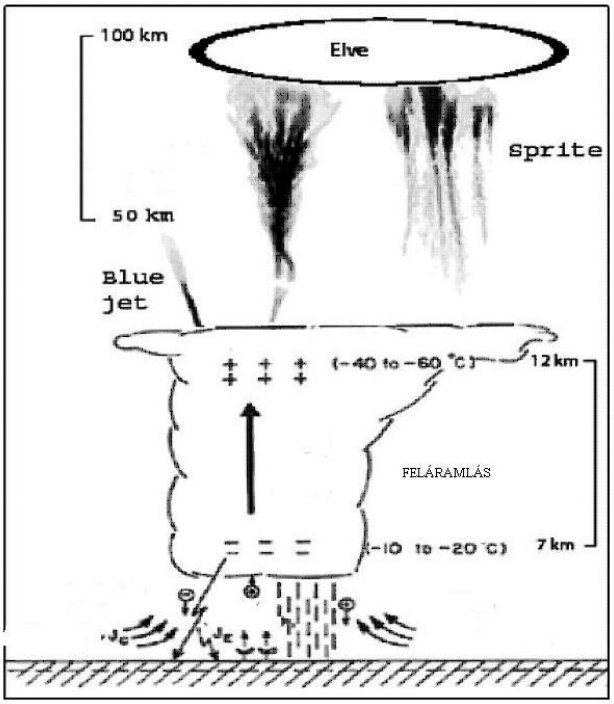
Az űrhajósok többször beszámoltak arról, hogy a mezoszférában és az ionoszférában rövid ideig tartó nagykiterjedésű fénytüneményeket észleltek. A fénytüneményeket az alcímet alkotó fantázianevekkel illették, amelyek magyar megfelelői rendre; lidércek, törpék, oszlopok. A kezdeti rácsodálkozás és a szokásos földönkívüliekre történő hivatkozások után az 1990-es évektől az összefoglaló néven „tranzient luminuous events", magyarul átmeneti fénytüneményekként elnevezett jelenségkör szisztematikus kutatásába kezdtek.



IV.5-3. .ábra Magaslégköri fénytünemények

Először lefényképezték a titokzatos fényeket (IV.5-3. .ábra), majd megállapították eredetüket. A lidércek (sprites) pl. mindig zivatarfelhők felett és pozitív töltést szállító felhő- föld villámokat követően villannak fel a mezoszférában.

Hamarosan kiderült, hogy létezésüket a zseniális Wilson már 1924-ben megjósolta. Azt állította ugyanis, hogy a villámláskor leépülő felhő dipólból elektromágneses sugárzás indul, amelynek tere a távolsággal fordított arányban csökken. Mivel a levegő átütési szilárdsága arányos a sűrűséggel, ami exponenciálisan csökken a magassággal, bizonyos magasságban a villám elektromos tere elegendően nagy lehet ahhoz, hogy a gázkisülésekhaz hasonló fénytüneményt hozzon létre.



IV.5-4**. .ábra Magaslégköri fénytünemények kapcsolata a zivatarokkal**

V. Függelék

V.1. *A prizmán megtörő fény*

A szivárvány és a halojelenségek értelmezéséhez át kell tekinteni a prizma fénytörési tulajdonságai. A V.1-1. .ábra prizmán áthaladó fénysugár útját mutatja. A fénysugár az A pontban lép be a prizmába és a B pontban lép ki belőle. A D a prizma csúcsát, C a beesési merőlegesek metszéspontját, P a belépő és kilépő fénysugár meghosszabbításának metszéspontját jelöli. Az A-nál belépő fénysugár beesési szöge α_1, törési szöge β_1, a B-nél kilépő fénysugár beesési szöge β_2, kilépési szöge α_2. A prizma törőszöge φ, a fénysugár deviációs szöge δ. A δ deviációs szög az $APB\square$ külső szöge, tehát

$$\delta = \alpha_1 - \beta_1 + \alpha_2 - \beta_2 = \alpha_1 + \alpha_2 - \beta_1 + \beta_2$$

Az $ADBC\square$ húrnégyszög, tehát a $C\square = 180^o - \varphi$, következésképpen a $ACB\square$-ből $\beta_1 + \beta_2 = \varphi$

A törési törvényt az A és B pontban megtörő fényre felírva

$$\frac{\sin\alpha_1}{\sin\beta_1} = n, \qquad \frac{\sin\alpha_2}{\sin\beta_2} = n.$$

V.1.1. **Kisszögű határeset**

Kicsiny beesési szögek esetén a fenti összefüggésekben a szögek szinuszai jó közelítéssel megegyeznek a szögek radiánban mért értékével. (Amennyiben $\alpha_1 \square 1$ és a prizma törőszöge is kicsiny $\varphi \square 1$ akkor $\alpha_2 \square 1$ is teljesül és a törési törvények rendre az $\alpha_1 \approx n\beta_1$ és $\alpha_2 \approx n\beta_2$ alakra egyszerűsödnek.) Ebben a közelítésben a fénysugár deviációs szögére a beesési szögtől függetlenül:

$\delta \approx n-1\ \varphi$
adódik.

Ennek az eredménynek a felhasználásával egyszerűen levezethető a vékony lencsék fókusztávolságát megadó $\frac{1}{f} = n-1\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)$ képlet.

Tapasztalati tény, hogy a lencse optikai tengelyével párhuzamosan beeső fénynyaláb jó közelítéssel a lencse fókuszpontjában találkozik. A fókuszpont meghatározásához elegendő tehát a nyaláb két sugarát követni és metszéspontjukat meghatározni. Válasszuk ki az optikai tengelyben irányváltoztatás nélkül továbbhaladó és a lencse legszélső pontján átmenő sugarat és határozzuk meg metszéspontjukat. (Ugyanezzel az ötlettel él Feynmann is a lencsetörvény Fermat elv alapján történő meghatározásakor.)

Mivel az optikai tengelyben haladó sugár menete ismert, elegendő a lencse legszélső pontján átmenő sugár törését meghatározni.

A lencse legfelső darabkája, kicsiny törőszögű prizmának tekinthető, amelynek törőszöge az ábra alapján:

$$\varphi = \frac{d}{R_1}+\frac{d}{R_2},$$

ahol d a lencseátmérő fele, R_1 és R_2 pedig a lencsét alkotó gömbfelületek sugarai. Itt figyelembevettük, hogy a vékony lencsék egymást metsző gömbfelületei a metszésvonalnál kis nyílásszögű prizmával közelíthetők, melynek nyílásszöge megegyezik a lencse gömbfelületeit alkotó gömbsüvegek fél nyílásszögének összegével, ezek a nyílásszögek pedig a szögek tangensével közelíthetők.

Az optikai tengellyel párhuzamos fénysugár deviációs szöge egyben megegyezik a fókuszponthoz húzott egyenes optikai tengellyel alkotott hajlásszögével. Mivel ez a szög is kicsi, $\delta = \frac{d}{f}$. Másrészt már beláttuk, hogy $\delta = n-1\ \varphi$, tehát

$$\frac{d}{f} = n-1\left(\frac{d}{R_1}+\frac{d}{R_2}\right)$$

ami éppen a bizonyítandó összefüggés.

A szivárvány ívének értelmezéséhez a prizmán megtörő fény útjához hasonló sugármenetek követésével juthatunk el. Az ábra kristályon áthaladó sugármenetet mutat. Az sugár a kristály egyik lapján lép be és egy másikon lép ki. E két lap hajlásszögét törőszögnek nevezzük (V.1-1. .ábra).

A sugármenet olyan mintha a fény egy prizma két szomszédos lapján menne át. (φ). A kristályt elhagyó sugár az érkezőhöz képest δ szöggel térül el , ez a deviáció szöge. A lapok beesési merőlegesei és a sugarak által érintett lapok húrnégyszöget határoznak meg, mert szemközti szögeinek összege 180°. Ezek szerint felírható, hogy

$$\varphi + \gamma = 180°$$

$$\beta_1 + \beta_2 + \gamma = 180° \quad \Rightarrow \quad \varphi = \beta_1 + \beta_2 .$$

A deviáció szöge ennek megfelelően:

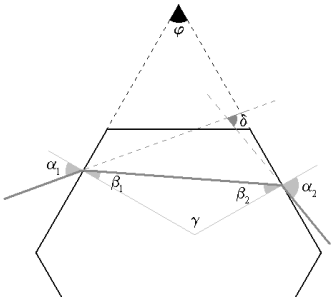
$$\delta = (\alpha_1 - \beta_1) + (\alpha_2 - \beta_2) = \alpha_1 + \alpha_2 - \varphi ,$$

Mind kísérleti, mind elméleti úton megmutatható, hogy a deviáció szögének van egy legkisebb értéke. Ez az $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$, illetve $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ szimmetrikus sugármenethez tartozó deviáció szöge (δ_{min}).

A bizonyításhoz írjuk fel a Snellius-Descartes törvényt:

$$\frac{\sin\alpha_1}{\sin\beta_1} = n , \text{ illetve } \frac{\sin\alpha_2}{\sin\beta_2} = \frac{\sin\alpha_2}{\sin(\varphi - \beta_1)} = n$$

és fejezzük ki az α_1 és α_2 szögeket:



V.1-1. .ábra Prizmán átmenő fény

$$\alpha_1 = \arcsin(n \cdot \sin\beta_1), \text{ és } \alpha_2 = \arcsin(n \cdot \sin(\varphi - \beta_1))$$

Ezek segítségével a δ szög kifejezhető β_1 függvényében:

$$\delta = \arcsin(n \cdot \sin\beta_1) + \arcsin(n \cdot \sin(\varphi - \beta_1)) - \varphi$$

Az eltérülés szögének ott van szélsőértéke, ahol $\delta(\beta_1)' = 0$, azaz

$$\delta(\beta_1)' = \frac{n \cdot \cos\beta_1}{\sqrt{1 - n^2 \cdot \sin^2\beta_1}} - \frac{n \cdot \cos\ \varphi - \beta_1}{\sqrt{1 - n^2 \cdot \sin^2\ \varphi - \beta_1}} = 0.$$

Átrendezve és $\cos^2$ helyére $1 - \sin^2$ kifejezést írva:

$$\sin^2\beta_1 + n^2 \cdot \sin^2\ \varphi - \beta_1 = \sin^2\ \varphi - \beta_1 + n^2 \cdot \sin^2\beta_1,$$

illetve

$$n^2 - 1\left[\sin^2\beta_1 - \sin^2\ \varphi - \beta_1\right] = 0 \quad \Rightarrow \quad \sin^2\beta_1 = \sin^2\ \varphi - \beta_1$$

Mivel β_1 a $\left[0; \frac{\pi}{2}\right]$ intervallumba esik, ezért a $\varphi = 0$ esetet kizárva azt kapjuk, hogy: $\beta_1 = \varphi - \beta_1$ azaz $\beta_1 = \frac{\varphi}{2}$.

Ekkor viszont $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$, illetve $\beta_1 = \beta_2 = \beta = \frac{\varphi}{2}$.

Mivel $\delta_{min} = 2\alpha - \varphi$, ezért $\alpha = \frac{\delta_{min} + \varphi}{2}$.

A Snellius-Descartes törvényből pedig:

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{\sin\frac{\delta_{min} + \varphi}{2}}{\sin\frac{\varphi}{2}} = n \Rightarrow \delta_{min} = 2\arcsin(n \cdot \sin\frac{\varphi}{2}) - \varphi$$

Ha ismert a törőszög és az anyagok egymásra vonatkoztatott törésmutatója, akkor δ_{min} meghatározható.

V.2. *Történelmi halofeljegyzések*

V.2.1. **Halojelenségek a történelemben**

A halojelenségek alkalmasak a humán érdeklődésű tanulók fizikai iránti érdeklődésének felkeltésére, ha a történelmi halojelenség megfigyelésekre, illetve a halojelenségek irodalmi leírásaira, vagy csodaként történő leírására hivatkozunk.

Az alábbiakban Claudia Hetze (http://www.meteoros.de/haloe) összefoglalója alapján ajánlunk történelmi halojelenségeket, amelyek alkalmasak további önálló diákmunkák elindítására.

A halojelenségekről több ókori feljegyzés is maradt ránk, amelyeket a szerzők esetenként isteni kinyilatkoztatásként tárgyalnak. Már ie. 464-ből származnak feljegyzések melléknapokról, Nap-pillérekről, melléknap-körökről. A legkorábbi mellékholdról ránk maradt dokumentum szerint (ie. 223-ban) „három Holdat" láttak megjelenni az égen Ariminiumban, a mai Riminiben. Eleinte a melléknapokat Holdként ábrázolták. Ie. 217-ben például a Nap mellett két Holdat is láttak, s még ugyanebben az évben a „Holdat a Nappal harcolni" látták. Érdekes tény, hogy melléknapokról korábbi leírásaink vannak, mint napfogyatkozásokról.

A karinthiai Thimoleon „égő fáklyát" látott felvillanni Szirakúzai útján ie. 345-ben. (Ez valószínűleg az első hiteles beszámoló a Nap pillérről) A napkörről (két koncentrikus napkör) ie. 203-ból Frusinoból, arról pedig, hogy egyszerre három Nap volt az égen ie. 174-ből Rómából származik az első hiteles dokumentum.

A babilóniaiak nagy jelentőséget tulajdonítottak a halojelenségeknek, különösen a Nap és Hold körüli udvarnak és koszorúnak. Azt vallották, hogy ami egyszer megtörtént, az újra és újra, ciklikusan ismét bekövetkezik. A különös égi jelenségeket azonban mindig az Istenek, vagy a Szellemek idézik elő.

Feltehető, hogy a Jelenések könyvében János evangélista is javarészt halojelenségeket írt le Kr.u. 95-ben. (János evangélistát Domitianus császár

száműzte Patmos szigetére, ahol látomásai voltak. Látomásainak szimbolikája ma is vitatott.)

Egyesek szerint a kereszténység sorsát is egy melléknap kör döntötte el, amit a későbbi Nagy Konstantin császár égi jelként értékelt. Konstantin császár 312 októberében a Róma melletti milviusi hídnál döntő csatát vívott császártársai ellen. A legenda szerint a csata előtt látomása volt, az égen megjelent a Krisztus monogram a görög nyelvű „toto nika" (E jelben győzni fogsz) körfelirattal. Konstantinusz, katonái pajzsára tetette a feliratot, a csatát megnyerte és 313-ban a Milánói ediktumban szabad vallássá nyilvánította a kereszténységet. A látomás sokak szerint halo jelenség volt.

Halojelenségek beszámolóit tartalmazza a Verse által összeállított indiai enciklopédia is, a 6. századból való *Brihat Samhita*: „A Nap északi oldalán levő melléknap esőt, a déli oldalán levő erős szelet ígér, ha mind a két oldalon látható melléknap, vízi veszedelem várható."

Az első kínai halomegfigyelésekről 3. századi dokumentumok tanúskodnak. Kínában a 11. században a császári meteorológusoktól már megkívánták a szivárvány, halo-, koszorú- és más optikai jelenségek megfigyelését. A természetleírások magas színvonalát jellemzi, hogy míg ezzel egyidőben Európában a számos észlelés ellenére alig készült részletes vázlat, addig a kínai természettudomány huszonhat különböző szakfogalmat alkalmazott a jelenségek leírásához. A *Chin* dinasztia 635-ben megjelent hivatalos történelmi szövegrészleteiben figyelemre méltó intenzitással szólnak a sokféle halotípusról. A tangenciális ívek megjelenése rosszat, jelentett, ekkor a város kapuit bezárták, az esetleges utazásokat pedig elhalasztották.

Az első igazán precíz rajzos leírás az 1233. április 8-i halojelenségről készült. „Hereford és Worchester területén négy, vörös színű melléknap jelent meg az égen. Egy nagy, két láb vastag kristálytiszta kör zárta körbe úgyszólván egész Angliát. Az oldalairól félkörök indultak ki, melyek metszéspontjaiban az említett melléknapok álltak. Ezalatt a valódi Nap keletre állt az ég legtisztább részén."

A középkori néphitek számottevő forrásai voltak a röpiratok, amelyek közül nagyobb gyűjtemények maradtak az utókorra. Ezek közül a legjelentősebb a 16. században élt zürichi lelkész, Hans Jakob Wik által

összegyűjtött 1023 színes rajz és 431 röpirat. Ezekből kiderül, hogy a jelenségeket gyakran háború, tűzvész és más katasztrófák előjeleként tartották számon, boszorkányságnak, jóslatoknak és csodáknak tekintették. Gyakran megesett, hogy a művészek szóbeszédre és alkotói szabadságukra hagyatkozva olyan tüneményeket jelenítettek meg, amelyek egyidőben nem is láthatók. Ezek és a szájhagyomány útján terjedő versikék nem tekinthetők természettudományosan egzakt forrásoknak, viszont a kor felfogását kiválóan feltárják.

Az ókori halomegfigyelésekről C. Plinius Sekundus Naturalis Historia (A természet történiája) című művében ad összefoglalást. A hatalmas műveltségről tanúskodó és rendkívül gondosan összeállított munka közel 15 évszázadon át alapvető volt a természettudományban, s pl. Humboldt még 1817-ben is a természettudományok kincsesbányájának tekintette. A könyv fontosabb részletei magyar fordításban megtalálhatóak az interneten (http://mek.oksz.hu).

V.2.1.1 Plinius a halojelenségekről

A következőkben idézzük megadjuk Plinius művének halojelenségekre vonatkozó részét eredetiben, ill megadjuk magyar fordítását is.

XXIX

circa solem arcus adparuit L. Opimio Q. Fabio cos., orbis C. Porcio M. Acilio, circulus rubri coloris L. Iulio P. Rutilio cos.

XXX

Fiunt prodigiosi et longiores solis defectus, qualis occiso dictatore Caesare et Antoniano bello totius paene anni pallore continuo

XXXI

et rursus soles plures simul cernuntur, nec supra ipsum nec infra, sed ex obliquo, numquam iuxta nec contra terram nec noctu, sed aut oriente aut occidente. semel et meridie conspecti in Bosporo produntur, qui ab matutino

tempore duraverunt in occasum. trinos soles et antiqui saepius videre, sicut Sp. Postumio Q. Mucio et Q. Marcio M. Porcio et M. Antonio P. Dolabella et M. Lepido L. Planco cos., et nostra aetas vidit Divo Claudio principe, consulatu eius Cornelio Orfito collega. plures quam tres simul visi ad hoc aevi numquam produntur.

XXXII

Lunae quoque trinae, ut Cn. Domitio C. Fannio consulibus, apparuere.

A magyar fordítás (Plinius. A Természet Történetei, Kriterion 1973 ford. Váczy Kálmán):

28. Az égi lángról

Gyakran olyan csillagokat is láthatunk, amelyek egész nap a Nap korongja közelében csillognak, vagy olyanokat, melyeknek korona alakjuk van és színük különböző. Ilyen csillagot láttak Rómában akkor, amikor örökbe fogadó atyja halála után a fiatal Augustus császár a cézári cím átvétele végett a Városba vonult.

29. Égi koronákról

Mind a Hold, mind más jelentős csillagok peremén, de az álló csillagok körül is néha fénykorona észlelhető. Ilyen görbe fényívet észleltek Lucius Opimus, valamint Quintus Fabius konzulsága idején [i.e. 121] a Nap körül, Lucius Porcius és Marcus Attilius konzulsága idején [i.e. 114] pedig teljes sugárkorona övezte a Napot.

30. A váratlanul keletkezett égi körökről

Ily piros színű égi kör L. Július és P. Rutilius konzulsága idején [i.e. 90] volt látható. Csodálatos és hosszabb ideig tartó napfogyatkozásokat is észleltek, mint például Caesar diktátor halála után, Antonius háborúja idején35, amikor majdnem egy teljes évig folytonosan fakó színű volt az ég.

31. Több Napról

Néha egyszerre több Nap is látható; ezek nem a Nap felett, sem nem alatta, hanem tőle rézsútos irányban, nem túl közel hozzá és nem a Földdel ellentétes ponton helyezkednek el, nem éjszaka, hanem mindig napkeltekor és napnyugtakor láthatók. Ügy hírlik, hogy a Boszporusz táján déli időben több Napot is láttak, melyek kora reggeltől naplementig megmaradtak. Őseink gyakran láttak egyszerre 3 Napot is, mint például Sp.Posthumus és Q. Muntius [i.e. 174], továbbá Q. Martius és M. Porcius [i.e. 118], továbbá M. Antonius és P. Dolabella [i.e. 44], valamint M. Lepidus és L. Plancus konzulsága idején [i.e. 42] történt. A mi időnkben is láttak ilyen jelenséget az isteni Claudius császár uralkodása idején, akkor, amikor Cornelius Orsitus volt konzul társa [i.sz. 51]. Mostani időkig azonban 3 Napnál egyszerre többet nem láttak.

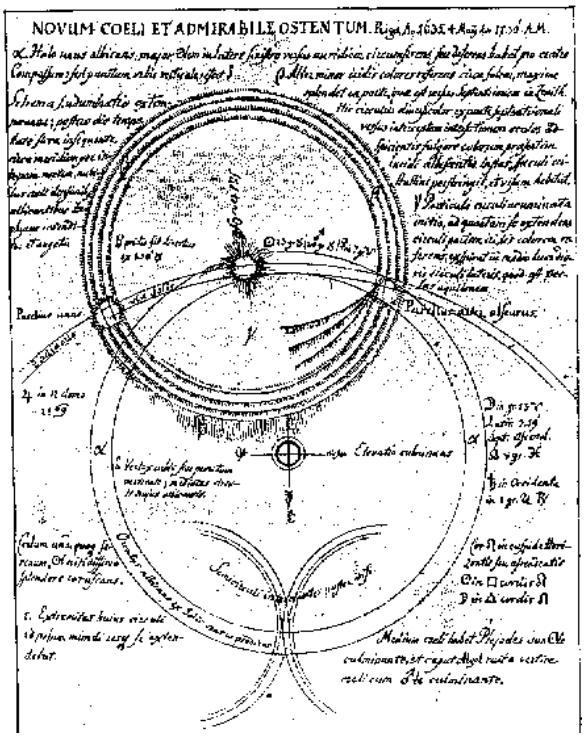
32. Több Holdról

Cn. Domitius és C. Fannius konzulsága idején [i.e. 122] 3 Holdat figyeltek meg, és azokat sokan éjszakai Napnak nevezték.

V.2.1.2 Korabeli halo rajzok

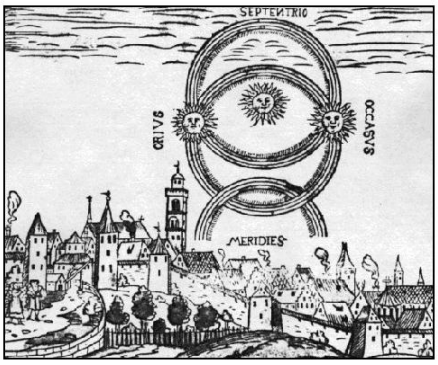
A következőkben néhány korabeli halo rajzot és a hozzá fűzött

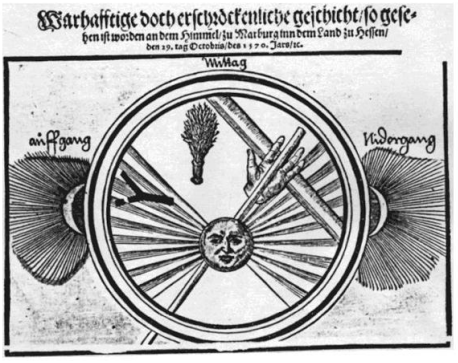
V.2-1. .ábra Melléknapok



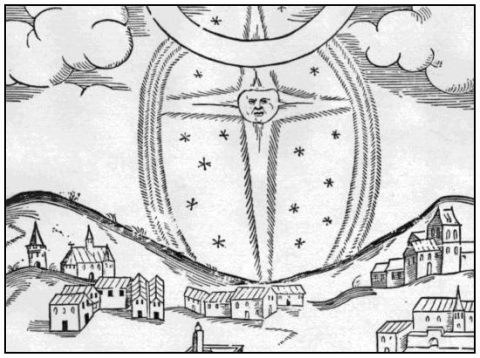
magyarázatokat mutatjuk be.

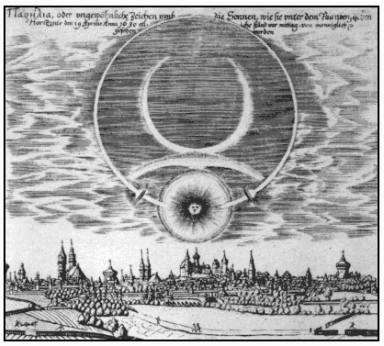
V.2-2. .ábraBécs, 1520. Riga, 1635. május 4.





V.2-3. .ábra Rothenburg, 1561. január 16. Marburg, 1570, október





29.

V.2-4. .ábra Beffort, 1572, december 22. Nürnberg, 1630, április 19.

V.3. *A Coriolis-erő*

Ebben a fejezetben megmutatjuk, hogy hogyan vezethető be a forgó rendszerhez képest sebességgel rendelkező testek mozgásának leírásában a Coriolis erő.

Végezzünk megfigyeléseket! Lemezjátszó korongjára rögzítsünk kormozott lemezt! A lemezre szereljünk fel az ábrán látható módon vízszintesre hajlított végű tölcsért! Forgassuk meg $\boldsymbol{\omega}$ szögsebességgel a korongot, majd ejtsünk h magasságból golyót a tölcsérbe! Vizsgáljuk meg, milyen nyomot hagy a golyó a korongon! A kapott nyom mutatja, hogy a tölcsérből sugár irányban kilépő golyó a koronghoz képest görbe vonalú pályán mozog.

A forgó rendszerbeli megfigyelő a golyó becsapódását nyilván a cső meghosszabbításában (A pont) várja. Ha a Newton-törvényeket továbbra is eredeti formájukban akarjuk fenntartani, az eltérés értelmezésére tehetetlenségi erőt kell bevezetnünk.

Megmutatjuk, hogy az $\boldsymbol{\omega}$ szögsebességgel forgó rendszerhez képest $\mathbf{v}$ sebességgel mozgó test mozgásának leírásához az

$$\mathbf{F}_{\mathrm{Co}} = 2m\ \mathbf{v}\times\boldsymbol{\omega}$$

tehetetlenségi erőt kell bevezetni. Ezt az erőt Coriolis erőnek nevezzük.

A Coriolis erő a bevezető kísérlet értelmezése alapján a következőképpen magyarázható. Nyugvó koordináta-rendszerből a jelenség könnyen érthető, hiszen a korongon mozgó golyóra vízszintes irányban erő nem hat (a súrlódás elhanyagolható). Így a golyó a nyugvó rendszerhez képest egyenes vonalú egyenletes mozgást végez azzal a sebességgel, amellyel a cső száján kilépett. Jelöljük a kilépés sebességének sugárirányú összetevőjét v-vel a koronggal együttforgó cső végpontjának kerületi sebességével megegyező érintő irányú összetevő pedig legyen

$$v_e = r\omega$$

Mivel a korong pontjainak kerületi sebessége sugárirányban növekszik, a kifelé haladó golyó alatt a korong egyre inkább elfordul. A fentiek alapján az ábrán látható nyom a következőképpen magyarázható. A nyugvó koordináta-rendszerben egyenletesen mozgó golyó a korongon sugárirányban $R-r$ távolságot tesz meg, a mozgás tehát

$$t = \frac{R-r}{v}$$

ideig tart. Ezalatt a korong kerületi pontja

$$s_1 = R\omega t = R\omega \frac{R-r}{v},$$

a golyó pedig csak

$$s_2 = r\omega t = r\omega \frac{R-r}{v}$$

ívet fut be, vagyis a korong kerületére érve a golyó az eredeti irányhoz képest

$$\Delta s = s_1 - s_2 = \ R-r \ \frac{R-r}{v}\omega$$

távolsággal lemarad. Ezt a távolságot jelöli ki az ábrán Δs -sel jelölt szakasz is.

Forgó koordinátarendszerben a Δs lemaradást létrehozó erő becsléséhez tegyük fel a következőket. Legyen a mozgás $\frac{R-r}{v}$ ideje kicsi! Ekkor úgy tekinthetjük, hogy a Δs távolságot a golyó egyenletesen gyorsuló mozgással teszi meg. Az a_o oldalirányú gyorsulást tehát a

$$\Delta s = \frac{a_{Co}}{2} t^2$$

összefüggésből határozhatjuk meg. Behelyettesítve ide a Δs -re és t t-re korábban kapott formulákat, az

$$(R-r)\frac{R-r}{v}\omega = \frac{a_{Co}}{2}\left(\frac{R-r}{v}\right)^2$$

egyenlethez jutunk, amiből egyszerűsítés és rendezés után az

$$a_{Co} = 2v\omega$$

eredmény adódik.

Ebből már következik, hogy a lemaradás értelmezéséhez a forgó rendszerben az

$$F_{Co} = 2mv\omega$$

tehetetlenségi erőt kell bevezetni.

Megjegyezzük, hogy amennyiben a koordinátarendszer szögsebessége változik, akkor további tehetetlenségi erőt kell bevezetni, ezzel azonban nem foglalkozunk.

Az előzőekben bevezetett Coriolis erő olyan fiktív és elsősorban számolástechnikai szempontból bevezetett mennyiség, amelynek segítségével a dinamika alaptörvénye a gyorsuló rendszerekben is pontosan úgy kezelhető, mint az inercia rendszerekben. Ez azonban nem jelenti azt, hogy a tehetetlenségi erő bevezetésével a teljes Newton féle törvényrendszert „érvényessé" tettük gyorsuló koordinátarendszerekben is.

A tehetetlenség törvénye lényegében értelmezhetetlenné vált, s a hatás ellenhatás törvénye is csak kölcsönhatásból származó erőkre érvényes, hiszen a tehetetlenségi erőknek nincsen ellenereje. Megjegyezzük még, hogy az általános relativitáselméletben, ahol a tömegvonzási és tehetetlenségi erők azonos szerepet töltenek be és megkülönböztethetetlenek, a fentiekben adott értelmezést meg kell változtatni.

Irodalom:

1. Czelnai Rudolf: Bevezetés a Meteorológiába I. Légkörtani alapismeretek, Tankönyvkiadó, Budapest (1979)
2. Czelnai Rudolf, Götz Gusztáv és Iványi Zsuzsanna: Bevezetés a Meteorológiába II. A mozgó légkör és Óceán, Tankönyvkiadó, Budapest (1991)
3. Tasnádi Péter, Juhász András és Horváth Gábor, Fizika körülöttünk, Múzsák, Budapest, 1994

4. W. J. Burroughs, B Crowder, T. Robertson, E. Wallier-Talbot, R. Whitaker: Meteorológia, Trio 2000 (Angol eredeti: US Weldon Owen Inc. (1996))
5. Mészáros Ernő: A Környezettudomány alapjai, Akadémiai Kiadó Budapest (2001)
6. R. A. Houze Cloud Dynamics, Academic Press, London 1993
7. C. Saunders: Charge Separation Mechanisms in Clouds, Space Sci. Rev. **137.** (2008) 335-353
8. Gurevics: Physics Today
9. D. Singh at al. Thunderstorm, Lightning, Sprites and Magnetospheric Whistler-Mode Radio Waves, Surv. Geophys. **29.** (2008), 499-551
10. Claudia Hetze (http://www.meteoros.de/halo)