B2571

FÉKEZŐPOTENCIÁL ANALIZÁTOROKKAL RAKÉTÁN VÉGZETT MÉRÉSEK ELMÉLETE ÉS KIÉRTÉKELÉSE

Egyetemi doktori értekezés

KOVÁCS KÁROLY
tudományos munkatárs

MTA Geodéziai és Geofizikai
Kutató Intézete, Sopron

S o p r o n

1984

TARTALOMJEGYZÉK

BEVEZETÉS 1

1. SZONDAMÉRÉSEK A PLAZMÁBAN 5

1.1 A szondakarakterisztika 7

1.1.1 A lebegő potenciál és a telitési ionáram 9

1.1.2 A feszültség-áram karakterisztika exponenciálisan növekvő része és az elektronok telitési árama 12

1.1.3 A plazmaparaméterek származtatása.. 14

1.1.4 Gömb és hengeralakú szondák 15

1.1.5 Maxwell-féle sebességeloszlás 24

1.2 Szondamérések az ionoszférában 29

1.2.1 Gömbalakú szonda karakterisztikája drift esetén 31

1.2.2 Sikszonda karakterisztikája drift esetén 36

1.2.3 Az ionoszférikus mérések további legfontosabb sajátosságai 40

2. A MÉRÉS ÉS A MÉRŐMŰSZER RÖVID ISMERTETÉSE ... 44

2.1 A rakéta és a müszeres konténer 44

2.2 A mérőmüszer és a müszerparaméterek 47

3. A MATEMATIKAI MÓDSZER 52

3.1 A többparaméteres görbeillesztés 52

4. A FELDOLGOZÓ PROGRAMOK 58

4.1 A mérési adatok 58

4.2 A feldolgozó programok szerkezete 59

József Attila Tudományegyetem Könyvtára SZEGED

4.3 A beolvasó program 59
4.4 A kiolvasó, ill. átalakitó program 64
4.5 Az illesztő program 69
5. A FELDOLGOZÁS EREDMÉNYEI 73
5.1 A Vertikál-6 mérései 73
5.2 A Vertikál-10 mérései 76
6. A MÉRÉSI HIBÁKRÓL 84
6.1 Az alkalmazott numerikus módszer korlátai 84
6.2 A mérőberendezés korlátai 88
6.3 A szórásnégyzetek magasság szerinti változása 90
ÖSSZEFOGLALÁS 95
IRODALOM 98

BEVEZETÉS

Az ionoszféra a felső légkör kb. 50-60 km-es magasságtól mintegy 1000 km-ig terjedő tartománya. Közvetlen insitu méréseket ezért csak rakéták és mesterséges holdak segitségével végezhetünk, mivel ezek a hordozó eszközök tudják a müszereket az ionoszférikus plazmába feljuttatni. A rakétatechnika kifejlődése előtt csak közvetett uton, a rádióhullámok segitségével tanulmányozhatták a légkörnek ezt a tartományát. 1925-ben Appleton és Barnett rádióhullámok interferenciája révén mutatta ki egyértelmüen az ionoszféra létezését. A későbbiekben számos olyan mérési módszert dolgoztak ki, melyek mind azon a tényen alapultak, hogy az elektromágneses hullámok paraméterei megváltoznak, ha elektromos töltéshordozókkal lépnek kölcsönhatásba. Rádióhullámok segitségével azonban csak az ionoszféra makroszkopikus állapotáról kaphatunk információt. Arról, hogy egy szük térrészben milyen helyi viszonyok uralkodnak a rádiószondázási módszer felvilágositást nem ad. A módszer nagy előnye viszont az, hogy segitségével a Föld felszinéről lehet az ionoszférát vizsgálni, igy folyamatos megfigyelést tesz lehetővé, másrészt jóval olcsóbb és egyszerübb müszereket kiván, mint egy rakétás mérés.

Hig plazmák állapotának mérésére 1923-ban Langmuir [1] dolgozott ki egy un. elektromos szondázási eljárást. Mivel a módszert laboratóriumi körülmények között sikeresen alkalmazták, ezért már az első ionoszférakutató

rakétákat is felszerelték Langmuir-szondával. Az első ilyen rakétát 1946-ban az USA-ban lőtték fel. Ez egy a németek által gyártott "V-2" rakéta volt. 1946-1947-ben három Langmuir-szondás kisérletet végeztek. Ezekben a kisérletekben a rakétafejet /egy csonka kúp/ használták érzékelő szondának úgy, hogy elektromosan elszigetelték a rakéta többi részétől. A szondapotenciál a rakétatest potenciáljához képest -22,5 V-ról +22 V-ra változott 0,5 sec alatt, és a mért volt-amper karakterisztikákat telemetria utján továbbitották. A mérések értelmezéséhez azonban csak az 50-es évek elején alakult ki a megfelelő elmélet, igy ezeknek a kisérleteknek az eredményeit csak 1953-ban ismertette Hack, Spencer és Dow [2] . A volt-amper karakterisztika feldolgozása során a töltéshordozókra kapott koncentrációadatok hibásnak bizonyultak, mivel a szonda bonyolult geometriáját nem sikerült az elméletben megfelelő módon figyelembe venni. Ennek ellenére ezeket a kisérleteket alapvető fontosságuaknak kell tekintenünk, mert megmutatták, hogy a Langmuir-szondák alkalmasak az ionoszféra kutatásra.

Megbizható eredményeket szolgáltató mérésekre az 50-es évek végén került sor. 1958-ban a harmadik szovjet szputnyikon repült Langmuir-szonda. K.I. Gringauz, V.V. Bezrukih és V.O. Ozerov [3, 4] közölte a mérési eredményeket. 1959-ben a "Luna-2" holdrakétát is felsze-

relték ioncsapdákkal. Az USA-ban az "Explorer VII" műhold plazmaszondás mérései alapján állapitották meg azt, hogy az ionoszféra elektronhőmérsékletének 24 órás változásában a maximum napfelkeltekor van.

Japánban először 1960-ban lőttek fel Langmuir-szondákat [5]. Ezeknek a kisérleteknek az volt az érdekessége, hogy a szonda felszine rendkivül kicsi volt, igy akarták a szonda által a plazmában keltett zavarokat csökkenteni. A szonda két, egymáshoz képest 90°-kal elforgatott fémhuzalból készült gyürüből állt. A fémhuzal átmérője 0,1 mm, a gyürü átmérője 4 mm volt. A mérés során feltételezték, hogy az elrendezés gömb alaku szondaként viselkedik.

A 60-as években folyamatosan fejlődött mind a mérés technikája, mind pedig az elméleti háttér. A mérési adatok kiértékeléséhez megfelelő számitógépes numerikus eljárásokat dolgoztak ki. Több Langmuir szondát lőttek fel a Vénusz és a Mars légkörének a tanulmányozására. Például az amerikaiak által fellőtt, a Vénusz körül keringő Pioneer Orbiteren is hosszú ideje müködik egy sikszonda. A mérésekről [6] számol be. Legujabban pedig a Vega program keretén belül is tervezik plazmaszonda alkalmazását.

Összefoglalva megállapithatjuk, hogy a Langmuir szondák napjainkban is alapmüszernek számitanak mind az ionoszférakutatásban, mind pedig az ürkutatás számos területén.

Dolgozatom első felében részletesebben áttekintjük a plazmaszondázás elméleti alapjait. Mivel az ionoszférában végzett mérések során a szonda nagy sebességgel mozog a plazmához viszonyitva, ezért külön foglalkozom azzal, hogy hogyan változnak meg az elméleti összefüggések iondrift felléptekor. A második részben ismertetem a Vertikál-6 és Vertikál-10 Interkozmosz rakétákkal végzett pozitiv ionanalizátoros méréseket, és a mért adatok numerikus feldolgozásának az eredményeit.

A szonda elektronikus vezérlőegységet a KFKI-ban készitették, az adatfeldolgozást pedig intézetünkben, a soproni GGKI-ban végeztük. Az Interkozmosz program keretében ez volt az első számitógépes pozitiv ionanalizátor adatfeldolgozás.

1. SZONDAMÉRÉSEK A PLAZMÁBAN

A bevezetésben már emlitettük, hogy a Langmuir által 1923-ban [1] javasolt elektromos plazmaszondázási módszer lehetőséget nyújt arra, hogy a plazma belsejében egy szük, lokalizált térrészben közvetlen méréseket végezzünk. A szonda tulajdonképpen egy fémből készült elektróda, mely lehet sik, henger, vagy gömb alaku. Ezt az elektródát egy feszültségforráson keresztül összekötjük a gázkisülési cső anódjával vagy katódjával. Ha az igy létrejövő áramkörben megmérjük a feszültség hatására átfolyó áramot, akkor a kapott feszültség-áram karakterisztikából következtethetünk a szonda közelében uralkodó plazmaparaméterekre. Természetesen a plazmaparaméterek csak úgy számolhatók ki a mérésből, ha előzőleg valamilyen kvantitativ összefüggést is találunk a feszültség-áram karakterisztikára. Először is ismernünk kell a szonda körüli térségben a potenciáleloszlást, amelyet a Poisson egyenlet ir le. A potenciál előjelétől függően ez az egyenlet a következő alakú:

$$V>0 \text{ esetén: } \nabla^2 V = 4\pi \cdot e\left[n_i \cdot \exp\left(-\frac{eV}{kT_i}\right) - n_e\right] \qquad /1/$$

$$V<0 \text{ esetén: } \nabla^2 V = 4\pi \cdot e\left[n_e \cdot \exp\left(-\frac{eV}{kT_e}\right) - n_i\right]$$

ahol V a potenciál, e az elektron töltése, k a Boltzmann állandó, n_i és n_e az ionok és elektronok koncentrációja, T_i és T_e pedig az ion és elektronhőmérséklet.

Az /1/ egyenletek megoldásánál a peremfeltételeket a szonda felszinén és a szondától olyan távolságra adják meg, ahol a szonda tere már elhanyagolható. Az /1/ egyenletek leirják a későbbiekben részletesebben ismertetendő tértöltési rétegben a potenciáleloszlást, s igy a részecskék mozgását meghatározó erőket. A mozgásegyenletek és a megmaradási törvények segitségével megkaphatjuk a szondapotenciál és a részecskeáram közötti összefüggést.

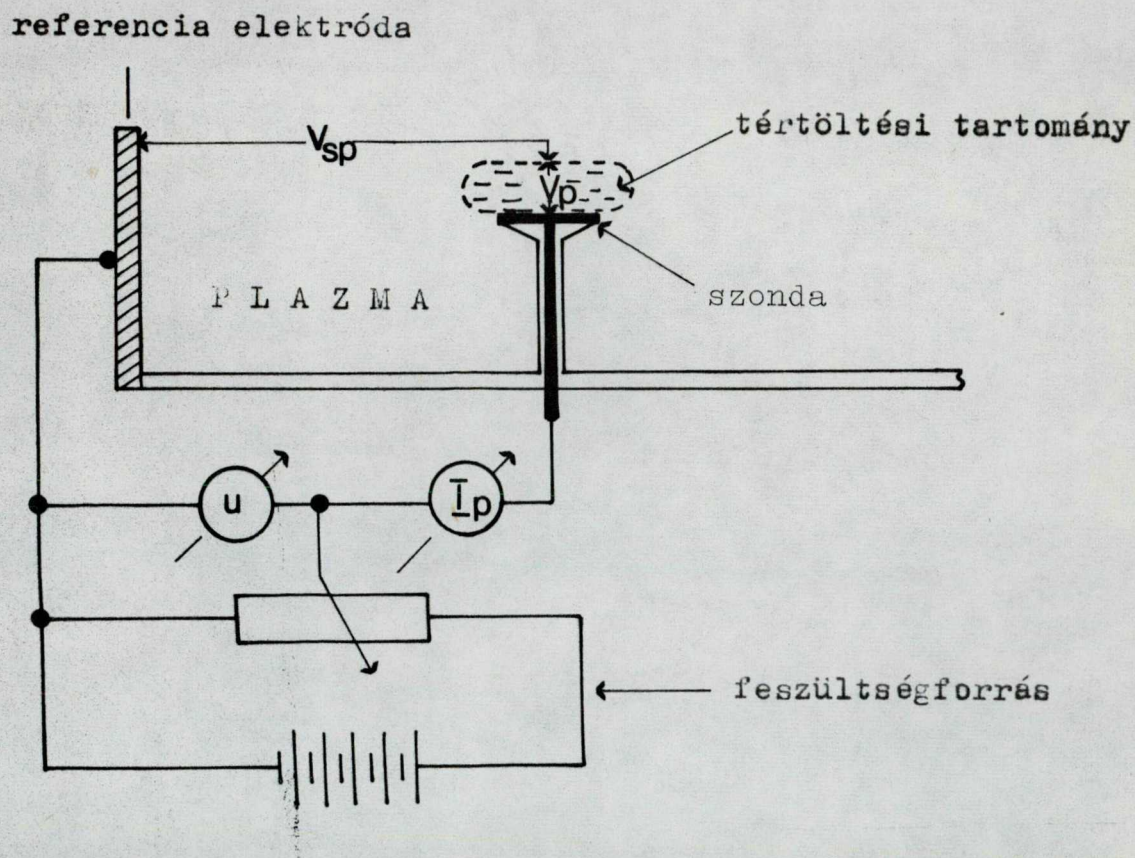
Nem szabad azonban elfeledkezni arról, hogy adott mérési elrendezés esetén lehetetlen egyszerre minden paramétert figyelembe venni, ezért a szondázás során, a mérendő rendszer jellemzőitől függően, kisebb nagyobb elhanyagolásokat ill. közelitéseket kell tennünk. Az elektromos plazmaszondázás nagyon hatékony vizsgálati módszer, de kellő körültekintés hiányában teljesen hamis eredményeket adhat.

A sokféle mérési feltétel annak az oka, hogy több kisérleti elrendezéssel és kvantitativ közelitéssel próbálkoztak az elmúlt évtizedek során. Számos elmélet született pl. a plazmába helyezett elektródát körülvevő tértöltés és a plazma közötti kölcsönhatás tisztázására. Az elméletet kiterjesztették mágneses tér jelenlétére is. A hig, kisnyomású ionoszférikus plazma szondázásának módszerei is gyorsan fejlődtek a rakétatechnika és az elektronika segitségével. Az ionoszférában történő mérések sajátosságait a későbbiekben részletesen ismertetjük.

A következőkben áttekintjük a plazmaszondázás alapgondolatát és a legfontosabb kvantitativ összefüggéseket sik, gömb és hengeralakú szondák esetében.

1.1 A szondakarakterisztika

Helyezzünk a plazmába az 1. ábrán látható módon egy sikszondát



1. ábra
A szonda áramköre

A leirás során a következő egyszerüsitésekkel élünk:

a./ A plazmát végtelen kiterjedésünek, homogénnek és kvázi neutrálisnak tekintjük.

b./ A plazmában lévő elektronok és ionok sebességeloszlása Maxwell-féle, a T_e elektronhőmérséklet és T_i ionhőmérséklet közt a $T_e \gg T_i$ kapcsolat áll fenn.

c./ Az elektronok és ionok átlagos szabad úthossza, λ_e, illetve λ_i nagy az összes többi karakterisztikus hosszúsághoz képest.

d./ Minden töltéshordozó, amelyik beleütközik az elektródába abszorbeálódik, de a szonda anyagával reakcióba nem lép.

e./ A szonda körüli tértöltési réteg élesen elhatárolódik a plazma többi részétől. A tértöltési tartomány kivételével a plazma zavartalannak, a potenciáltér pedig konstansnak tekinthető.

f./ A tértöltési réteg d vastagsága kicsi a szonda átmérőjéhez képest, igy a szonda peremén létrejövő hatások elhanyagolhatók.

A kisérleti elrendezés az 1. ábrán látható. Legyen U a potenciálkülönbség a szonda felszine és egy adott referenciapont /pl. egy másik nagyméretü elektróda, amelyik érintkezik a plazmával/ között. Ez az U feszültség 2 részből tevődik össze, a referencia-elektróda és a tértöltés

határa közötti V_{sp} feszültségből, valamint a szonda és a tértöltés határa közötti V_p feszültségből. Azaz

$$U = V_{sp} + V_p \qquad /2/$$

Legyen V/x/ a potenciálérték a tértöltés belsejében lévő tetszőleges x pontban. Az x értékét a tértöltés határától a szonda felé mérjük. Igy V/x/ abszolutértéke 0-tól V_p-ig nő. A 0-át a tértöltés határán a V_p-t a szonda felszinén veszi fel.

Itt jegyezzük meg, hogy ahol a kétfajta töltéshordozó paraméterei megegyeznek ott nem használunk indexeket, ahol különböznek ott viszont továbbra is a "e" és "i" indexeket használjuk.

1.1.1 A lebegő potenciál és a telitési ionáram

Tekintsük ezután az 1. ábra áramkörét és vizsgáljuk meg, hogy mi történik, ha az áramkört lekapcsoljuk a külső feszültségforrásról.

Ha a kétfajta töltéshordozó átlagos mozgási energiája meg is egyezne egymással /ellentétben a b pontbeli feltételezéssel/, az elektronok $\bar{v}_e$ átlagsebessége akkor is jóval nagyobb lenne, mint az ionok $\bar{v}_i$ sebessége, mivel az ionok tömege nagyobb, mint az elektronoké. A két sebesség arányát az $(m_i/m_e)^{\frac{1}{2}}$ tényező határozza meg, ahol m a töltéshordozók tömegét jelöli.

Az átlagsebesség

$$\bar{v} = \left(\frac{8kT}{\pi m}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad /3/$$

pedig a statisztikus mechanikából ismeretes, ahol k a Boltzmann állandó.

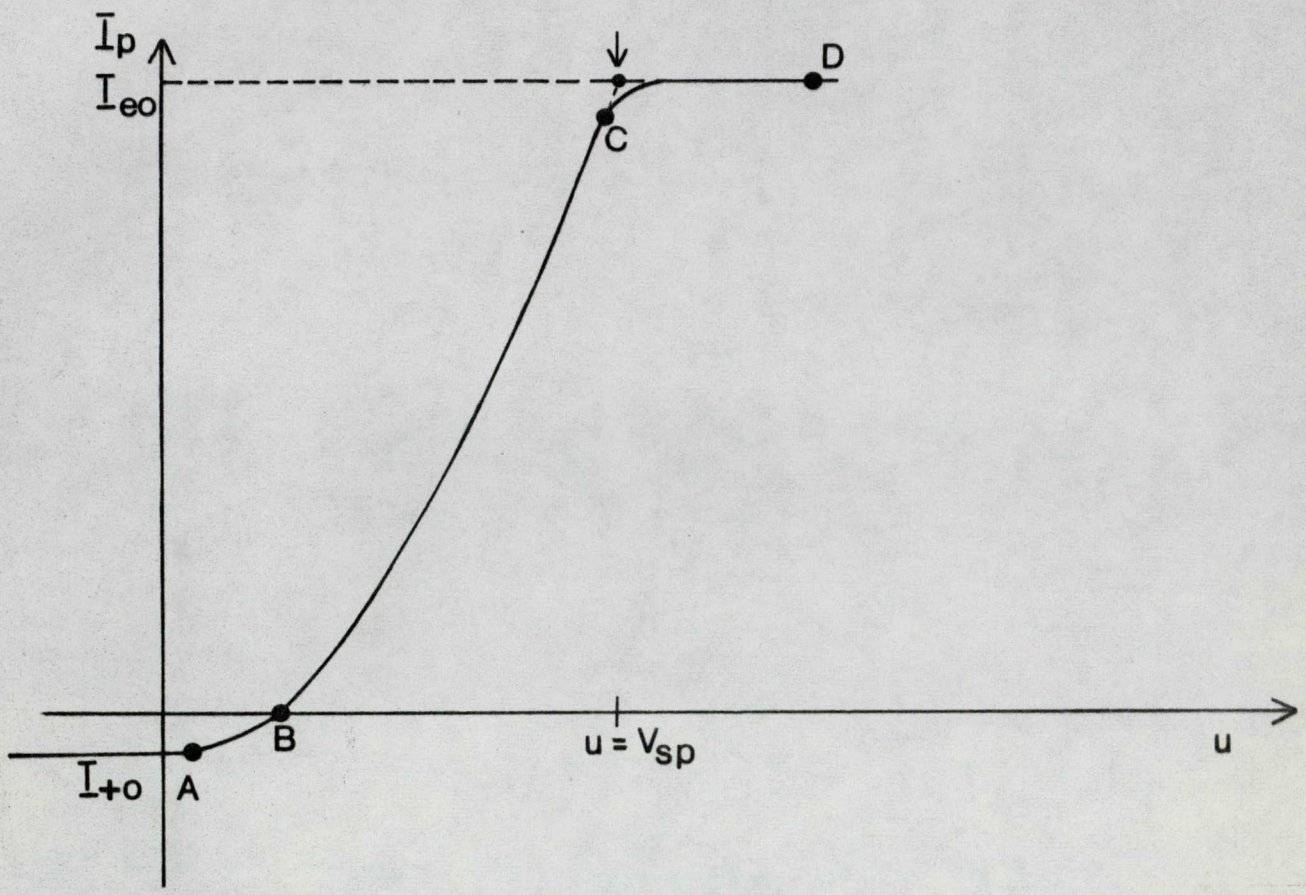
A tértöltési tartományon kivül a kvázineutralitásból következően a térfogategységben az elektronok és az ionok száma megegyezik. Igy az elektronok nagyobb átlagsebessége azt eredményezi, hogy időegység alatt több elektron éri el a szonda felszinét. A létrejövő elektrontöbblet távoltartja az ujonnan beérkező elektronokat, ugyanakkor az ionokat gyorsitja. Ez a folyamat pozitiv tértöltést hoz létre a szonda körül, s végül dinamikus egyensúly alakul ki a kétfajta töltéshordozó I_i és I_e árama között.

Mivel a két áram ellentétes irányú és egyforma nagyságú, az I_p eredő értéke nulla. A szonda felszinén a V_f lebegő potenciál értéke negativ a tértöltés határához /azaz a zavartalan plazmához/ képest. Ezt az állapotot a 2. ábrán lévő karakterisztika B pontja jellemzi. Ebben a pontban $V_p = V_f$, $I_e = I_i$ és az $I_p = 0$.

Ha $U = U_f$ külső feszültséget kapcsolunk a rendszerre, ahol

$$U_f = V_{sp} + V_f \qquad /4/$$

akkor a rendszer lebegő /floating/ állapotát nem változ-



2. ábra

Egy idealizált sikszonda karakterisztikája

tatjuk meg. Ha a szonda V_p potenciálja elég nagy negatív értéket vesz fel /azaz $-e V_p \gg kT_e$/, akkor egyetlen elektron sem tudja elérni a szondát, ugyanakkor minden ion átjut a tértöltésen és abszorbeálódik a szonda felszinén. Az U potenciálnak ilyenkor U_f-nél negativabbnak kell lennie. Ekkor az áramkörben folyó áram egyenlő az ionok telitési áramával, I_{io}-val.

$$I_{io} = \frac{1}{4} n_{io} \cdot e \bar{v}_i \cdot S = \frac{1}{4} n_o e \cdot \bar{v}_i \cdot A \; ; \qquad n_{io} \approx n_{eo} = n_o \qquad /5/$$

ahol n_{io} a zavartalan plazma ionkoncentrációja, A és S a szonda, ill. a tértöltés felülete. Ez a két mennyiség az f feltételezés értelmében egymással egyenlőnek tekinthető. A megfelelő $\bar{v}$ sebességértéket véve az /5/ reláció bármely izotróp sebességeloszlásra fennáll.

1.1.2 A feszültség-áram karakterisztika exponenciálisan növekvő része és az elektronok telitési árama

Ha az U értéke az U_f-hez képest egyre pozitivabb lesz, azaz $V_p > V_f$, akkor a 2. ábrán látható karakterisztikán az A pontból jobb felé mozdulunk el. Egyre több elektron lesz képes arra, hogy átjusson a tértöltési réteg által létrehozott fékező potenciálon. Először a gyorsabb, s igy nagyobb energiáju elektronok jutnak át, de V_p egyre pozitivabb értékeinél a kisebb sebességü elektronok is képesek lesznek a szondát elérni. Ezzel egyidejüleg az ionokból álló tértöltés vastagsága csökken. A Maxwell-féle sebességeloszlást mutató elektronok koncentrációja a pozitiv tértöltési rétegben a Boltzmann törvény szerint

$$n_e = n_o \exp\left(\frac{eV_p}{kT_e}\right) \quad ; \qquad V_p < 0 \qquad /6/$$

Az /5/ összefüggéssel analóg módon irhatjuk fel a tértöltés határán belépő elektronok áramát is, azaz

$$I_{eo} = -\frac{1}{4} n_o e \bar{v}_e S \qquad /7/$$

Mivel az elektronok átlagsebessége a tértöltés határán egyenlő az elektróda felszinén vett értékkel, felhasználva a /6/ összefüggést, megkaphatjuk a szondába belépő elektronáram értékét:

$$I_e = -\frac{1}{4} n_o e \bar{v}_e A \exp\left(\frac{e V_p}{k T_e}\right) = I_{eo} \exp\left(\frac{e V_p}{k T_e}\right) \qquad /8/$$

A /7/, /8/ és /5/ egyenletek segitségével felirhatjuk a fékezési potenciál-tartományban a teljes átfolyó áramot:

$$I_p = I_{io} + I_{eo} \exp\left(\frac{e V_p}{k T_e}\right) \qquad /9/$$

Amikor U értéke megközeliti a V_{sp} értékét, akkor a 2. ábrán látható karakterisztikán a C pontba jutunk. Ekkor a tértöltési réteg eltünik a szonda elől. A karakterisztikának ebben a pontjában a következő feltételek állnak fenn:

$$V_p = 0 \; ; \quad U = V_{sp} \; ; \quad I_p = I_{io} + I_{eo} \qquad /10/$$

Mivel az ionok átlagsebessége sokkal kisebb, mint az elektronoké, az I_p közelitőleg az

$$I_p \cong -\frac{1}{4} n_o e \bar{v}_e A \quad ; \quad V_p = 0 \qquad /11/$$

kifejezéssel irható le. Ez nem más, mint az elektronok telitési árama.

Ha a karakterisztikán a C pontból jobb felé haladunk tovább, amig $U \approx V_{sp}$, illetve $|V_p| < kT/e$, akkor egyre kevesebb ion fog hozzájárulni az összáramhoz. Ezért a karakterisztika deriváltjának a C pontban, ahol $V_p = 0$, nincs szakadási helye. Nem szabad elfeledkezni arról, hogy a /8/ kifejezés csak olyan elektronáramok esetén érvényes, amelyek sokkal kisebbek, mint a véletlenszerü I_{eo} áram. Ha $I_e \approx I_{eo}$, azaz $V_p \approx 0$, akkor az a feltételezés, hogy az elektrongáz termikus egyensúlyban van, már nem érvényes. Mivel a /6/ kifejezés is ezen a feltételezésen alapul, a fenti áramok esetén már ez sem lesz érvényes.

V_p nagy pozitiv értékeinél /D pont a 2. ábrán/ az ionok nem képesek átlépni a tértöltési rétegben fellépő nagy potenciálkülönbséget és igy az $I_p = I_{eo}$, függetlenül a V_p értékétől.

1.1.3 A plazmaparaméterek származtatása

A plazmára jellemző $n_{eo} = n_{io}$, T_e és V_{sp} értékek most már meghatározhatók a feszültség-áram karakterisztikából. Először vonjuk le a mért I_{io} értéket az I_p teljes áramból a C ponttól balra eső részen, igy megkapjuk az I_e értékeit az U függvényében. Az I_e logaritmusát U függvényében ábrázoljuk. A /3/ és /8/ összefüggésekből meg-

kapjuk ennek a görbének a meredekségét a $V_p < 0$ tartományban. Ha az elektronok eloszlása Maxwell féle, akkor a meredekség állandó és T_e-re fennáll a

$$\frac{d \ln I_e}{dU} = \frac{d \ln I_e}{d V_p} = \frac{e}{k T_e} \; ; \quad V_p < 0 \qquad /12/$$

összefüggés. Felhasználva /3/-at és behelyettesitve T_e-t a /7/ egyenletbe, az I_{eo} mért telitési áramból n_{eo} kiszámitható. Végül is V_{sp} annak a pontnak az abszcisszája, amelyet úgy kapunk, hogy a karakterisztika exponenciálisan növekvő részét és az elektronok telitési áramához tartozó részét meghosszabbitjuk. Az igy kapott metszéspont, mint azt a 2. ábrán is láthatjuk, adja a keresett pontot.

1.1.4 Gömb és hengeralakú szondák

A továbbiakban megvizsgáljuk, hogy milyen alaku lesz a feszültség-áram karakterisztika gömb és hengeralaku szondák esetén.

A korábbi a-f feltételekhez vegyük hozzá még a következőket:

g./ legyen V/r/ egy a szonda középpontjára nézve szimmetrikus potenciál, és legyen az r helykoordináta monoton csökkenő vagy növekvő függvénye a tértöltés széle és a szonda felszine között, s legyen pozitiv, vagy negativ, attól függően, hogy V_p milyen. Az r helykoordi-

náta a szonda középpontjától mért sugárirányú távolság. Ez a feltétel a gyakorlatban a legtöbb szonda-potenciál eloszlás esetén teljesül, kivéve a gyorsan változó plazmákat. A következő feltevést viszont már nem minden esetben tudjuk biztositani.

h./ Legyen a $\psi\,/r/$ függvény /mint ahogy azt a későbbiekben látni fogjuk, ez a szonda - a v sebességgel érkező töltéshordozókra vett - effektiv hatáskeresztmetszetével áll kapcsolatban/

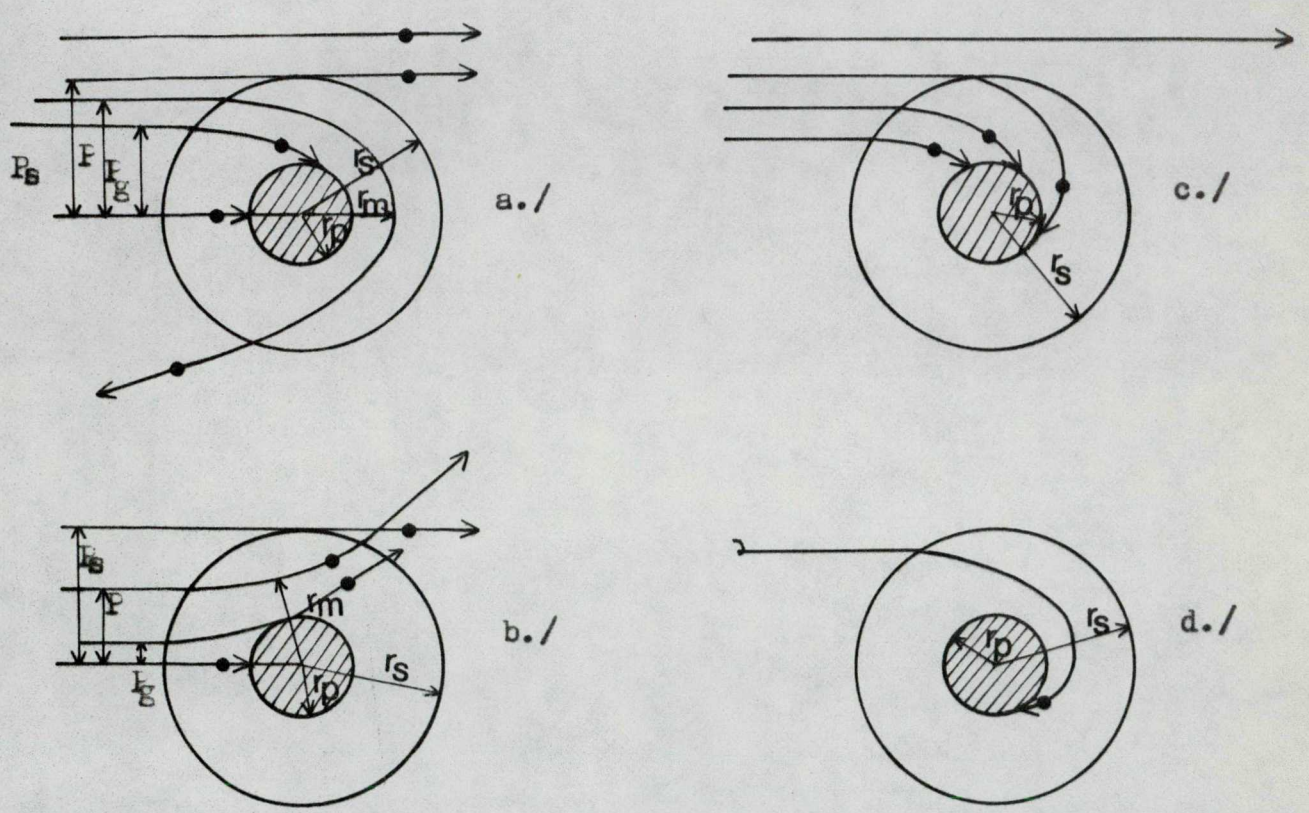
$$\psi(r) = r^2\left[1 - \frac{2qV(r)}{mv^2}\right] \qquad q = \begin{cases} -e & \text{elektron} \\ +e & \text{ion} \end{cases} \qquad /13/$$

alaku. Láthatjuk, hogy ψ az r monoton függvénye és r-rel növekszik, ha a $qV/r/ < 0$ és az $r > r_p$ (r_p = a szonda sugara).

A következőkben a gömb alaku szondára vezetjük le a feszültség-áram karakterisztikát leiró kifejezést. Ezt a Medicus [7] által javasolt egyszerü módszer segitségével tesszük. A henger alakú szondára vonatkozó kifejezéseket levezetés nélkül adjuk meg, mivel ezek levezetése már nem tartalmaz új elveket. Az I-re, mint a V_p függvényére vonatkozó kifejezés levezetéséhez tekintsük a szonda középpontján átmenő sikmetszetét. Osszuk az I szondaáramot /amely ionokból és elektronokból áll/ infinitezimális részecskeáramokra a v kezdő sebesség szerint

József Attila Tudományegyetem Központi Könyvtára SZEGED

ahol πp_g^2 a szonda ütközési hatáskeresztmetszete a v sebességü részecskékre nézve, p_g az ütközési paraméter egy olyan részecskére nézve amely "súrolja" a szondát /3/a. ábra/.



3. ábra

Részecskepályák gömb és henger alakú szondák esetében

a./ $qV_p < 0$: pályakorlátos áram

b./ $qV_p > 0$;

c./ $qV_p < 0$: tértöltés korlátos áram

d./ $qV_p < 0$: részecskemozgás sürü /$r_p \gg h$/ plazmában

A /14/ képlettel kifejezett infinitezimális részecskeáramban minden olyan részecske, amelynek ütközési paramétere $p > p_g$ elkerüli a szondát, mig a $p \leq p_g$ paraméterü részecskék összegyülnek a szondán. Azok a részecskék, amelyek impakt paramétere nagyobb, mint a tértöltés r_s sugara, változatlan pályán haladnak el a tértöltés mellett.

Ha f/u/-val jelöljük a részecskék sebességeloszlását, ahol u = v/c és c a sebességeloszlás legvalószinübb sebessége, akkor

$$dn = n_o f(u)\,du \qquad /15/$$

A szonda áramát ezután úgy kapjuk, hogy a /14/-et és /15/-öt integráljuk. Első lépésként fejezzük ki p_g-t, mint v és a V/r/ potenciál függvényét és határozzuk meg az integrálási határokat. Tekintsük a részecskék mozgását meghatározó mozgásegyenleteket.

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m(\dot{r}^2 + r^2\dot{\theta}^2) + qV(r) \qquad \text{energiamegmaradás} \qquad /16/$$

$$pv = r^2\dot{\theta} \qquad \text{impulzusmomentum megmaradás} \qquad /17/$$

ahol θ a részecske polárszöge a szonda középpontjára vonatkoztatva. Kiküszöbölve $\dot{\theta}$-at a /16/ és /17/ egyenletből megkapjuk a részecske pályáját leiró differenciálegyenletet:

$$\dot{r} = \frac{v}{r}\left(\left[r^2\left(1 - \frac{2qV(r)}{mv^2}\right)\right] - p^2\right)^{\frac{1}{2}} \qquad /18/$$

ahol a szögletes zárójelben lévő kifejezés éppen a /13/ /r/ függvénnyel egyenlő. /Megjegyezzük, hogy a qV előjele fékező tér esetén pozitiv, gyorsitó tér esetén pedig negativ, mind a kétfajta töltéshordozó esetében/.

Határozzuk most meg /13/ alapján, hogy fizikailag milyen részecskepályák lehetségesek.

Egy a végtelenből a szonda felé mozgó részecske, amelyik az r_o rögzitett koordinátájú pontba érkezik, szükségszerüen végigmegy az $r \geq r_o$ helyvektorú pontokon. Ahhoz, hogy kizárjuk azokat a pontokat, amelyekre nézve a /18/ egyenlet által leirt $\dot{r}$ valós értékeket vesz fel ugyan, de amelyek mégsem alkotnak részecskepályát a következőt kötjük ki. Ha $\dot{r}$ valós értéket vesz fel egy adott r_o-ra, akkor az összes $r > r_o$-ra is valós értéket kell felvennie. Ez a feltétel csak akkor teljesül, ha a ψ /r/ az $r/r \geq r_p$/ monoton növekvő függvénye. Igy a h./ feltétel alapvető fontosságú a Langmuir-féle elmélet érvényessége szempontjából.

Egy adott p ütközési paraméterre és v sebességre a /18/ egyenletből és a h./ feltételből az adódik, hogy a szonda középpontjától mért r_m minimális távolságot egy részecske akkor éri el, ha az $\dot{r}$ sugárirányú sebessége nulla. Igy a részecskepálya akkor "surolja" a szondát, ha $r_m = r_p$ /szonda sugara/ azaz:

$$p^2 = p_g^2 = r_p^2\left(1 - \frac{2qV_p}{mv^2}\right) \quad ; \quad V_p = V(r_p) \qquad /19/$$

és akkor metszi a szondát, ha $r_m < r_p$, azaz

$$p < p_g \qquad /20/$$

Most vizsgáljuk külön-külön a fékező tér /3/b. ábra/ és a gyorsító tér esetét /3/a és 3/c ábrák/

α./ Fékező tér, $q\,V_p > 0$

Az összes olyan részecske eléri a szondát, melyre fennáll a

$$v \geqq \left(\frac{2qV_p}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \quad ; \quad 0 \leqq p \leqq p_g = r_p \qquad /21/$$

összefüggés.

β./ Gyorsító tér, $q\,V_p < 0$

Ebben az esetben a részecske pályájának alakja attól függ, hogy a részecske v kezdeti sebessége kisebb, vagy nagyobb, mint egy bizonyos kritikus v_c sebesség. Ezt a v_c sebességet az

$$r_s^2 = r_p^2\left(1 - \frac{2qV_p}{mv_c^2}\right) \qquad /22/$$

összefüggés definálja:

$$v_c = \left(-\frac{2qV_p}{m} \Big/ \left(\frac{r_s^2}{r_p^2} - 1 \right) \right)^{\frac{1}{2}} \qquad /22/a/$$

1./ $v \leqq v_c$ /3/c ábra/ esetén az összes, $p \leqq r_s$ ütközési paraméterrel rendelkező részecske becsapódik a szondába, mivel $v \leqq v_c$ esetén a /19/ és /20/ feltételek automatikusan teljesülnek. Azaz a tértöltési rétegbe belépő összes részecske eléri vagy súrolja a szondát. Ebben az esetben az r_g tértöltési sugár jelenti a küszöb--rádiuszt a részecskepálya számára. Ilyenkor azt mondjuk, hogy a részecskék mozgása "tértöltés határolt".

2./ $v > v_c$ /3/a ábra/ az ilyen sebességgel rendelkező részecskék csak akkor érik el a szonda felszinét, ha p ütközési paraméterük kielégiti a $p \leqq p_g < r_s$ egyenlőtlenséget.

Mivel ebben az esetben vannak olyan részecskék, melyekre $p_g < p < r_s$, igy léteznek olyan részecskepályák, melyek metszik ugyan a tértöltési réteget, de a szondát magát soha nem érik el, ill.nem "súrolják". Igy azt mondhatjuk, hogy a szondához érkező részecskék mozgása "pálya-korlátos". Behelyettesitve /15/-be /14/-et, I-t integrálással megkaphatjuk. A /19/ és /21/ egyenleteket felhasználva kapjuk a fékező térre vonatkozó esetet (α) $q V_p > 0$)

$$I(V_p)=\pi n_0 q c r_p^2 \int_{(2qV_p/mc^2)^{\frac{1}{2}}}^{\infty} \left(1-\frac{2qV_p}{mu^2c^2}\right) u f(u)\,du \qquad /23/$$

mivel $v = uc$. Gyorsító tér esetén az integrálást külön-külön kell elvégezni a tértöltés határolt /$v \leqq v_c$, $p_g = r_s$/ és a pálya határolt /$v > v_c$, $p_g < r_s$/ esetekre.

A /15/, /19/ és /22/a/ egyenleteknél a β/ pont 1., és 2., esetében is $q V_p < 0$, igy

$$I(V_p) = \pi n_0 q c \left[r_s^2 \int_0^{u_c} u f(u)\,du + r_p^2 \int_{u_c}^{\infty} \left(1-\frac{2qV_p}{mu^2c^2}\right) u f(u)\,du \right]; \quad u_c = v_c/c \qquad /24/$$

Ebben az egyenletben a jobb oldalon az első tag a tértöltéskorlátos, a második a pályakorlátos részt fejezi ki.

A /19/ egyenlet következménye, hogy a szonda effektiv hatáskeresztmetszete, fékező tér esetén egyenlő magával a szonda felületével. Igy a fékező tér esetén fellépő, /23/ által kifejezett áram teljesen független a tértöltési réteg méretétől.

Mint azt Druyvesteyn [8, 9] megmutatta, az I szonda-áram V_p szerinti második deriváltja arányos a részecske sebességeloszlásával, igy fékező tér esetén /23/-at kétszer differenciálva kapjuk a

$$\left(\frac{mc^2}{2q}\right)^2 \frac{d^2I}{dV_p^2} = \frac{1}{2}\pi q n_0 c r_p^2 f(w)/w^2 \qquad /25/$$

ahol $$w = \left(\frac{2qV_p}{mc^2}\right)^{\frac{1}{2}}$$

Számos esetben szükségünk lehet az energiaeloszlásra. Legyen $F/\tilde{V}/$ az energiaeloszlás és $\tilde{V}$ a részecske energiájával ekvivalens feszültség.

A /25/ egyenlet átirásával kapjuk:

$$\frac{d^2I}{dV_p^2} = \frac{1}{4} A q n_0 \left(\frac{2q}{mV_p}\right)^{\frac{1}{2}} F(\tilde{V})\Big|_{\tilde{V}=V_p} \qquad /26/$$

[10] megmutatta, hogy a /26/ kifejezés homogén izotrop sebességeloszlás esetén érvényes, és nem függ a szonda geometriájától, mindaddig, mig a szonda felszine konvex. /26/-ban A helyébe akár a hengeres, akár a gömb, vagy a sikszonda felületét behelyettesithetjük. Anizotróp eloszlások esetén a /26/ kifejezés azonban csak gömb alaku szondákra érvényes.

Most vizsgáljuk meg a /24/ kifejezés két fontos határesetét.

A./ Vékony tértöltés esetén $r_s/r_p \approx 1$, $c \ll v_c$. Ebben az esetben majdnem az összes olyan részecske eljut a szonda felszinére, amelyik elérte a tértöltési réteg határát.

A /24/ egyenlet első tagjánál az integrálási határt 0-tól ∞ -ig lehet venni, s igy az integrálás után

ennek a tagnak az értéke $\bar{v}/c$ lesz, mig az egyenlet második tagja eltünik. Ebben az esetben, amikor a részecskepálya tértöltés-korlátos része az uralkodó, a /24/ egyenlet a sik-szondákra vonatkozó /5/, /7/ kifejezésekre redukálódik. Ezért I ekkor független a V_p-től és telitésben van.

B./ Vastag tértöltés esetén $r_p/r_s \to 0$ $c \gg v_c$. Ebben az esetben a tértöltési réteget elérő részecskék nagyrésze elkerüli a szondát, és csak néhány jut el a szonda felszinéig.

Az I áramot megadó /24/ egyenletben a tértöltés korlátos rész elhanyagolható, mig a pálya korlátos résznek megfelelő integrálnál az integrálási határt kiterjeszthetjük 0-tól a ∞ -ig. Igy I-re az

$$I = C_1 - C_2 V_p \quad ; \quad C_1, C_2 = \text{konstans} \qquad /27/$$

összefüggést kapjuk.
Ez az összefüggés tetszőleges sebességeloszlásra fennáll.

1.1.5 Maxwell-féle sebességeloszlás

A fentiekben kapott általános kifejezéseket most alkalmazzuk a Maxwell-féle sebességeloszlásra, azaz

$$f(u)du = \frac{4u^2}{\sqrt{\pi}} e^{-u^2} du; \quad u^2 = \frac{mv^2}{2kT} \qquad /28/$$

esetre.

/24/ integrálásával gömb alakú szondákra a

$$I = \frac{1}{4} n_0 q \bar{v} A_s \frac{r_s^2}{r_p^2}\left[1-\left(1-\frac{r_p^2}{r_s^2}\right)\exp\left(\frac{r_p^2}{r_s^2-r_p^2}\eta\right)\right] ; \qquad /29/$$

$$A_s = 4\pi r_p^2 \; ; \quad \eta = \frac{qV_p}{kT} \; ; \quad qV_p < 0$$

henger alakú szondákra a

$$I = \frac{1}{4} n_0 q \bar{v} A_z \frac{r_s}{r_p}\left[\phi\left(\left(\frac{-\eta}{r_s^2/r_p^2-1}\right)^{\frac{1}{2}}\right)+\frac{r_p}{r_s}e^{-\eta}\left\{1-\phi\left(\left(\frac{-\eta r_s^2}{r_s^2-r_p^2}\right)^{\frac{1}{2}}\right)\right\}\right] \qquad /30/$$

kifejezést kapjuk. Itt

$$\phi(s) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^s e^{-s'^2} ds' \; ; \quad A_z = 2\pi r_p L \; ; \quad qV_p < 0$$

Fékező tér esetén /23/ integrálásával kapjuk az

$$I = \frac{1}{4} n_0 q \bar{v} A e^{-\eta} \; ; \quad qV_p, \eta > 0 \qquad /31/$$

összefüggést, amely egyaránt érvényes gömb, henger és sikszondákra is.

Most vizsgáljuk meg a /29/ és /30/ egyenletek érvényességi határait.

A./ Vékony tértöltési réteg

Ha gömb alakú szondák esetén $(r_s/r_p)^2 < 1 - \frac{1}{3}\eta$ ill. ha henger alakú szondák esetén $(r_s/r_p)^2 < 1 - \frac{1}{2}\eta$

akkor a szondához érkező részecskéknek csak kb. 5 %-a nem éri el a szondát, igy az I részecskeáram a telitési árammal közelithető /4. és 7. kifejezés/.

$$I = \frac{1}{4} n q \bar{v} A \qquad /32/$$

B./ Vastag tértöltési réteg

Ha az $(r_s/r_p)^2 \gg 1$, akkor /27/-el összhangban gömb alaku szondákra - biztositva, hogy a járulékos $(r_s/r_p)^2 \gg 1-\eta$ feltételei is teljesül - a

$$I = \frac{1}{4} n q \bar{v} A_s (1-\eta) \qquad /33/$$

Henger alaku szondák esetén az áram - ha a következő kiegészitő feltételek teljesülnek:

$$-\eta \gg 1 \quad ; \quad -\frac{3}{2} r_s^2/\eta r_p^2 \gg 1 \qquad /34.a/$$

$$I = \frac{1}{4} n q \bar{v} A_z \frac{2}{\sqrt{\pi}} (1-\eta)^{\frac{1}{2}} \qquad /34/$$

Ahhoz, hogy megállapithassuk egy konkrét szondázás során azt, hogy a fent tárgyalt megszoritó feltételek közül melyik áll fenn, tudnunk kell legalább azt, hogy a tértöltési réteg sugara hogyan függ a V_p-től.

Langmuir és Blodgett [11] különböző alaku szondákra a következő kifejezéseket vezette le:

$$I = \frac{q\sqrt{2}}{9\pi} A \frac{|V_p|^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{(|q|m)}} \alpha^{-2} \left(1 + \frac{2,66}{\sqrt{(-\eta)}}\right); \quad \eta < 0 \qquad /35/$$

Itt egy módositott tértöltésréteg vastagságot jelent:

síkszonda esetén: $\alpha = d$

gömb esetén: $\alpha^2 = r_p^2 (\gamma^2 - 0,6\gamma^3 + 0,24\gamma^4 - 0,074\gamma^5 + \ldots); \quad \gamma = \ln(r_p/r_s)$

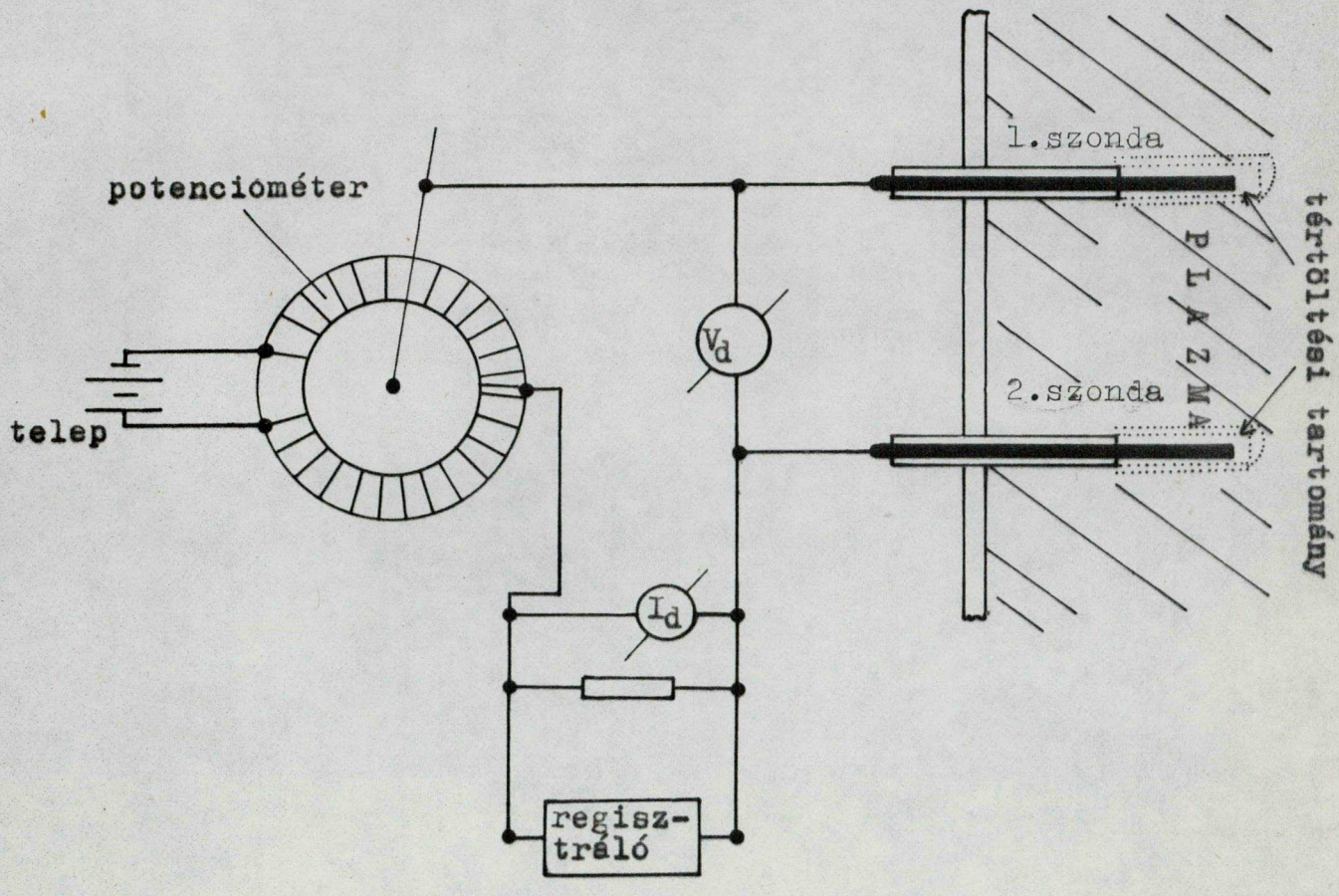
henger esetén: $\alpha^2 = r_p^2 (\gamma - 0,4\gamma^2 + 0,09167\gamma^3 - 0,01424\gamma^4 + \ldots)^2$

A /35/ egyenlet jobb oldalán a zárójelben lévő kifejezés azt veszi figyelembe, hogy a tértöltésbe belépő részecskék véges termikus sebességgel rendelkeznek. A /35/ kifejezés alkalmazása vastag tértöltési réteg /$r_s \gg r_p$/ és alacsony nyomás esetén /$r_p \ll h$/ hibát eredményezhet, mivel a formulát sugárirányú mozgás feltételezésével vezettük le.

Láthatjuk tehát, hogy levezetett összefüggéseink csak akkor adnak valós eredményeket, ha a fizikai megszoritásokat minden esetben figyelembe vesszük.

A továbbiakban megemlitünk két olyan eljárást, amelyek a fenti egyszerü modellt próbálták tökéletesiteni.

Az egyik leglényegesebb ujitás a két szondás szonda bevezetése volt. Ezt a módszert először Johnson és Malter javasolta és próbálta ki [12, 13] . A mérés során két szondát helyezünk a plazmába /4. ábra/. Igy lehetséges



4. ábra
Két elektródás szonda-elrendezés

a mérés akkor is, amikor a korábbiakban említett nagy referencia elektróda /1. ábra/ hiányzik. A Langmuir által bevezetett egy szondás elrendezésnek az egyik fogyatékossága az, hogy a szondába belépő töltéseket nem tudjuk mindig megfelelő módon visszajuttatni a plazmába, igy a plazmaparaméterek nagyon megváltozhatnak. A két szondás elrendezéssel ezt a problémát kiküszöbölhetjük. Az eredeti két szondás elrendezésben tulajdonképpen két Langmuir-szondát kapcsoltak össze. A kisérletben ugyanolyan alaku és méretü szondákat használtak, mint az eredeti egy szondás Langmuir ki-

sérletben. A 4. ábrán látható elrendezésben lehetséges a folyamatos és a pontonkénti mérés is. Folyamatos mérés esetén a potenciométer tengelyét egy szinkronmotor forgatja.

Az 50-es években Boyd [14] két szonda segitségével tudta a plazmát a szonda terétől leárnyékolni.

Jelentős lépés volt a szondamódszerek tökéletesitésében az un. dinamikus üzemmód bevezetése. Mig korábban csak lassan változó fürészfog alaku feszültséget kapcsoltak a szondákra, a dinamikus üzemmód esetén harmonikusan változó feszültséget is alkalmaznak a fürészfog-jelre szuperponálva [15] . Ezzel a módszerrel elektromos uton elő lehetett állitani a feszültség-áram karakterisztika első és másodrendü deriváltjait. Mint emlitettük, ezekre a mennyiségekre a karakterisztika analizis során van szükség.

1.2 Szondamérések az ionoszférában

Az ionoszférikus plazmában általában 100 km felett teljesül az a feltételezés, hogy a töltéshordozók szabad uthossza nagyobb, mint a szonda körül kialakuló tértöltésréteg vastagsága. A részecskék szabad uthossza 100 km-es magasságban $\ell \approx 10$ cm, mig a sikszonda körüli tértöltési réteg vastagsága /T_e = 600 K^o és $n_e = 10^4 cm^{-3}$ esetén/ $d \approx 5$ cm. 100 km alatt a Langmuir szondák alkalmazása elméletileg nem megalapozott, habár vannak

olyan kisérletek, amelyek ki akarják terjeszteni az elmélet érvényességét a $d \gtrsim l$ esetére is.

Az ionoszférában végzett szondázások során több olyan sajátos körülményt kell figyelembe venni, amely egyrészt a mérés technikai kivitelezéséből, másrészt pedig abból adódik, hogy az ionoszférikus plazma állapota nagymértékben eltér a laboratóriumi körülmények között, gázkisülési csövekben már korábban vizsgált plazmáktól. Az ionoszférikus plazma karakterisztikus időállandóinak nagyságrendje általában több óra vagy esetleg nap is lehet, az ionizáció mértéke kisebb, az ionok hőmérséklete pedig alacsonyabb, mint a laboratóriumi körülmények között. Az ionoszférikus és a laboratóriumi körülmények közt létrejövő plazmaállapotok emlitett kölönbségei miatt a laboratóriumi viszonyokra korábban kifejlesztett szondákat nem lehetett változatlanul felhasználni az ionoszféra paramétereinek a mérésére.

Ismeretes, hogy az ionoszféra vizsgálatára a plazma szondákat rakétákkal tudják feljuttatni a kivánt magasságba. A rakéta ill. a rakétáról leválasztott müszeres egység szuperszónikus gyakran hiperszónikus sebességgel repül az ionoszférában. Igy a töltéshordozók sebességeloszlása a szondához képest nem lesz izotróp. Az ionok mozgási energiája a szondához rögzitett koordinátarendszerben pedig legalább egy nagyságrenddel nagyobb lesz, mint az elektronoké. Ez éppen a

forditottját jelenti annak, amit korábban a Langmuir szonda ismertetésénél láttunk. Már ez is mutatja, hogy itt más elméleti megfontolásokból kell kiindulnunk, ha a szonda feszültség-áram karakterisztikájára elméleti összefüggést akarunk találni. A nagy sebességgel mozgó szonda uj lehetőséget is teremt, mivel a különböző tömegü ionoknak más és más lesz a mozgási energiája, igy más és más fékező potenciált tudnak legyőzni. Ezzel viszont, mint azt a későbbiekben részletesen is megmutatjuk, lehetővé válik az ionok tömeg szerinti szétválasztása, azaz az egyes ionfajták koncentrációjának a meghatározása.

1.2.1 Gömbalaku szonda karakterisztikája drift esetén

Ahhoz, hogy megkaphassuk a plazmában nagy sebességgel mozgó szonda feszültség-áram karakterisztikáját, meg kell keresnünk a töltéshordozók sebesség-eloszlásfüggvényének helyes alakját a szonda koordináta rendszerében. A keresett eloszlásfüggvényt a nyugvó gázra feltételezett Maxwell féle eloszlásfüggvényből kaphatjuk meg. Az általános, három dimenziós esetre a keresett függvényt Medicus [16] vezette le.

Ismeretes, hogy Maxwell eloszlás esetén annak a valószinüségét, hogy egy részecske sebességkoordinátái a $v_1 + dv_1$, $v_2 + dv_2$, $v_3 + dv_3$ intervallumba esnek,

$$d^3p = \pi^{-\frac{3}{2}} t^{-3} e^{-(v_1/t)^2 - (v_2/t)^2 - (v_3/t)^2} dv_1 dv_2 dv_3 \qquad /36/$$

$$= F(v_1, v_2, v_3) dV_v$$

adja meg. d^3V_v a háromdimenziós sebességtér eleme, $t = (2kT/m)^{1/2}$ pedig a termikus sebesség. Annak a valószinüsége, hogy a részecske az a + da abszolut sebességintervallumba esik, ahol $a^2 = v_1^2 + v_2^2 + v_3^2$, a következő:

$$dp = \pi^{-\frac{3}{2}} t^{-3} e^{-(a/t)^2} 4\pi a^2 da = 4\pi^{\frac{1}{2}} (a/t)^2 e^{-(a/t)^2} da/t \qquad /37/$$

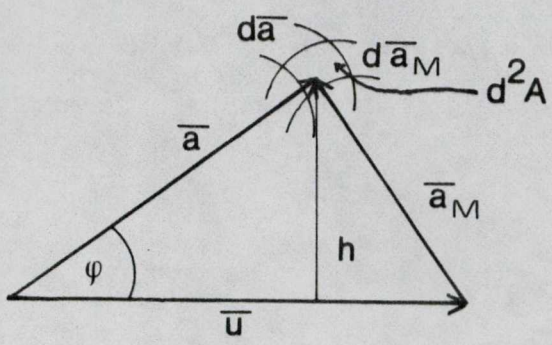
$$= F_a(a) dV_a$$

ahol $dV_a = 4\pi a^2 da$ a sebességtér egy eleme. Ha egy részecske abszolut sebessége a_M az u drift-sebességgel mozgó koordináta rendszerben, és a a nyugvó koordináta-rendszerben, akkor annak valószinüsége, hogy a részecske az $a_M + da_M$ intervallumba esik

$$d^3p = F_a/a_M/d^3V_a,$$

ahol $F_a/a_M/ = \pi^{-\frac{3}{2}} t^{-3} e^{-(a_M/t)^2}$

a Maxwell-féle sebességeloszlás a mozgó koordináta rendszerben és d^3V_a a sebességtér egy eleme a nyugvó koordináta rendszerben. Az 5. ábra mutatja a sebességek egymáshoz való viszonyát.



5. ábra

Az ábráról látható, hogy a rendszer hengerszimmetrikus az u tengelyre nézve, ezért a d^3V_a sebességtér elem helyettesithető $2\pi h d^2A$ -val, igy

$$d^2V_a = d^2A\,2\pi h = a\,d\varphi\,da\,2\pi a\sin\varphi = 2\pi a^2 da\sin\varphi d\varphi \qquad /38/$$

Az emlitett szimmetria miatt a sebesség iránya már csak két független irányba változhat, igy a valószinüséget

$$d^2p = F_a(a_M)\,2\pi a^2 da\sin\varphi d\varphi$$

$$= 2\pi^{-\frac{1}{2}}(a/t)^2 e^{-(a_M/t)^2} d(a/t)\sin\varphi d\varphi \qquad /39/$$

adja.

A cosinus tétel alapján

$$a_M^2 = a^2 + u^2 - 2au\cos\varphi \qquad /40/$$

Annak a valószinüsége tehát, hogy a részecske az a + da sebességintervallumba esik:

$$dp = 2\pi^{-\frac{1}{2}}(a/t)^2 d(a/t) \times \int_0^{\pi} \exp[-(a^2+u^2-2au\cos\varphi)/t^2]\sin\varphi\, d\varphi \qquad /41/$$

Mivel az eloszlásfüggvény definició szerint:

$$F(a/t) = dp/d(a/t) \qquad /42/$$

az integrálást elvégezve:

$$F(a/t) = 2\pi^{-\frac{1}{2}}(a/t)^2 e^{-(a^2+u^2)/t^2}(t^2/2au)\left[e^{2au/t^2} - e^{-2au/t^2}\right]$$

$$= 2\pi^{-\frac{1}{2}}(a/u)\, e^{-(a^2+u^2)/t^2}\sinh(2au/t^2) \qquad /43/$$

bevezetve az $\alpha = \frac{a}{t}$; $\alpha_0 = \frac{u}{t}$ redukált sebességeket

$$F(\alpha) = 2\pi^{-\frac{1}{2}}\alpha^2 e^{-\alpha^2-\alpha_0^2}(1/2\alpha\alpha_0)\left[e^{2\alpha\alpha_0} - e^{-2\alpha\alpha_0}\right]$$

$$= 2\pi^{-\frac{1}{2}}(\alpha/\alpha_0)\, e^{-\alpha^2-\alpha_0^2}\sinh(2\alpha\alpha_0) \qquad /44/$$

Látható, hogy az igy kapott sebességeloszlás függvény az $\alpha_0 \longrightarrow 0$ határesetben visszaadja az

$$F_{Maxw} = 4\pi^{-\frac{1}{2}}\alpha^2 e^{-\alpha^2} \qquad /45/$$

Maxwell féle eloszlásfüggvényt.

Ismerve az eloszlásfüggvény alakját a mozgó koordináta rendszerben, most már minden nehézség nélkül felirhatjuk egy gömb alaku Langmuir szondára a feszültség-

áram karakterisztikát. Felhasználva a fékezés esetére fennálló /23/ összefüggésünket, f/u/ helyébe behelyettesitve a most kapott eloszlásfüggvényt irhatjuk:

$$I(\eta) = \pi q n_o r_p^2 v_c \int_{\alpha}^{\infty} \alpha(1+\eta/\alpha^2) F(\alpha) d\alpha \quad ; \quad \eta < 0 \qquad /46/$$

ahol

$$\alpha = \left(\frac{2qV_p}{m v_c^2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad ; \quad \eta = \frac{2qV_p}{m v_c^2} \quad ; \quad v_c \equiv t = \left(\frac{2kT}{m}\right)^{\frac{1}{2}}$$

integrálás után megkapjuk az u sebességgel mozgó gömb alaku szonda volt-amper karakterisztikáját:

$$I(\eta) = C\left\{e^{-\eta-\eta_o}\left[\alpha\alpha_o^{-1}\sinh(2\alpha\alpha_o) + \cosh(2\alpha\alpha_o)\right] + \alpha_o^{-1}\left(\frac{1}{2}+\eta_o-\eta\right)E(\alpha-\alpha_o, \alpha+\alpha_o)\right\} ; \qquad /47/$$

$$\eta = \alpha^2 > 0$$

ahol

$$C = \pi q n_o r_p^2 t \quad ; \quad E(a,b) = \int_a^b e^{-x^2} dx$$

$\alpha_o^2 = \eta_o$ a redukált drift energia, mig η a redukált energia.

A most levezetett /47/ volt-amper karakterisztikát sikeresen használták fel a gömb alaku Langmuir szondák méréseinek a kiértékelésénél. Pl. Az Explorer XXXI-en repült szondák méréseit is ezen összefüggés se-

gitségével értékelte ki Gordon L. Wrenn [17] .

1.2.2 Sikszonda karakterisztikája drift esetén

A sikszonda volt-amper karakterisztikáját leíró összefüggést 1959-ben Whipple [18] ismertette. A levezetés során két alapvető feltételezést teszünk. Az egyik az, hogy a több komponensü iongáz termikus egyensúlyban van, azaz a részecskék sebességeloszlása Maxwell-féle. A másik feltételezésünk pedig az, hogy sikszonda esetén a tértöltési réteg hatása figyelmen kivül hagyható. Langmuir és Mott Smith [23] ugyanis bebizonyitotta, hogy nyugvó, végtelen kiterjedésü sikszonda esetén a szondába befolyó áram független mind a tértöltési rétegben lévő potenciáleloszlástól, mind pedig a tértöltési réteg kiterjedésétől.

Természetesen a valóságban a szonda mozog az ionokhoz képest és a kiterjedése sem végtelen. Knudsen [24] elméleti becslést adott a második feltételezésünk alkalmazásakor elkövetett hibára. Sajnos, a véges szondaméretet és a szonda mozgását is figyelembevevő elméleti volt-amper karakterisztikát még nem vezették le.

Feltételezzük még azt is, hogy a sikszondába belépő ionok sebességvektora mindig ugyanazt a szöget zárja be a szonda normálisával. A levezetés gondolatmenete egyébként hasonló a gömb alakú szondánál követett gondolatmenethez.

Tekintsünk egy olyan a sikszondához rögzitett koordináta-rendszert, melynek pozitiv x tengelye a rakéta sebességvektorával esik egybe. Legyen az ionok termikus sebessége ebben az irányban c. A rakéta koordináta-rendszerében tehát az ionok sebessége v=c-V, ahol V a rakéta sebessége.

Mivel feltételezzük azt, hogy az ionok sebességeloszlása Maxwell-féle, a nyugvó koordináta rendszerben

$$\frac{dN}{dc} = \frac{N_o}{a\sqrt{\pi}} \cdot e^{-c^2/a^2} \qquad /48/$$

összefüggést irhatjuk fel, ahol N_o az ionok koncentrációja, a pedig a legvalószinübb ionsebesség $\frac{1}{2} m_i a^2 = kT_i$ szerint. A rakéta koordinátarendszerében úgy kaphatjuk meg az ionok sebességeloszlását, hogy a c sebesség helyébe a v + V kifejezést helyettesitjük, azaz

$$\frac{dN}{dv} = \frac{N_o}{a\sqrt{\pi}} e^{-(v+V)^2/a^2} \qquad /49/$$

Ha ϕ-vel jelöljük a szondára kapcsolt fékező potenciált, akkor csak azok az ionok tudnak belépni a csapdába, amelyeknek a sebessége /a rakéta koordináta rendszerében/ az

$$e\phi = \frac{mv^2}{2} \qquad /50/$$

egyenlőségből következően nagyobb, mint

$$v = \sqrt{\frac{2e\phi}{m}}$$

Mivel a v sebességhez tartozó ionáram

$$dI = \alpha e A v dN \qquad /51/$$

az összionáram:

$$I = \int \alpha e A v dN \qquad /52/$$

az összes előforduló sebességre

azaz

$$I = \frac{e\alpha A N_0}{a\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{-\sqrt{2\phi e/m}} v\, e^{-(v+V)^2/a^2} dv \qquad /53/$$

ahol A a kollektor felülete, e a töltés egysége és α a rács átlátszósági tényezője. Az integrálást elvégezve, s az áramot pozitivnak tekintve kapjuk az

$$I = \alpha e A N_0 V\left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\,\mathrm{erf}(x) + \frac{a}{2V\sqrt{\pi}}\, e^{-x^2}\right] \qquad /54/$$

kifejezést, ahol $x = \frac{1}{a}\left(V - \sqrt{\frac{2\phi e}{m}}\right)$ és $\mathrm{erf}\,/x/ = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_x^\infty e^{-y^2} dy$

Mivel több ionfajta is előfordul, ezért az összionáramot úgy kapjuk meg, hogy összegezzük az egyes ionáramok járulékát. Azaz ha k féle ion van, az összionáramot

$$I_{össz} = eAV\sum_{j=1}^{k} \alpha_j N_{oj}\left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\,erf(x_j) + \frac{a_j}{2V\sqrt{\pi}}\,e^{-x_j^2}\right] \qquad /55/$$

adja meg, ahol

$x_j = \frac{1}{a_j}\left(V - \sqrt{2e\phi/m_j}\right)$, m_j, a j-edik komponens tömege, $a_j = \left(2kT_i/m_j\right)^{1/2}$, T_i az ionhőmérséklet, α_j az egyes ionokra nézve az átlátszósági tényező. Ha a csapda felületének a normálisa nem esik egybe a rakéta sebességvektorának irányával, hanem azzal Θ szöget zár be, akkor V helyett a $V = V\cos\Theta$ kifejezést kell behelyettesiteni.

Az α_j átlátszósági tényezőről meg kell jegyezni, hogy az nem egyenlő a geometriai átlátszósággal /áteresztő felület/. Az α_j értéke a fékező potenciáltól és a beérkező ionok sebességétől is függ. A gyakorlatban általában állandónak tekintik és értékét laboratóriumi mérésekkel határozzák meg.

A ϕ potenciál értékénél figyelembe kell venni azt a korábban már részletesebben emlitett tényt, hogy a szondát hordozó konténer-test valamilyen nagyságú ϕ_s potenciált vesz fel a környező plazmához képest, igy a ϕ_o kollektorpotenciált korrigálni kell ϕ_s-sel, azaz a levezetett volt-amper karakterisztikában

$$\phi = \phi_o + \phi_s \qquad /56/$$

1.2.3 Az ionoszférikus mérések további legfontosabb sajátosságai

Az ionoszférában végzett mérések során a szonda gyors mozgásán kivül még több olyan jelenséget is figyelembe kell venni, amelyek laboratóriumi körülmények közt nem okoznak problémát. Ezek közül a legfontosabbak a következők.

A./ Az ionoszférában repülő szondába belépő áramokat valamilyen módon vissza kell juttatni a plazmába, hiszen csak igy záródik az áramkör. A töltéshordozók visszajuttatására két módszer kinálkozik. Az egyik az, hogy a szondát teljesen elszigeteljük a rakéta ill. konténer testétől, és egy külön elektródával vezetjük vissza a töltéseket a plazmába. Ilyen speciális áramvisszavezető eljárással próbálkozott Bogges [19] . A másik módszer az általánosabban használt. Ilyenkor nem szigetelik el a szondát a müszeres konténertől, igy a visszajuttatást maga a konténer fémteste biztositja. Ebben az esetben tehát az egész hordozó egység az áramkör részévé válik, s lényeges, hogy mekkora lesz ennek az átmenetnek az impedanciája. Ha ugyanis az átmeneti ellenállás nagy, és pl. több szonda is müködik egyszerre, akkor a rakéta teste mint egy kondenzátor egyre jobban feltöltődik és teljesen megzavarhatja a mérést ill. a környező plazma állapotát. Az átmeneti ellenállás egyrészt a konténer anyagától, geometriájától, másrészt pedig a körülötte lé-

vő plazma állapotától függ. A mérés tervezésénél ügyelni kell arra, hogy a konténer potenciálja a méréshez képest csak lassan változzon, másrészt pedig a fékező feszültség nagyságát is úgy kell megválasztani, hogy a mérést a konténer potenciálja ne zavarja. A számitás szerint a konténer potenciálja akkor nem változik egy mérés során, ha a szonda felülete kb. három nagyságrenddel alatta marad a konténer plazmával érintkező felületének.

B./ A következő probléma a Nap ultraibolya és röntgensugárzásának hatására létrejövő fotoemisszió. A fémfelületekből kilépő fotoelektronok befolyásolhatják a volt-amper karakterisztikát. A rakétás és müholdas kisérletek szerint az F rétegben a fémfelületekből kilépő fotoáram sürüsége 5.10^{-9} A/cm^2 [20, 21]. Ilyen áramsürüség lép fel, ha a plazmában lévő elektronok hőmérséklete $T_e \cong 10^3$ °K és koncentrációja $n_e = 5.10^3$ cm^{-3}. A fotoelektronok zavaró hatásának kiküszöbölésére a szonda ablaka elé olyan rácsot helyeznek, amelyre állandó negativ potenciált adnak.

Az erős sugárzás hatására nemcsak a rakéta külső fémszerkezeteiből válnak ki fotoelektronok, hanem magából a szonda anyagából is. Ezeket az elektronokat is ki kell zárni a szonda áramköréből, mert meghamisitják az ionokra vonatkozó feszültség-áram karakterisztikát. Ezeknek a "belső" fotoelektronoknak a távoltartására egy a szonda gyüjtőelektródája /kollektor/ elé helye-

zett állandó negativ potenciálon lévő segédrácsot alkalmaznak.

C./ Meg kell még említenünk a konténeren elhelyezett rádióadó berendezések hatását is, mivel ezek is befolyásolhatják a mérést. A nagy teljesitményü rádióadók megzavarhatják magát a szonda áramkörét, de a plazmát is. A plazmában az elektromágneses tér oszcillációt válthat ki, megváltoztathatja a plazma hőmérsékletét vagy elektronkoncentrációját. A konténer potenciálja is megváltozhat.

D./ Mivel a vizsgált ionoszfératartományban kicsi a töltéshordozók és a semleges komponensek koncentrációja, a csökkent nyomás hatására a konténerből ill. a rakéta hajtóműből kiáramló gázok nagymértékben megváltoztathatják az eredeti plazma-paramétereket. Ezért általában a müszeres konténert leválasztják a hordozó eszközről.

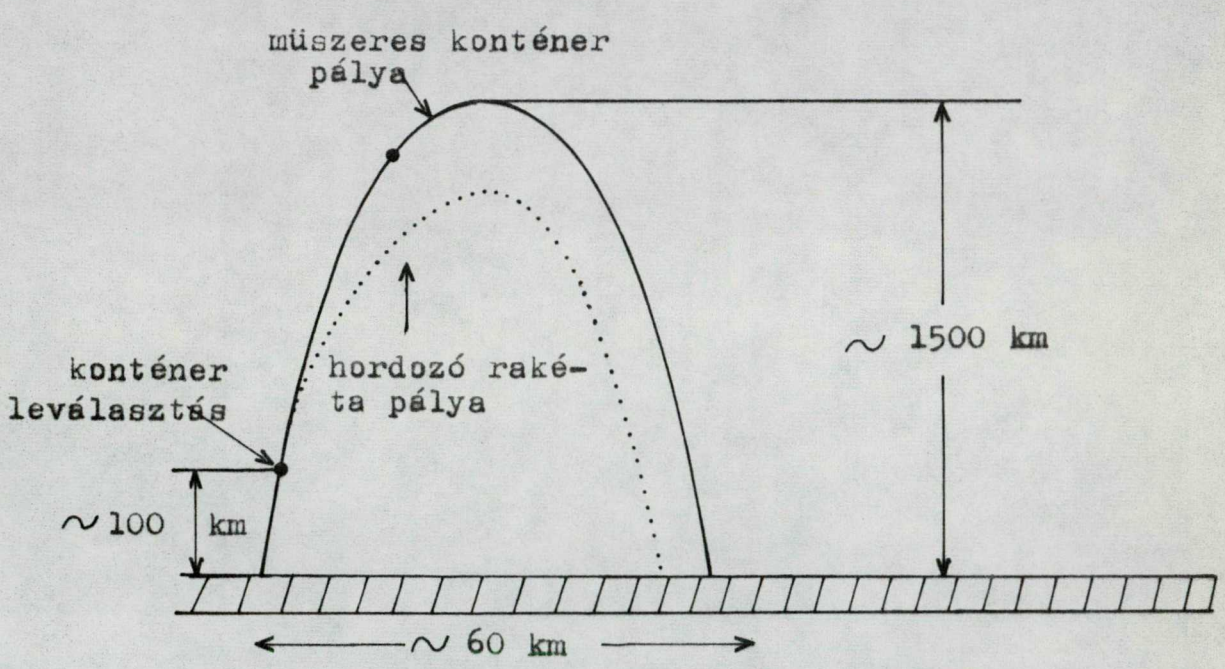
E./ Az ionoszférában müködő szondákra hat a Föld mágneses erőtere, ill. keletkezhet mágneses erőtér a konténer mozgásakor fellépő indukciós folyamatok során is. A szondák mágneses térben való müködésének elméletét még nem sikerült teljesen tisztázni. Kisülési csövekben végeztek kisérleteket a mágneses tér hatásának a vizsgálatára. A kisérletek szerint a mágneses tér hatása akkor hanyagolható el, ha a részecskék ciklotronsugara nagyobb mint a Debye-hossz, illetve a szonda

karakterisztikus mérete. Ilyenkor a részecskék mozgása a tértöltési tartományban ugyanolyan, mint a mágneses tér jelenléte nélkül. Ezekből a kisérletekből arra következtetnek, hogy mágneses tér jelenléte esetén nem a részecskék szabad uthosszát, hanem azok ciklotronsugarát kell figyelembe venni. Szpivak és Reyhrudel [22] megmutatták, hogy olyan hengeralakú szonda esetén, amelynél az alapfelület sugara kisebb a ciklotronsugárnál, az elektronhőmérséklet és az elektronkoncentráció mérését a mágneses tér nem befolyásolja.

2. A MÉRÉS ÉS A MÉRŐMŰSZER RÖVID ISMERTETÉSE

2.1 A rakéta és a müszeres konténer

A Vertikál-6 és Vertikál-10 ugyanolyan tipusu, kétlépcsős, folyékony üzemanyaggal meghajtott rakéta volt. Mivel a hordozóeszközök egyformák voltak, ezért a két müszeres konténer röppályája gyakorlatilag megegyezett. A ballisztikus pálya adatait a 6. ábra mutatja.



6. ábra

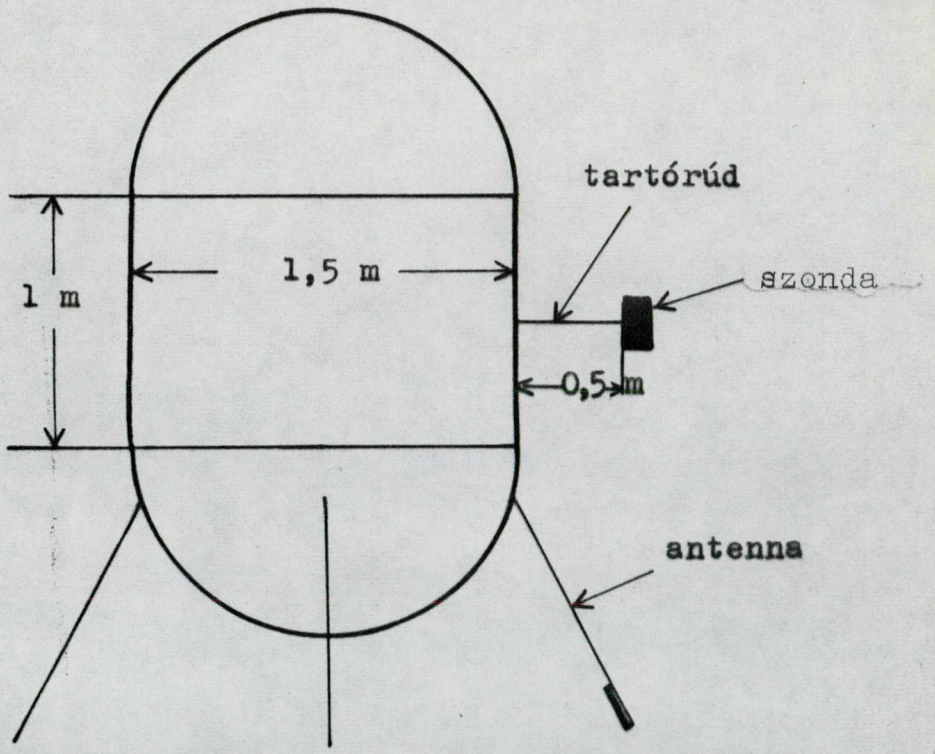
Vertikál rakéták pályaadatai

Az ábráról láthatjuk, hogy a repülés iránya a Föld felszinéhez képest gyakorlatilag mind a leszállóágban, mind pedig a felszállóágban függőleges. Ezért kapták a raké-

József Attila Tudományegyetem Könyvtára SZEGED

ták a "Vertikál" nevet. A Vertikál-6-ot 1977. X. hó 25-én, helyi idő szerint 15 óra 15 perckor, a Vertikál-10-et 1981. XII. hó 21-én, este 21 óra 35 perckor lőtték fel. Igy a Vertikál-6 nappali, a Vertikál-10 pedig az esti ionoszféra állapotát mérte.

Emlitettük már, hogy a rakétából kiáramló égéstermékek megzavarhatják az ionszondák müködését. Ezért a müszeres konténert kb. 100 km-es magasságban leválasztották a rakétáról. A 6. ábrán láthatjuk, hogy a kiégett hordozórakéta röppályája alatta marad a konténernek. A konténer méreteit és a rajta elhelyezett csapdákat a 7. ábra mutatja.

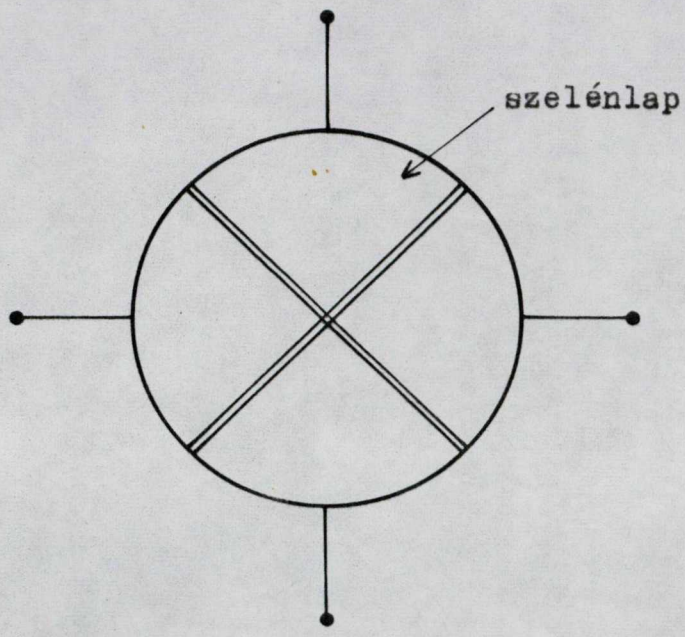


7. ábra

A müszeres konténer

A szondák egy 0,5 m-es rud végén vannak elhelyezve, hogy a konténernek a plazmára gyakorolt hatását a detektorok már ne érezzék. A Vertikál-6-on 5 db detektor repült, mig a Vertikál-10-en kettő.

A konténer orientációjának állandóságát egy nagyméretü pörgettyü biztositotta. /A pörgettyü átmérője 1,5 m volt/. A pörgettyü tengelye egy villanymotor rotorjához csatlakozott. A konténer saját tengelye körüli forgását úgy akadályozták meg, hogy az emlitett villanymotor állórészére mindig megfelelő polaritású és nagyságú feszültséget kapcsoltak. A Vertikál-10 stabilizáló rendszerének érzékelője illetve vezérlője egy háromtengelyü giroszkóp volt. A Vertikál-6 esetében a stabilizáló rendszer vezérlésére olyan fotoérzékelőt használtak, amelynek a segitségével a konténer Naphoz viszonyitott helyzetét stabilizálták. A foto-érzékelő müködési elve a következő. A 8. ábrán látható elrendezésü szelénlapkákra leképezték a Nap képét. Ha a leképezett kör nem egyenletesen világitja meg a négy szelénlapocskát, akkor a lapokon keletkezett feszültségek nem egyenlők. Tehát a stabilizálást mindig úgy kellett végrehajtani, hogy a keletkező feszültségek nagysága egyenlő legyen,azaz a Nap képe mindig a detektor közepére essen. A 7. ábrán látható a rádióantennák elhelyezkedése. Az adást a Föld felé irányitották, az adás frekvenciája 140 MHz volt, a teljesitmény 100 W. A moduláció formája: impulzusmoduláció.

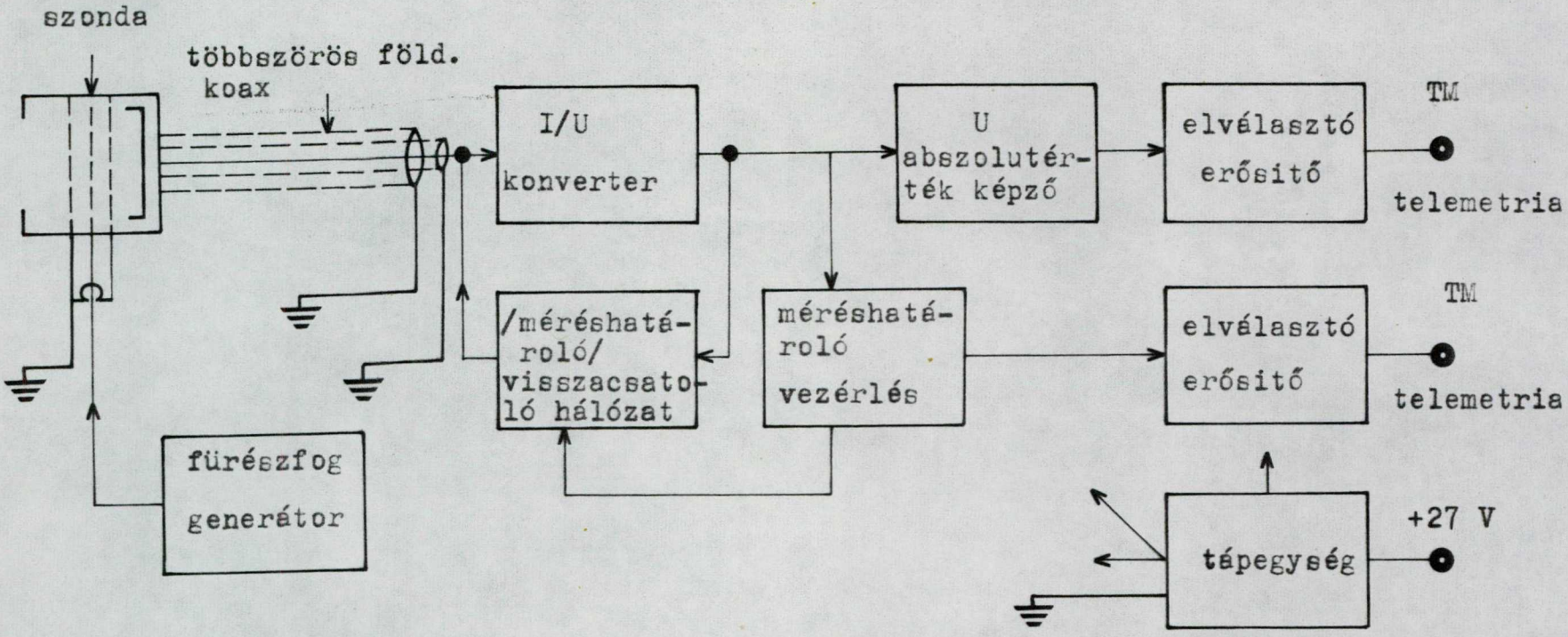


8. ábra

Szelénlapos stabilizátor

2.2 A mérőmüszer és a müszerparaméterek

A mérőmüszer elektrónikájának blokk-diagramját a 9. ábrán láthatjuk. A sikszondából a jelet egy háromszoros árnyékolású koaxiális kábelen vezetik az áramfeszültség konverterbe. Az igen kis áramok /10^{-5}-10^{-13} A/ közvetlen erősitése nehéz lenne, ezért szükséges ezek feszültséggé való alakitása. A fenti áramtartományt 0-+ 10 V-os feszültségtartományba "képezik le". Mivel a szondán nem csak /+/ irányú, hanem /-/ irányú áramok is előfordulhatnak /főleg a nagy pozitiv retardációs feszültségeken/, ezért a későbbiekben a feszültség abszolut értékét kell képezni. Az áramkör automatikusan müködik.



9. ábra

A mérőrendszer blokkvázlata

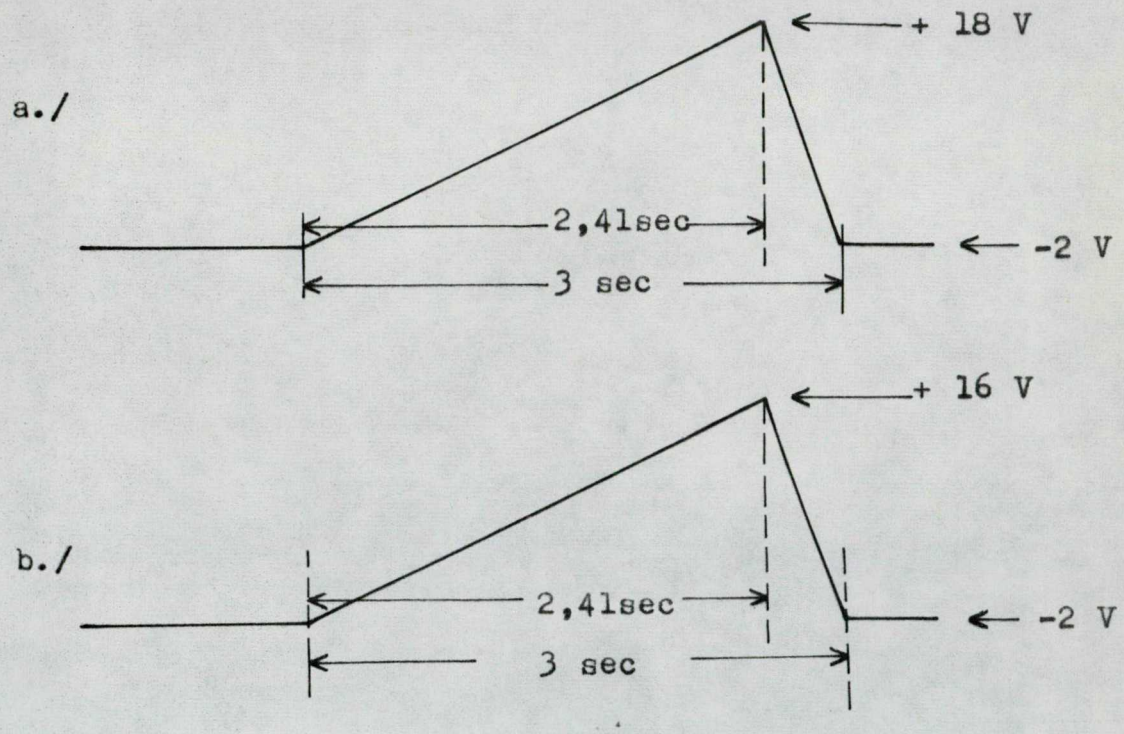
Az elválasztó erősitő a 0-+ 10 V-os tartományba eső jelet kapja meg. Az elválasztó erősitő földje a jobb jel-zaj viszony érdekében le van választva az előző áramkörök földjéről. Ez az erősitő a jelet a 0- + 6,3 V--os tartományba képezi le. Innen kerül a felerősitett jel a telemetria multiplexer-ére.

A méréshatárváltó lehetővé teszi a jel 4 méréshatárban történő mérését, azaz a több nagyságrendet is átfogó áramváltozások is megfelelő felbontással mérhetők. A méréshatárváltó automatikusan kapcsol át, mind növekvő, mind csökkenő feszültség esetén, mégpedig úgy, hogy a kimenő jel lehetőleg a 0,6 -+6 V-os tartományba essék. A méréshatárváltó helyzetét megfelelő feszültség jelzi, amelyet szintén telemetrikus uton továbbitanak. Ezen a telemetria-csatornán érkező jel nagyságából lehet tehát arra következtetni, hogy negativ vagy pozitiv irányú áramot észlelt-e a detektor, ill., hogy az átfolyt áramot a müszer nelyik méréshatárban mérte. A telemetrikus egységben egy nagysebességü A-D konverter alakitja át a 0-+ 6,3 V-os tartományba eső analóg jelet digitális jellé. A telemetria felbontóképessége 23 mV.

A telemetriaegység egy csatornáról másodpercenként 100 mintát tud venni. A Vertikál-6 esetében, mivel 5 detektor volt, ezért 5-5 árammintavétel és érzékenységi fokozat mintavétel történt. A telemetria nemcsak az áramértékeket továbbitotta, hanem a fékező feszültség értékét is. A Vertikál-10 esetében két szonda repült,

igy lehetőség volt arra, hogy egy szonda áramértékeinek a továbbitására 4 csatornát biztositsanak az adatgyüjtő rendszerben. Igy a Vertikál-10-en az árammérésnél 400 Hz-es volt a mintavétel sürüsége, azaz négyszer nagyobb, mint a Vertikál-6-on. Természetesen itt is külön csatornán jött le az érzékenységi fokozat állása illetve a fékező feszültség nagysága.

A fékező feszültséget egy nagystabilitású fürészfoggenerátor /sweep-generátor/ szolgáltatta. A Vertikál-6-on használt eltéritőfeszültség paramétereit a 10/b. ábra a Vertikál-10-ét a 10/a. ábra mutatja.



10. ábra

A fékezőfeszültség alakja

Az érzékenységi fokozatok a következők voltak:

	Vertikál-6 /max.áram/	Vertikál-10 /max.áram/
1.	$-6,0 \times 10^{-9}$A	$-1,44 \times 10^{-11}$A
2.	$+6,0 \times 10^{-9}$A	$+1,44 \times 10^{-11}$A
3.	$+5,0 \times 10^{-8}$A	$+1,15 \times 10^{-10}$A
4.	$+1,0 \times 10^{-7}$A	$+1,52 \times 10^{-8}$ A

A müszerek táplálása egy +27 V-os tápegységről történt. A kisugárzott mérési adatokat földi vevőállomáson vették és 800 Bpi-es mágnesszalagon rögzitették.

3. A MATEMATIKAI MÓDSZER

3.1 A többparaméteres görbeillesztés

A pozitiv ionanalizátoros méréseket többparaméteres, nemlineáris görbeillesztés segitségével dolgoztuk fel. Ezért most részletesebben ismertetjük ezt a matematikai módszert.

Tegyük fel, hogy van egy

$$y = f(x_1, x_2, \ldots, x_m; \alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_p) \qquad /57/$$

alaku függvényünk. Legyen adva egy n db mérésből álló sorozatunk

$$/y_i, x_{1i}, x_{2i}, \ldots, x_{mi}/$$

ahol i = 1,2 ..., n, és tegyük fel, hogy n > p. Az y a függő, az x pedig a független változó.

A problémánk tehát az, hogy meghatározzuk a p darab α_k paraméter értékét. Az α_k paraméterek meghatározására többféle numerikus módszert dolgoztak ki. Mi az un. legkisebb négyzetek módszerét választjuk, azaz α_k azon értékeit keressük, amelyekre nézve az y_i mérési eredmények és az adott függvények ebben a pontban kiszámolt értékei közti különbségek négyzetösszege minimális. Keressük tehát a

$$Q = \sum_{i=1}^{n} W_i \left[y_i - f(x_{1i}, x_{2i}, \ldots, x_{mi}; \alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_p) \right]^2 \qquad /58/$$

kifejezés minimumát. A becsült α_k értékeket jelöljük a_k-val.

Az /58/ kifejezésben W_i az y_i mérésekhez tartozó súlyokat jelenti. Ezeknek az értéke bármilyen szám lehet, sőt minden egyes W_i-nek egy explicit kifejezést is megfeleltethetünk. Ha az összes mérés egyenlő súllyal veendő, akkor W_i=konstans. Mi a W_i-ket egynek választottuk.

A /58/ kifejezés minimumát úgy kaphatjuk meg, hogy az összes α_k paraméter szerint differenciáljuk Q-t és ezen differenciálhányados függvényeket 0-val tesszük egyenlővé. Igy p db egyenletből álló egyenletrendszert kapunk, amit azután megoldunk. Ezek az egyenletek tehát:

$$\frac{\partial Q}{\partial \alpha_k} = -2\sum_{i=1}^{n} W_i \left(\frac{\partial f}{\partial \alpha_k}\right)_i \left[y_i - f(x_{1i}, x_{2i}, \dots, x_{mi}; \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_p)\right] \qquad /59/$$

$$= 0 \quad ; \quad k = 1, 2, \dots, p$$

A $\left(\frac{\partial f}{\partial \alpha_k}\right)_i$ az f függvény parciális differenciálhányadosának az értékét jelöli az i-edik pontban.

Átalakitva /59/-es és az $f_i = f\,/x_{1i}, \dots, x_{mi}, \alpha_1, \dots, \alpha_p/$ jelölést bevezetve kapjuk a

$$\sum_{i=1}^{n} W_i f_i \left(\frac{\partial f}{\partial \alpha_1}\right)_i = \sum_{i=1}^{n} W_i y_i \left(\frac{\partial f}{\partial \alpha_1}\right)_i$$

$$\sum_{i=1}^{n} W_i f_i \left(\frac{\partial f}{\partial \alpha_2}\right)_i = \sum_{i=1}^{n} W_i y_i \left(\frac{\partial f}{\partial \alpha_2}\right)_i \qquad /60/$$

$$\vdots$$

$$\sum_{i=1}^{n} W_i f_i \left(\frac{\partial f}{\partial \alpha_p}\right)_i = \sum_{i=1}^{n} W_i y_i \left(\frac{\partial f}{\partial \alpha_p}\right)_i$$

egyenleteket. Ezeket a probléma normálegyenletének hívják. Mivel esetünkben a probléma nemlineáris, igy a linearitást Taylor sorba fejtéssel érjük el.

Tegyük fel, hogy függvényünk /57/ szerinti formában adott és a feladat az /58/ összefüggés szerinti Q minimalizálása. Tegyük fel továbbá, hogy valamilyen formában rendelkezünk az $\alpha_1, \ldots, \alpha_p$ paraméterekre vonatkozó $a_{1,o}, \ldots, a_{p,o}$ kiinduló /közelitő/ értékekkel.

Fejtsük most /57/-et Taylor sorba ezen $a_{1,o}, \ldots, a_{p,o}$ értékek körül. Igy minden i pontra

$$\begin{aligned}\Delta y_{i,o} &= y_i - f(x_{1i}, x_{2i}, \ldots, x_{mi}; a_{1,o}, a_{2,o}, \ldots a_{p,o}) \\ &= \left(\frac{\partial f}{\partial \alpha_1}\Big|_{i,o}\right)\Delta a_{1,1} + \left(\frac{\partial f}{\partial \alpha_2}\Big|_{i,o}\right)\Delta a_{2,1} + \ldots + \left(\frac{\partial f}{\partial \alpha_p}\Big|_{i,o}\right)\Delta a_{p,1} \\ &= \sum_{k=1}^{p} \left(\frac{\partial f}{\partial \alpha_k}\Big|_{i,o}\right)\Delta a_{k,1}\end{aligned} \qquad /61/$$

$\left(\frac{\partial f}{\partial \alpha_k}\Big|_{i,o}\right)$/57/ parciális deriváltját jelenti α_k szerint az $/a_{1,o}, \ldots, a_{p,o}/$ pontban az i-edik adatra. $\Delta y_{i,o}$ az y_i mért érték és a függvénnyel az i-edik pontban számolt érték közötti különbség.

Ezzel a problémát visszavezettük a lineáris esetre. A $\Delta y_{i,o}$ a függő változó, $\left(\frac{\partial f}{\partial \alpha_k}\Big|_{i,o}\right)$ értéke konstans, és $\Delta a_{k,1}$ a keresett paraméterek.

A /60/ egyenlet alakja:

$$\Delta a_{1,1}\left[\sum_{i=1}^{n} w_i \left(\frac{\partial f}{\partial \alpha_1}\Big|_{i,0}\right)^2\right]+\ldots+\Delta a_{p,1}\left[\sum_{i=1}^{n} w_i\left(\frac{\partial f}{\partial \alpha_1}\Big|_{i,0}\right)\left(\frac{\partial f}{\partial \alpha_p}\Big|_{i,0}\right)\right]$$

$$=\sum_{i=1}^{n} w_i \Delta y_{ip}\left(\frac{\partial f}{\partial \alpha_1}\Big|_{i,0}\right) \qquad /62/$$

$$\vdots$$

$$\Delta a_{1,1}\left[\sum_{i=1}^{n} w_i\left(\frac{\partial f}{\partial \alpha_p}\Big|_{i,0}\right)\left(\frac{\partial f}{\partial \alpha_1}\Big|_{i,0}\right)\right]+\ldots+\Delta a_{p,1}\left[\sum_{i=1}^{n} w_i\left(\frac{\partial f}{\partial \alpha_p}\Big|_{i,0}\right)^2\right]$$

$$=\sum_{i=1}^{n} w_i \Delta y_{i,0}\left(\frac{\partial f}{\partial \alpha_p}\Big|_{i,0}\right)$$

A /62/ egyenletrendszerben p darab egyenlet és ugyanannyi ismeretlen van. A /62/ egyenletrendszert átirhatjuk mátrix formába is: DP=Z. Ennek a megoldása a $D=Z.P^{-1}$, ahol a P mátrixról feltesszük, hogy nem szinguláris. A D elemei pedig rendre $\Delta a_{1,1}$, $\Delta a_{2,1}$, ..., $\Delta a_{p,1}$.

A P mátrix jk eleme pedig nem más, mint

$$P_{jk}=P_{kj}=\sum_{i=1}^{n} w_i\left(\frac{\partial f}{\partial \alpha_j}\Big|_{i,0}\right)\left(\frac{\partial f}{\partial \alpha_k}\Big|_{i,0}\right) \qquad /63/$$

a Z vektor k-adik eleme pedig

$$Z_k=\sum_{i=1}^{n} w_i \Delta y_{i,0}\left(\frac{\partial f}{\partial \alpha_k}\Big|_{i,0}\right) \qquad /64/$$

Ha megoldjuk a /62/ egyenletrendszert, akkor megkapjuk a $\Delta a_{k,1}$ k=1, ..., p értékeket.

$a_{k,0}$-t ezekkel a különbségértékekkel módositva kapjuk az iterációs eljárás következő értékét:

$$a_{k,1} = a_{k,0} + h\,\Delta a_{k,1} \qquad /65/$$

ahol $h \leq 1$ egy konstans. Ezt az értéket a feldolgozás során a méréstől függően különböző meggondolások alapján lehet megválasztani.

A továbbiakban a "megjavitott" a_k paramétereket visszahelyettesitjük a /62/ és /65/ egyenletekbe és az iterációt addig folytatjuk, amig a $\Delta a_{k,q}$ értékek "megfelelően kicsikké" nem válnak. Az igy előállitott $a_{k,q}$ értékeket tekintjük /a legkisebb négyzetek módszerével kapott/ α_p keresett paramétereknek.

Az elmélet általános áttekintése után vizsgáljuk meg, hogy milyen lesz a mi esetünkben az egyenletek alakja.

Esetünkben az f_i /x_i, α_1, ... α_p/ függvény a már korábban ismertetett, sikszondára levezetett elméleti összefüggés /55/

$$I(V_i) = \alpha A e \sum_{j=1}^{q} N_j \left\{ V_s \cos\Theta \left[\frac{1}{2} - \frac{\mathrm{erf}(x_j)}{2} \right] + \frac{C_j \exp(-x_i^2)}{2\sqrt{\pi}} \right\} \qquad /66/$$

$$C_j = \left(\frac{2kT}{m_j} \right)^{\frac{1}{2}} \quad ; \quad \mathrm{erf}(x_i) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{x_i} e^{-x^2} dx \; ; \quad x_i = \frac{1}{C_j} \left(\sqrt{\frac{2e(V_i+\varphi)}{m_j}} - V_s \cos\Theta \right)$$

A /66/ függvény esetében a független változó V_i, a retardációs feszültség. Ez a feszültség, mint azt a mü-

szer ismertetésénél már említettük az úgynevezett sweep feszültség. Az i-edik érték a mérés egy időpillanatában /amikor a mintavétel történt/ a feszültség értéke. A függő változó az i-edik $I(V_i)$áramérték, amely V_i feszültség esetén folyik át a szondán. Az $\alpha_1, \ldots, \alpha_p$ paraméterek pedig az $N_1, \ldots, N_q$, q db ionkoncentráció, a T ionhőmérséklet és a φ rakétapotenciál. Ahhoz, hogy a /62/ egyenletrendszerben szereplő mátrixelemeket megkapjuk, képeznünk kell a /66/ függvény $N_1 \ldots N_q$, T és φ szerint vett parciális differenciálhányadosait. Ezután már elkészithetjük a mérési adatok numerikus feldolgozásához a /62/ egyenletrendszer iterációs megoldó programját.

4. A FELDOLGOZÓ PROGRAMOK

4.1 A mérési adatok

A feldolgozó programok ismertetése előtt röviden szólni kell az adathordozó mágnesszalag szerkezetéről illetve az adatokról, mivel a program müködése csak igy követhető nyomon. Azt már emlitettük, hogy a rakétán elhelyezett müszerek adatai egy multiplexer bemenetére jutnak, egy A-D konverter digitalizálja őket és egy bizonyos ciklusidővel ezek a digitális adatok leolvasásra ill. továbbitásra kerülnek. Az adatokat rögzitő mágnesszalagon 4 file van. Minden egyes file első blokkja tartalmazza a fejlécet, azaz a filére jellemző adatokat. A file ezután n db további un. adatblokkból áll. Egy adatblokk 1536 byte információt tartalmaz. Ezek a következők: 1. blokk sorszáma, 2. a blokkban lévő "keretek" száma - egy keret tartalmazza a multiplexer egy cikluson belüli leolvasásához tartozó adatokat - 3- a "keretek".

Egy "keret" szerkezete a következő: 1. a keret sorszáma, 2. nap, 3. hónap, 4. év, 5. óra, 6. perc, 7. mperc, 8. ezred mperc, 9. a megbizhatósági kód, 10. első csatorna, 11. 2. csatorna ... stb.

A megbizhatósági kód 0, ha nincs üzemzavar, ha az adatátvitelben valami probléma volt, akkor $\neq 0$. A csatornák száma attól függ, hogy hány paramétert akarnak egy mintavétel-ciklus alatt továbbitani. Az utolsó két csa-

tornán az A-D konverter kimenet 0 %-ának, ill. 100 %-ának megfelelő érték jelenik meg, azaz megadja azt a két pozitiv egész számot, amelyik a digitalizált adatok 0 szintjének és a maximális értékének felel meg.

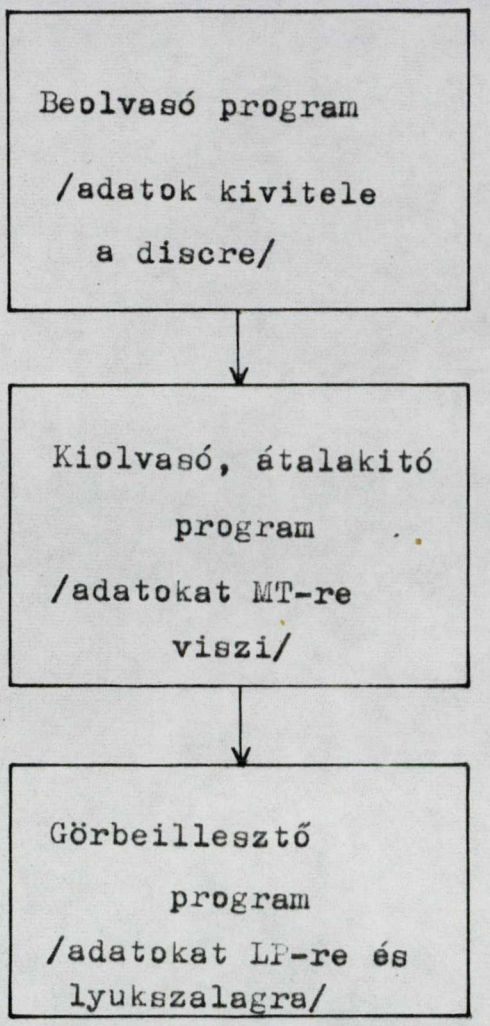
A telemetriaadatok 0 szintje a 77-78 értékek között ingadozik, mig a maximális szint 409-410 között. Az összes többi adat ezen két érték közé eső pozitiv egész-szám.

4.2 A feldolgozóprogramok szerkezete

A három szegmensből álló feldolgozóprogram blokksémája a 11. ábrán látható. A feladat szegmentálását elsősorban a rendelkezésre álló számitógép hardware-es kiépitettségének korlátai /perifériák, központi memória/ tették szükségessé, de egyébként is célszerü az ilyen hosszú feladatsort a jobb kezelhetőség és az áttekinthetőség érdekében részekre bontani.

4.3 A beolvasó program

Az adathordozó mágnesszalag leirásánál már emlitettük, hogy a rakétán lévő összes mérőmüszer adatait ezen a szalagon rögzitették. A beolvasó program kikeresi ezek közül az adatok közül a számunkra érdekes csatornák adatait. Ezek a csatornák a következők: 1. A szondán lévő

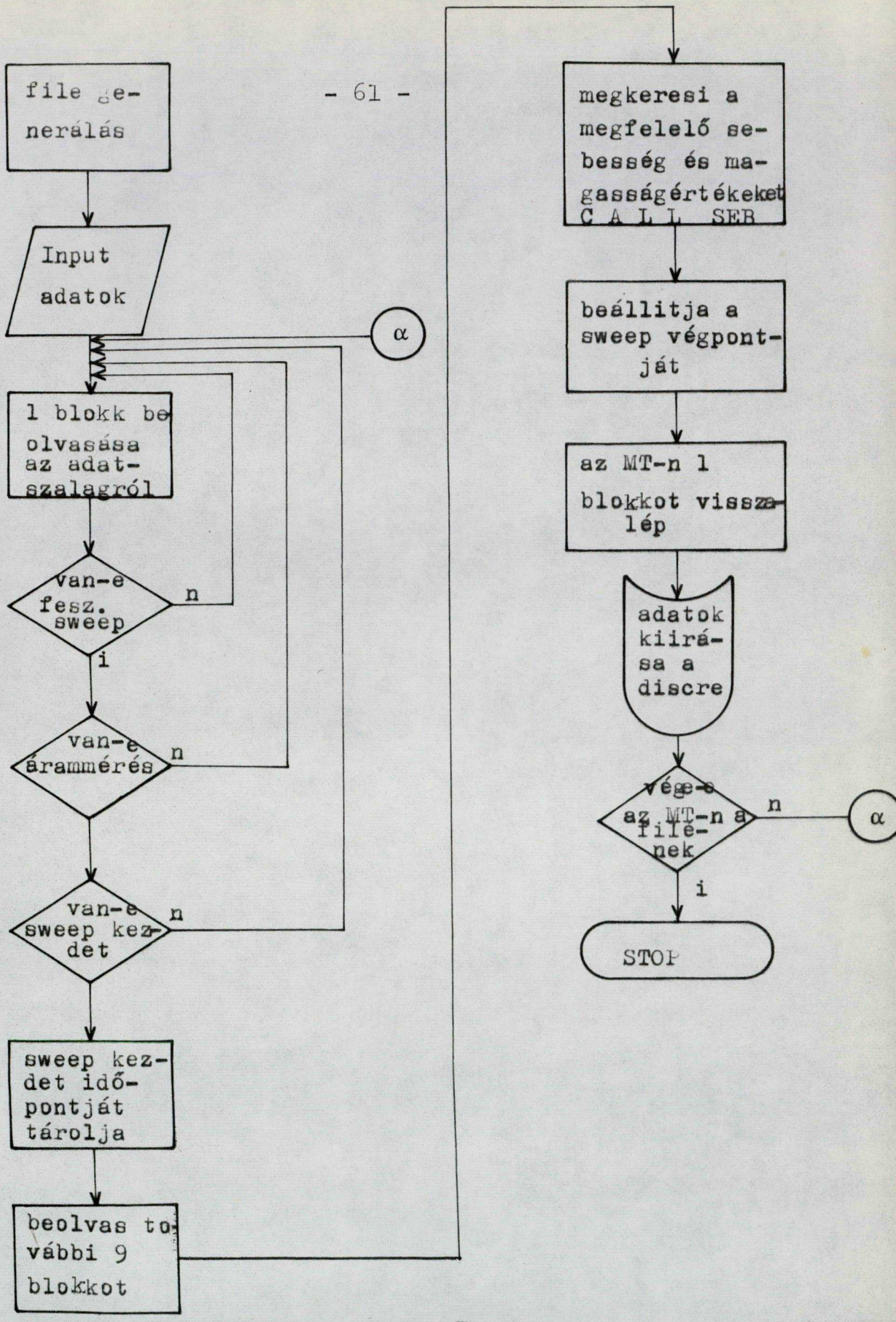


11. ábra

feszültség, azaz a feszültség-sweep, 2. áramértékek, 3. az árammérő müszer érzékenységi fokozatának a helyzete és a mintavétel időpontja. Az adatokat ezután egy korábban létrehozott disc filen raktározzuk el. A program blokkséмája a 12. ábrán látható.

A program első lépésként létrehozza az előre megbecsült méretü disc filet. Ehhez a filehez egy könyvtár is tartozik, amelyben az egyes sweepek helyigényét

József Attila Tudományegyetem Központi Könyvtára SZEGED



12. ábra

A beolvasó program

illetve a sweep filen belüli elhelyezkedését tartjuk nyilván. Igy a könyvtár segitségével bármelyik sweep külön-külön is hozzáférhetővé válik. Az input során beolvasunk egy n x 3-as adattáblát, amelynek szerkezetét a 13. ábra mutatja. A rakéta sebességét és magasságát a kilövés óta eltelt idő függvényében, 5 mp-es időközönként adják meg. Itt adjuk meg azt is, hogy a program melyik szonda áramát olvassa be, a felfelé /egyes/ vagy a lefelé /kettes/ nézőét.

idő-pont	sebes-ség	magas-ság
⋮	⋮	⋮
n db	n db	n db
⋮	⋮	⋮

13. ábra

Az adatszalagról ezután beolvasunk 1 blokkot, s megvizsgáljuk, hogy beindult-e a fedélzeti mérőrendszer. A müszerek ugyanis csak a rakétáról való leválasztás után kapcsolódnak be. A mérés beindulását a feszültségcsatornán megjelenő sweep-adatsor jelzi. Az árammérés csak akkor indul el, amikor az érzékenységi-fokozatváltó müködésbe lép. Mivel a sweep és az érzékenységváltó bekapcsolása nem egyszerre történik, ezért volt szükség

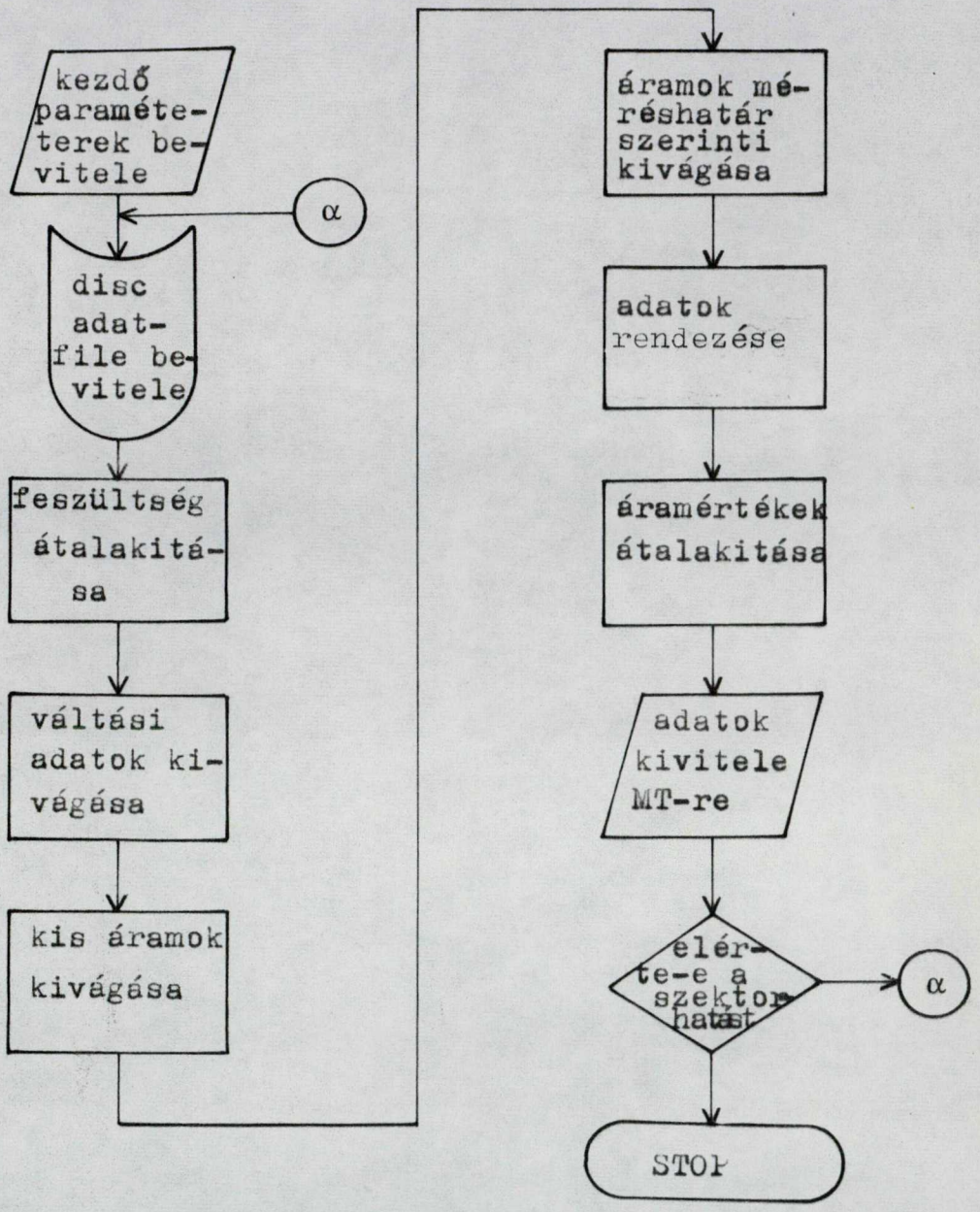
arra, hogy mind a két csatornát figyeljük. Amennyiben a program érzékeli, hogy a mérés beindult, megnézi, hogy a blokkban lévő sweep adatok között van-e maximális értékü. A sweep alakjáról és paramétereiről korábban már volt szó. A sweep maximális értékéhez tartozó időpont segitségével a 13. ábra adattáblázatából kikereshetjük a megfelelő sebesség és magasság adatokat is. Amennyiben a mérés időpontja a táblázatban megadott időskála két pontja közé esik, a program lineáris interpolációt végez. A továbbiakban kilenc ujabb blokk beolvasása történik, mert a teljes sweep 10 blokkban biztosan benne van. Mivel elképzelhető olyan eset is, amikor egy blokkban van a sweep vége és a következő sweep kezdete is, a mágnesszalagot a program egy blokkal visszaléptetheti, s igy egyetlen mérés sem veszik el. Emiatt az "összeérés" miatt van szükség arra, hogy külön megkeressük a sweep végét is. Az igy átrendezett adatsor még telemetrikus formában van ugyan jelen, de az adatsor itt már az egyes mérések szerint tagolt. Ezek a telemetria-adatok kerülnek ki a disk-filere. Az egyes sweepeket megelőzi egy "fejléc", amely tartalmazza a sweepben lévő mérési adatok számát, a mérés időpontját, a rakéta sebességét és a mérés magasságát. A repülés során a sweep-generátor jelei megszakitás nélkül követik egymást, igy a mérés beindulása után 3 sec-onként kapunk egy-egy feszültségáram karakterisztikát. Az egyes karakterisztikákat a

fejléccel együtt kiiratjuk a discen lévő adatfilere. Az adatfeldolgozás a továbbiakban már innen történik. Ezzel a módszerrel tehát a mágnesszalagon lévő 4 file adatait sweepek szerint csoportositva átvittük a discre.

4.4 A kiolvasó, ill. átalakitó program

Emlitettük, hogy a telemetria multiplexerjére jutó jeleket először a 0-6,3 V-os tartományba konvertálják, majd ezt a tartományt a 0-410 pozitiv egészszámokból álló digitális tartományba viszik át. A numerikus görbeillesztést csak akkor tudjuk elvégezni, ha visszakapjuk az eredeti volt-amperkarakterisztikát, azaz azt, amit a fedélzeti müszerek ténylegesen mértek. Ezt a feladatot végzi el az átalakitó program. Blokksémája a 14. ábrán látható.

A bemenő paraméterek közt adjuk meg, hogy a disc file melyik területéről olvasson be a program sweepeket. Ezzel a megoldással lehetőségünk van arra, hogy előre megadjuk a beolvasandó sweepek számát. A beolvasás után következik a fékező feszültség telemetria-adatainak a visszaalakitása a mérésben ténylegesen alkalmazott feszültségértékekké. A Vertikál-6-nál már emlitettük, hogy a fékező feszültség +18 V és -2 V között változik. Egy mintavételi ciklusidő alatt a feszültségváltozás nagysága akkora, hogy a telemetria ezt a változást már egyértelmüen jelzi. A monoton csökkenő sweep-feszültséghez



14. ábra

A kiolvasó és átalakitó program

igy monoton csökkenő telemetria-adatok tartoznak. A Vertikál-10 esetében viszont a fékező feszültség csak +16 V-ról indult, igy az A-D konverter felbontóképes-sége nem volt elegendő az egymást követő mintavételek

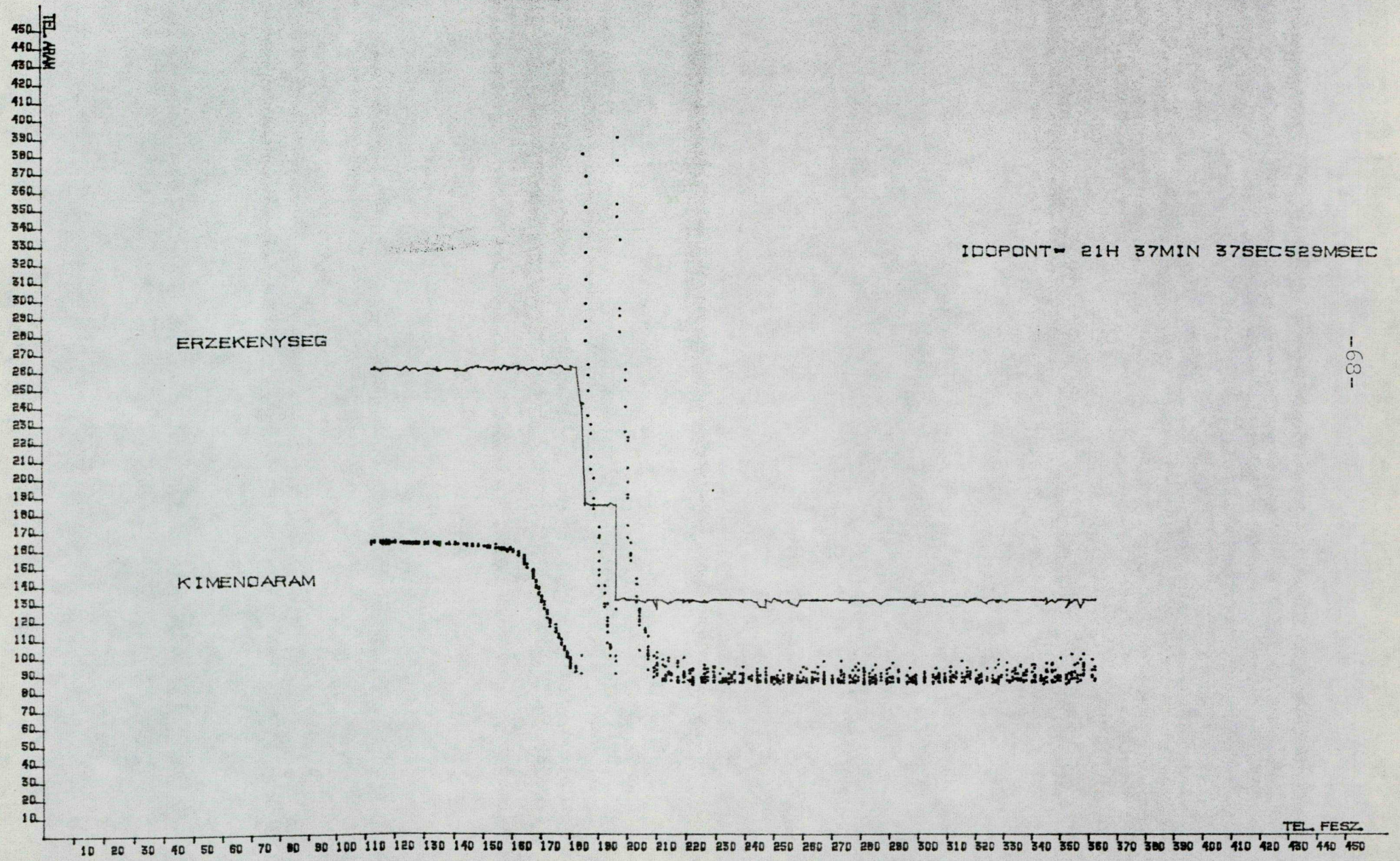
közötti feszültségváltozás egyértelmü kimutatásához. Ez a telemetria-adatokon úgy mutatkozott meg, hogy az egymást követő számok sorozata nem volt monoton csökkenő, igy előfordultak olyan esetek, amikor két egymást követő feszültség telemetriaértéke egyenlő volt. A Vertikál-6-nál tehát közvetlenül felhasználhattuk a feszültség--telemetria adatokat, mig a Vertikál-10-nél az előbbiek miatt erre nem kerülhetett sor. A problémát itt úgy oldottuk meg, hogy kihasználtuk a feszültség-sweep stabil alak és időtartását. A telemetria adatokat csak arra használtuk, hogy megkeressük a sweep indulási pontját. Ezután a sweep meredekségének, valamint a mintavétel ciklusidejének ismeretében kiszámoltuk az egyes mintavételhez tartozó feszültségeket. A Vertikál-6-nál egy mintavételi ciklusón belül egy feszültségértékhez egy áramérték tartozott. A Vertikál-10 esetében viszont lehetőség nyilt arra, hogy egy ciklus alatt 4 alkalommal vegyünk mintát az árammérő müszer kimenetéről. Ugyanis a telemetria multiplexeren az áramértékeknek 4 csatornát osztottak ki. A feszültség esetén viszont egy cikluson belül továbbra is csak egy mintavétel történt. A feszültségértékek fenti előállitási módja lehetővé tette, hogy minden áramértékhez számoljunk feszültségértéket. Ehhez csak annak az időnek az ismeretére volt szükség, amely két szomszédos áram-mintavétel között eltelik.

Már emlitettük, hogy az árammérő müszer 4 érzékenységi fokozatban müködött. Az érzékenységváltás automati-

kusan történt. Az érzékenységváltás időtartama rövid volt, néhány μs, de még ezalatt az idő alatt is történt egy-két áram mintavétel. Ezeket az adatokat el kellett hagyni az adatsorból, mivel a hozzájuk tartozó érzékenység bizonytalan volt. A program megkereste ezeket a telemetria értékeket, helyükbe 0-át irt, majd a 0 értékeket a sorszám átirásával elhagyta.

A fékező feszültség hatására átfolyó áram a magasságával ill. az ionösszetétellel változik. Nagy pozitiv feszültségeknél nem folyik áram, ezért a karakterisztikának ez a része nem tartalmazott hasznos információt. A program ezeket a 0 szint körüli értékeket is kivágta az adatsorból. Ezután az adatsorban meghatároztuk az egyes érzékenységi fokozatokhoz tartozó intervallumokat, azaz azokat az indexeket ahol a méréshatár kezdődik, ill. végződik, majd az áram-telemetria értékeket is átalakitottuk. Végeredményben tehát egy szürt "valóságos" feszültség-áram karakterisztikát kapunk. Ezt a karakterisztikát a korábban emlitett fejléccel együtt egy új mágnesszalagon rögzitjük. Ezek az adatok most már a görbeillesztéshez közvetlenül felhasználhatók.

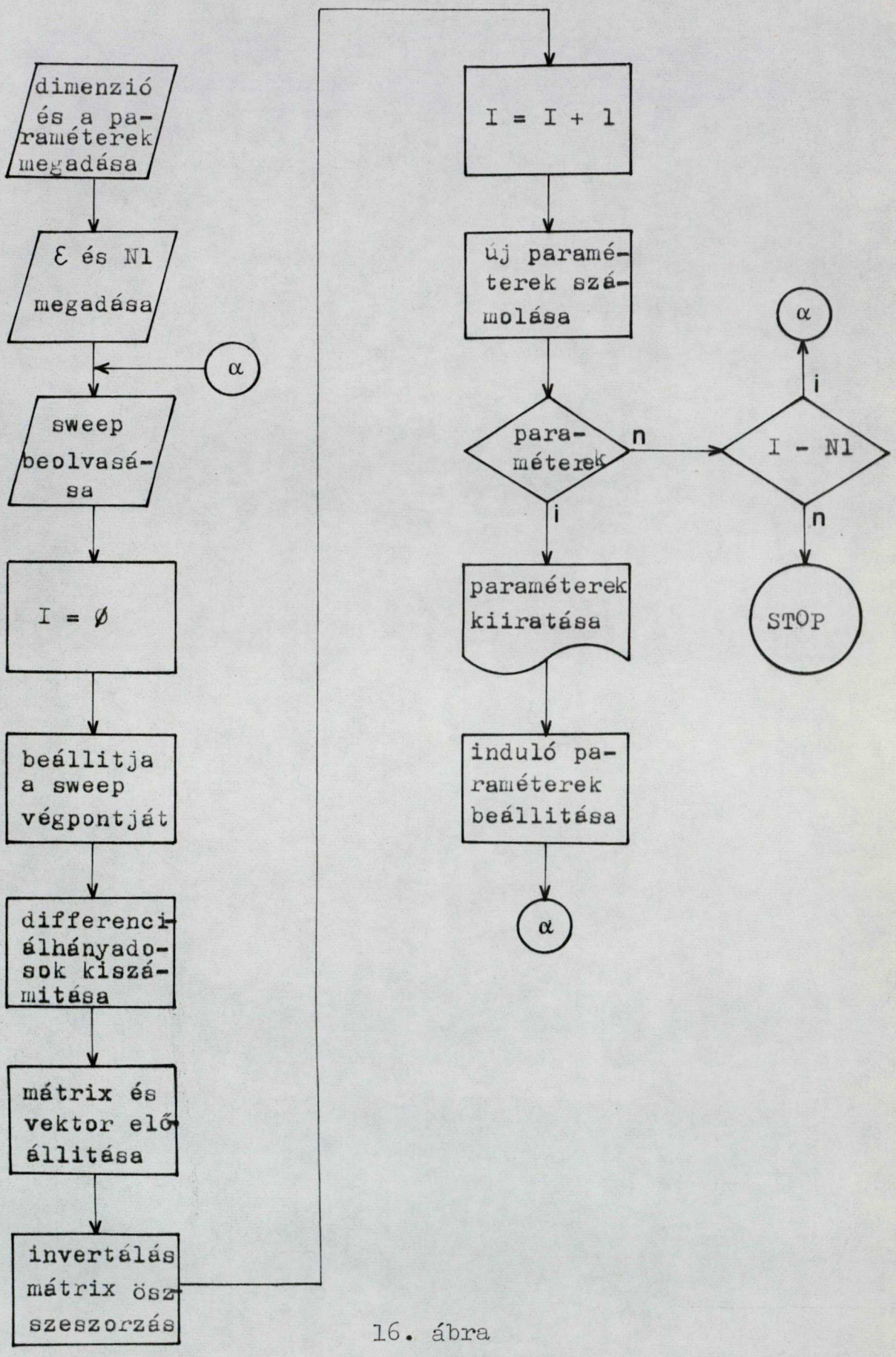
A 15. ábrán bemutatunk egy plotterral rajzolt karakterisztikát a telemetria-adatok szemléltetésére. A feszültség-áram koordináták telemetrikus egységekben vannak megadva. Jól látszik az áram növekedésének kezdete. A lépcsőzetes vonal az egyes érzékenységi fokozatoknak megfelelő, telemetriaegységekben kifejezett feszültség.



15. ábra Tipikus, telemetrikus egységekben megadott sweep

4.5 Az illesztő program

Az illesztő program lényegében a matematikai módszernél ismertetett algoritmus alapján dolgozik. A blokkséma a 16. ábrán látható. Az input adatok közt szerepel az adatátalakitó programmal előállitott feszültség-áram karakterisztika a kiegészitő fejléccel együtt. A görbeillesztéshez meg kell adni az öt kezdő paramétert. Ezeket a közelitő értékeket korrigálja a program több lépésben, mindaddig, mig a korrekciós értékek az adott epszilon hibahatár alá nem csökkennek. A dimenziószám a keresett ionfajták számának változtatását teszi lehetővé. Az ion fajtáját tömegszáma jellemzi. Ezzel a módszerrel a program különböző magasságtartományokban más és más fajta ionok koncentrációját határozhatja meg. Természetesen azt, hogy egy adott magasságtartományban hányféle ionra végzünk görbeillesztést, azt irodalmi adatokra és korábbi mérési eredményekre támaszkodva határozzuk meg. Az eredmények ismertetésénél erről a problémáról részletesebben szólunk. Az illesztés pontosságát epszilon megadásával állitjuk be. Először minden keresett paraméterre külön adtuk meg ε értékét. De a futtatások közben azt tapasztaltuk, hogy célravezetőbb relativ hibahatárt megadni. A próbálgatások során az ε -t 0.01-nek vettük. Igy tehát megoldásnak azt az esetet tekintettük, amikor az n-edik lépésben kiszámolt paraméterértékekre és az n + 1-edik lépésben kiszámolt differenciákra fennállt az $\varepsilon \cdot n$-edik



16. ábra

Az illesztőprogram

paraméter < n + 1-edik differencia abszolut értéke reláció. Természetesen egyidejüleg az összes paraméterre teljesülni kell ennek az egyenlőtlenségnek. N1 beiktatására azért volt szükség, mert nem minden kezdőértéknél lesz a görbeillesztés konvergens. Ilyenkor a program az N1-edik lépés után leállitja a futást. Ebben az esetben más induló paramétereket kell megadni. A korábbiakban már emlitettük, hogy a fékező potenciált korrigálni kell a φ rakétapotenciállal. Mivel a probléma feszültség-áram karakterisztikáját megadó /55/ képletben a potenciál $\sqrt{\phi + \varphi}$ alaku, ezért csak a $\phi + \varphi > 0$-nak van fizikai jelentése. Az φ rakétapotenciál viszont ismeretlen paraméter, amelynek értéke az illesztés során minden egyes lépésben módosul. Igy szükség van arra, hogy a mért volt-amper karakterisztikának csak az a tartománya vegyen részt a görbeillesztésben, ahol $\phi + \varphi > 0$. Ezután a differenciálhányadosok értékeinek a kiszámitása következik minden mérési pontban. A probléma mátrixát (/63/ egyenlet) és vektorát (/64/ egyenlet) ezek segitségével tudjuk előállitani. A mátrix invertálását a Cholesky-féle módszerrel végeztük. A ciklusváltozó és az uj paraméterek kiszámitása után a program elvégzi az ε-os összehasonlitást. Amennyiben az éppen kiszámolt differencia értéke még nem elég kicsi, a ciklusváltozó értékének a vizsgálata következik. N1 értékét úgy adjuk meg, hogy az általában elég nagy ahhoz, hogy konvergencia esetén a differenciák

a hibahatár alá csökkenjenek. Ha a görbeillesztés nem konvergál, hanem divergál, akkor a különbségek akkorára nőhetnek, hogy a mátrixinverziót nem lehet végrehajtani. Ilyenkor a programba beépitett STOP utasitások valamelyike állitja le a futást. Természetesen N1 tullépése is a program leállitását eredményezi. Amennyiben a probléma konvergens és a különbségek értéke a hibahatár alá csökken, akkor a számolt paramétereket,azaz a rakéta potenciált, az ionhőmérésklotet és az ionok koncentrációját kiiratjuk. Az eredményeket lyukszalagon is rögzithetjük. Ezután a program ujabb sweepet olvas be, s az iterációt az előző sweep eredményeivel kezdi meg. Igy automatikusan, megszakitás nélkül végezhetjük a feldolgozást mindaddig, mig konvergens eredményeket kapunk. Divergencia esetén új kezdő paraméterek megadásával kisérelhetjük meg a görbeillesztést. A lyukszalagon lévő paraméterek alapján egy rajzoló programmal kirajzoltathatjuk mind a mért, mind az elméleti görbét. Igy lehetőségünk van az illesztett és a mért karakterisztika vizuális összehasonlitására is.

5. A FELDOLGOZÁS EREDMÉNYEI

Az előző fejezetben ismertetett programok segitségével feldolgoztuk a Vertikál-6 és Vertikál-10 rakétákon repült pozitiv ionanalizátorok méréseit. A görbeillesztés során kapott koncentráció és hőmérséklet értékeket a magasság függvényében grafikonon ábrázoltuk. Minden mérési pontnál feltüntettük a szórásnégyzet nagyságát. Kiszámoltuk azt is, hogy a szórásnégyzet hány százaléka a kapott paraméternek. Ezeket a százalékértékeket is ábrázoltuk a magasság függvényében. Igy szemléletes képet kapunk arról, hogy miképpen változik a mérések hibája az egyes paraméterekre nézve, a rakéta repülése során. A mérési hibák magassággal való változásáról a későbbiekben részletesen is beszélünk.

5.1 A Vertikál-6 mérései

A feldolgozást a Vertikál-6 adataival kezdtük. Ezen a rakétán repültek először a KFKI-ban készitett pozitiv ionanalizátorok. A müszerek technikai paramétereit/ érzékenység, méréshatárok beosztása/ csak irodalmi adatok alapján lehetett beállitani, mivel saját tapasztalatok nem álltak rendelkezésre. A numerikus feldolgozás során derült ki hogy a mérőmüszerek nem az optimális beállitásban müködtek. Igy a Vertikál-6 adatainak a feldolgozása inkább a méréstechnika tökéletesité-

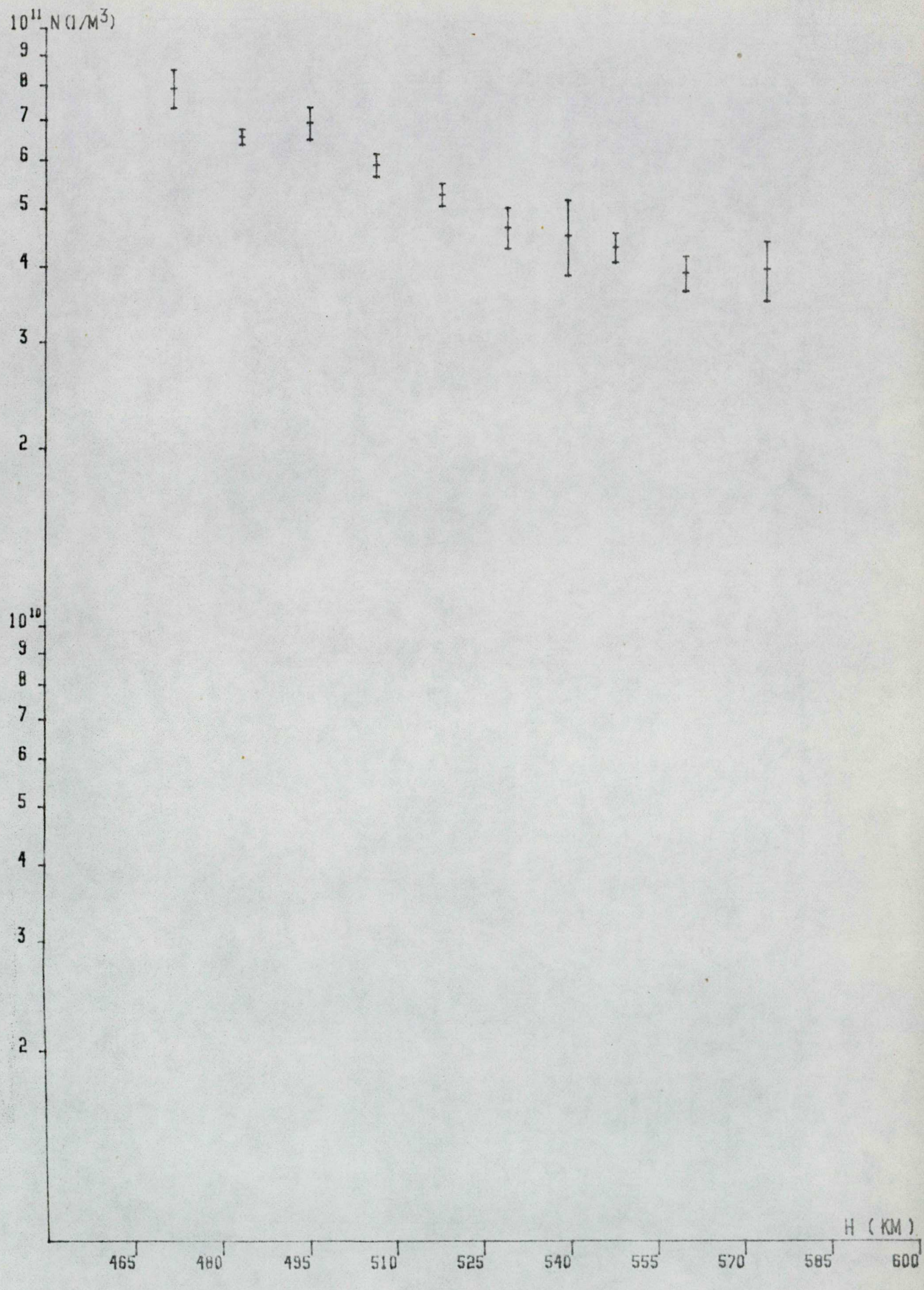
se szempontjából volt hasznos, mivel kiértékelhető adatsor a trajektoria mentén kevés magasságban kaptunk. A mérési hibák tárgyalásánál még visszaétrünk ezekre a problémákra. A mérések sajnos, csak 470 km magasságban indultak be. Valamilyen müszaki hiba folytán ugyanis az áramerősitő méréshatárváltója 150 km-es magasságban "bennragadt" a legérzékenyebb fokozatban, igy a fékezőpotenciálnak csak azon a szakaszán detektált áramot, ahol az áramerősség már telitésben volt. Emiatt ezek a sweepek kiértékelhetetlenné váltak.

A sikszonda karakterisztikáját leiró /55/ összefüggés levezetésénél már emlitettük, hogy az összionáram az egyes komponensek összegeként jelenik meg. A feldolgozás kezdetén végsősoron egy modellt kell felállitani arra nézve, hogy milyen a vizsgált plazma ionkomponensének összetétele. Ennek a modellnek a kidolgozásához irodalomban közölt eredmények pl. [25] , az IRI-78 légkörmodell, valamint a rakétán repült tömegspektrométer mérései nyújtottak segitséget. A kiértékelés kezdetén 7 paraméterrel próbáltuk meg a görbeillesztést, ezek a rakétapotenciál, az ionhőmérséklet és a következő 5 ionfajta: O_2^+, NO^+, O^+, He^+, H^+ voltak. A görbeillesztés azonban ilyen sok ismeretlenre nem konvergált, igy meg kellett elégednünk azzal, hogy 470 és 550 km között az O^+, He^+ és H^+ ionfajtákat vegyük figyelembe, 550 km-től pedig az O^+ és H^+ ionokat. Az O^+ ion koncentrációjának

magassággal való változását a 17. és 18. ábrán láthatjuk. A görbékből kitünik, hogy az O^+ koncentrációja az ábrázolt magasságtartományokban állandóan csökken. Ismeretes, hogy az O^+ion magasságprofilja olyan, hogy felfelé haladva a koncentrációja nő, majd egy maximum elérése után csökken. Az ábrákból látható, hogy a maximumhelyet már nem sikerült kimutatni, mivel az általában 250 és 400 km magasságban helyezkedik el, s ebben a tartományban a szonda nem mért. A 18. ábrán látható, hogy a magasság növekedésével a koncentrációcsökkenés lelassul, és O^+ koncentrációja egy állandó háttérértékhez tart.

A He^+ és H^+ ionok koncentrációja 0 körül ingadozott. Ezeknél az ionoknál a mérés hibája egy nagyságrendbe esett magukkal a koncentrációértékekkel. A hibák elemzésénél erre még részletesebben is visszatérünk. Emiatt ennek a két ionfajtának a koncentrációváltozását nem tüntettük fel grafikonon.

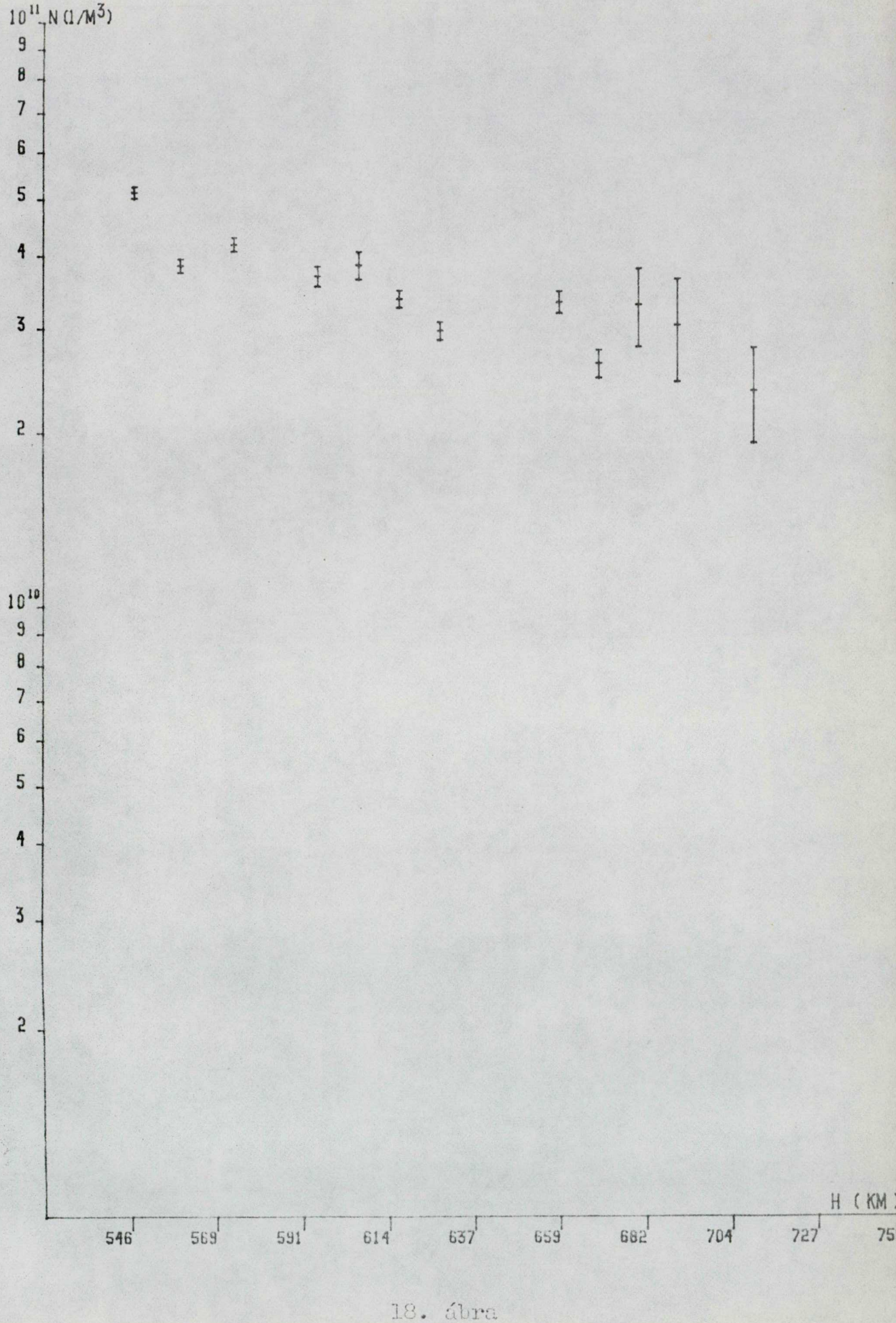
A hőmérséklet változása a 19. és 20. ábrán látható. Sajnos, a mérési hiba itt is elég nagy, de a hőmérséklet magassággal való növekedése leolvasható. A hőmérséklet gyors növekedésének az az oka, hogy a semleges részecskék koncentrációcsökkenése következtében az ionok és a semleges részecskék közötti ütközések frekvenciája csökken, igy az ionok nem tudják leadni a kinetikus energiájukat, azaz megnő az ionhőmérséklet. A hőmérséklet változásában helyi maximumok is megfigyelhetők.Ezek valószinüleg az ionoszféra rétegződése miatt lépnek fel.



17. ábra

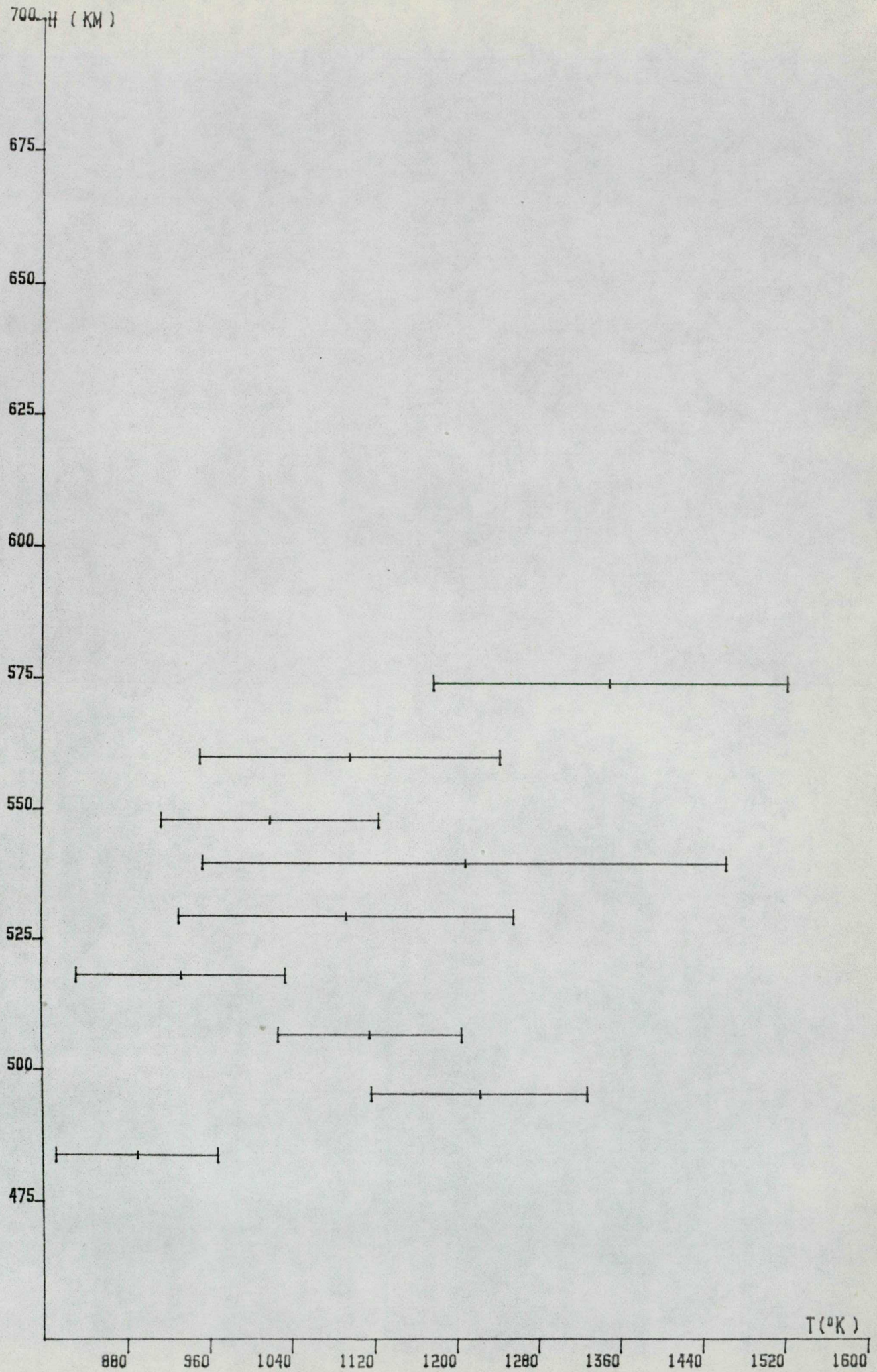
Vertikál-O^+ ion koncentrációja

József Attila Tudományegyetem Központi Könyvtára SZEGED



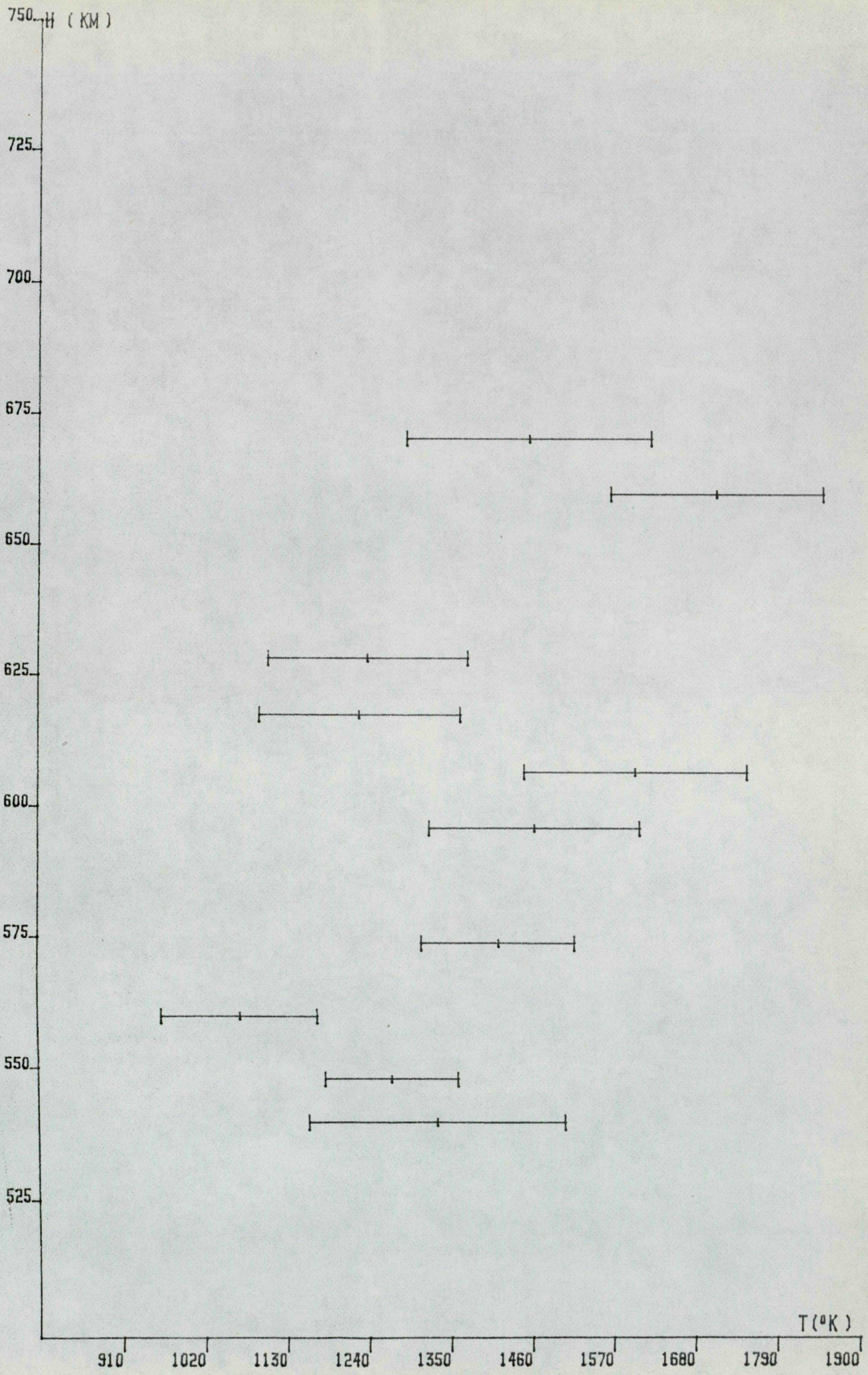
18. ábra

Vertikál-O_6^+ ion koncentrációja



19. ábra

Vertikál-6.ionhőmérséklet



20. ábra

Vertikál-6, ionhőmérséklet

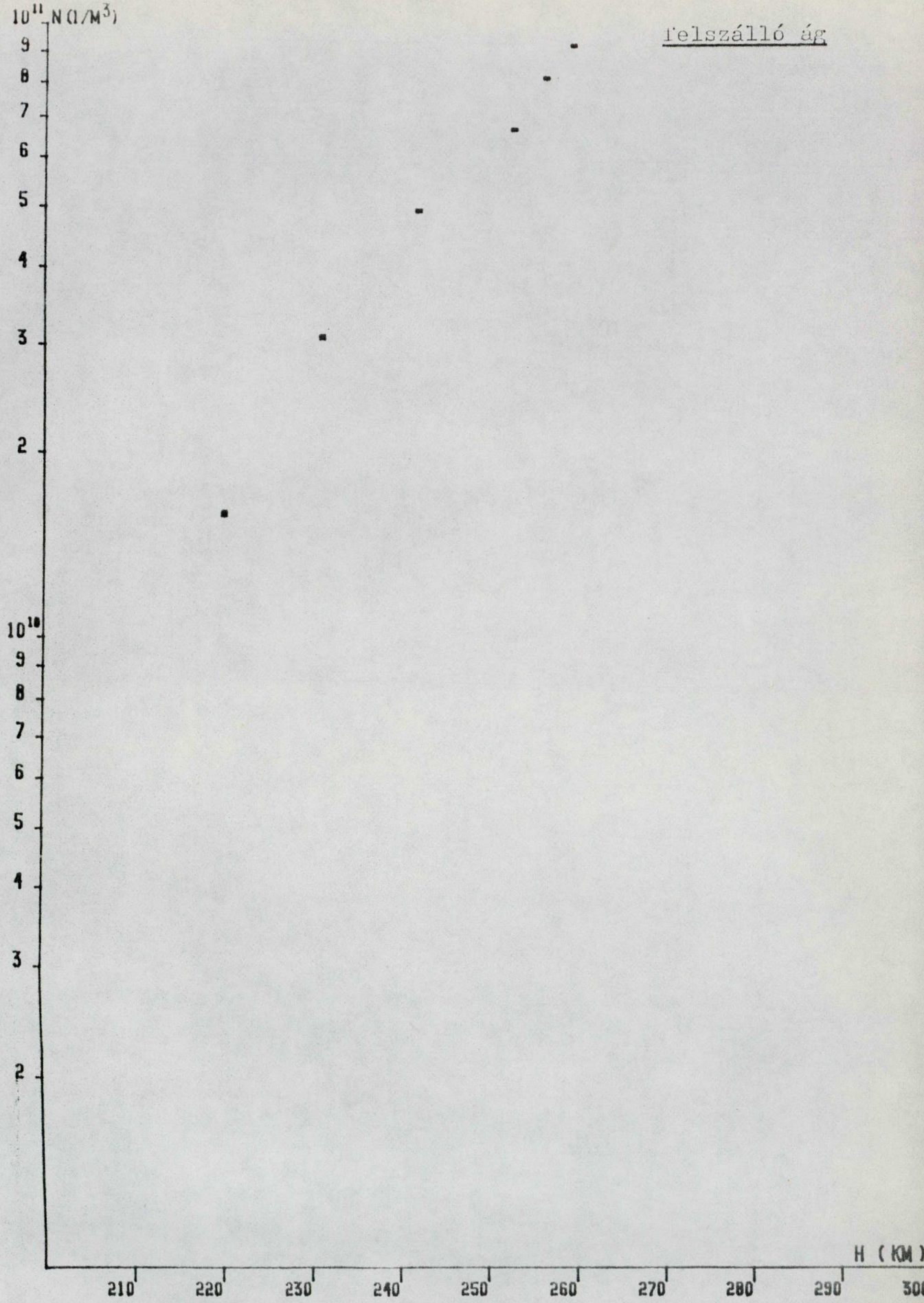
Emlitettük már a mérések ismertetésénél, hogy a Vertikál-6-on öt db szonda repült. A fentiekben ismertetett eredmények a felfelé, azaz a repülés irányába néző szonda méréseinek a feldolgozásából származnak. A többi szonda, melyek közül egy lefelé, három pedig oldalirányba nézett, nem adott kiértékelhető feszültség-áram karakterisztikát. Az oldalirányba néző szondákat, melyek 120 fokos szöget zártak be egymással, azért helyezték el a konténeren, hogy az esetleg fellépő oldalirányú iondriftet ki lehessen mutatni. Azonban az áramerősitő érzékenysége olyan kicsi volt, hogy a repülés irányába mutató szonda áramát sem tudta megfelelő felbontással regisztrálni, pedig ebben az esetben az ionok a szondához képest még egy, a rakéta sebességével egyenlő, driftsebességgel is rendelkeztek. Ezért az oldalirányú méréseknél az áramerősség értékei nem tudtak az erősitő zajszintje fölé emelkedni, igy ezeknek a szondáknak a méréseit nem tudtuk kiértékelni. Az ötödik, lefelé néző szondának a ballisztikus pályája leszálló ágában müködni kellett volna, azonban valamilyen helyzetstabilizálási hiba miatt ez sem mért. Igy tehát a Vertikál-6 mérései közül csak a fentiekben ismertetett, felfelé néző detektornak a felszálló ágában végzett mérései voltak kiértékelhetők.

5.2 A Vertikál-10 mérései

A Vertikál-10 rakéta ionanalizátorai már az előzőekben felsorolt hiányosságok figyelembevételével készültek.

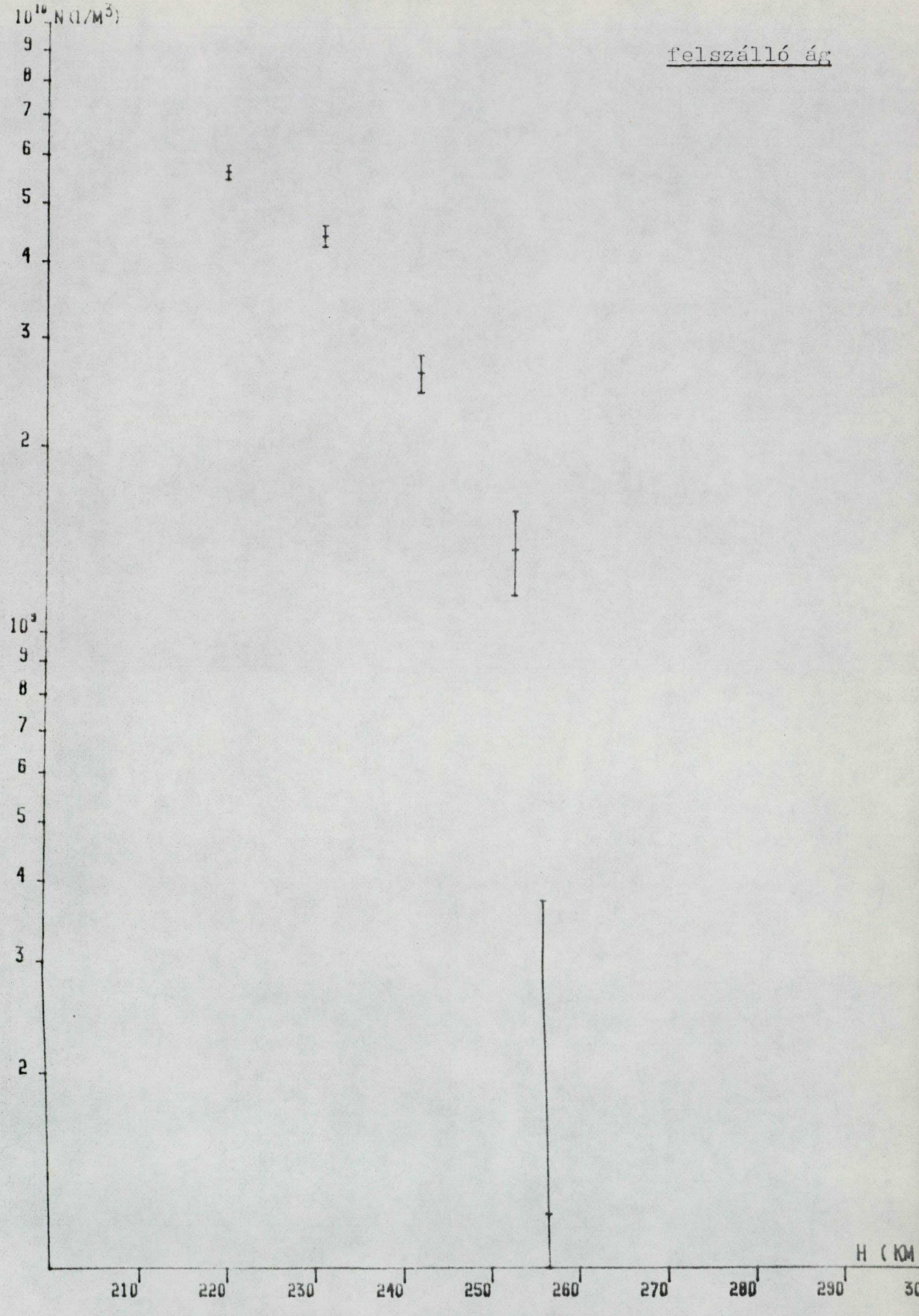
Megnövelték az árammérő érzékenységét, az oldalirányú szondákat elhagyták és csak két szonda maradt, egyik lefelé, másik felfelé nézett. Mivel a Vertikál-10-en kevesebb müszer repült, ezért a korábban emlitett módon megnövelhették a feszültség-áram karakterisztikánál a mintavétel frekvenciáját. A Vertikál-6-hoz képest négyszeres mintavételi gyakoriság már jelentősen megnövelte az egy-egy sweepben lévő kiértékelhető pontok számát. Szerencsére a méréshatárváltók is jól müködtek, s a konténer stabilizáló rendszer biztositotta a helyes orientációt, igy a leszálló ágban is tudott a lefelé néző szonda mérni. A Vertikál-10 esetében a felszálló ágban a mérések már kb. 200 km magasságban beindultak. Igy feltételezhettük, hogy ebben a magasságtartományban nagyobb tömegszámú ionok jelenlétét is ki tudjuk mutatni. Ezért a görbeillesztést 210 és 260 km között két ionfajta feltételezésével kezdtük. Ezek az O^+ ion, valamint az O_2^+ és NO^+ együtt. Az utóbbi esetben azért nem választottuk szét a két ionfajtát, mert az egyiknek a tömegszáma 32, a másiké 30. Azt már korábban emlitettük, hogy a fékezőpotenciálos ionanalizátorok egyik előnyös tulajdonsága az, hogy a rakéta driftsebessége miatt lehetővé teszi a különböző tömegszámú ionok koncentrációjának a szétválasztását, mivel ugyanannál a driftsebességnél az egyes ionok mozgási energiája más és más. Azonban az egymáshoz közel eső tömegszámu ionok szétválasztása éppen a kis energiakülönbség miatt nagyon pontatlan. Ezért

a gyakorlatban az egymáshoz nagyon közeli tömegszámú ionok esetében a tömegszámok átlagát szokták venni [26]. A 21. ábrán az O^+ion magassággal való változása, a 22. ábrán pedig az O_2^+ és NO^+ átlagának változása látható a felszálló ágban. Az O^+ koncentrációja meredeken növekszik, mig a második ionfajta koncentrációja először lassabban, majd egyre meredekebben csökken. Látható az is, hogy az NO^+ és O_2^+ átlag esetében a szórás a koncentráció csökkenésével rohamosan nő. Erre a problémára a hibaanalizis kapcsán részletesebben is kitérünk. Mivel a két nehezebb tömegszámú ion koncentrációja kb. 260 km-es magasságban 0-felé közelit /a szórás figyelembevételével/, áttértünk az O^+, He^+, H^+ ionösszetételre. A 23. ábrán láthatjuk az O^+ koncentrációjának további alakulását. A koncentráció 310 km-es magasságban maximális értéket vesz fel, majd ezután csökkenni kezd. A csökkenés sebessége változik. A szórás itt is, hasonlóan az előbb emlitett NO^+ és O_2^+ átlaghoz, a koncentráció csökkenésével nő. Itt szeretnénk a Vertikál-6 esetében mért O^+ koncentrációprofilra. Mivel ott a mérések jóval a 310 km-es magasság felett indultak meg, ezért az O^+ maximumot a Vertikál-6 esetében nem tudtuk kimutatni. A 24. és 25. ábrákon láthatjuk a H^+ és He^+ koncentrációjának a változását a felszálló ágban. Mindkét, kis tömegszámú ion esetében az a legfeltünőbb, hogy itt a koncentrációértékek nem monoton csökkenőek,



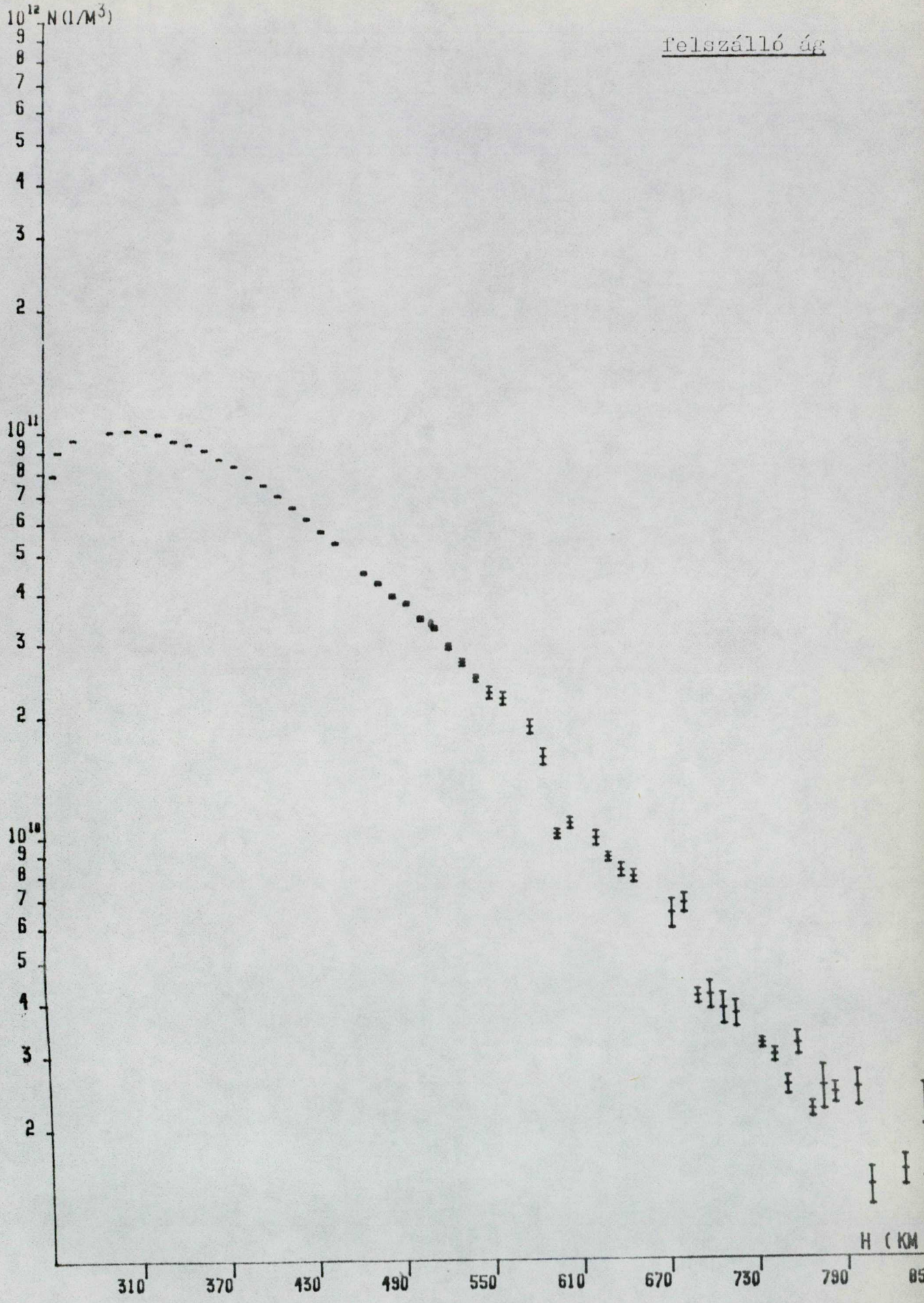
21. ábra

Vertikál-10,O^+ ion koncentrációja



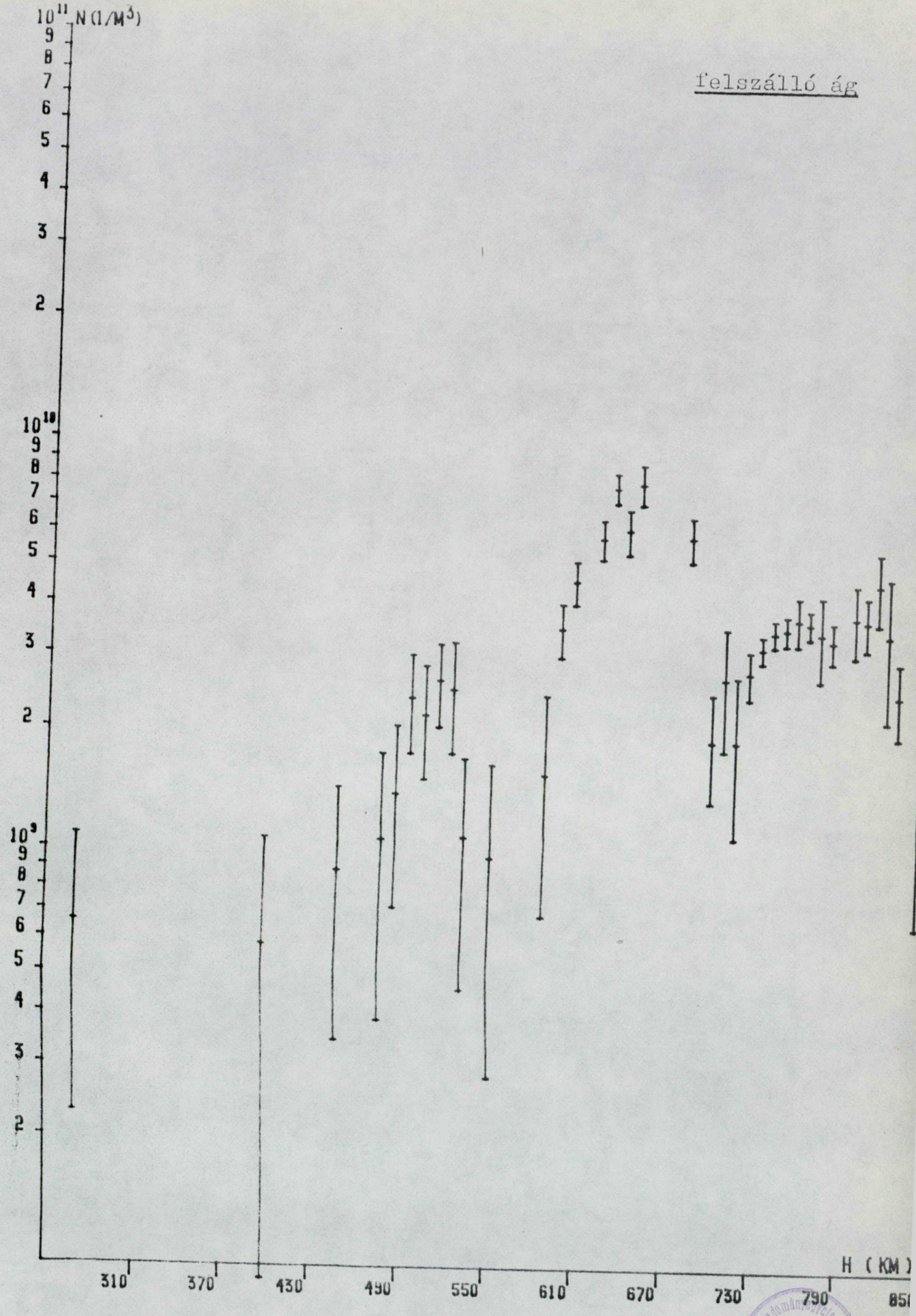
22. ábra

Vertikál-profil O_2^+ NO^+ ion koncentrációja



23. ábra

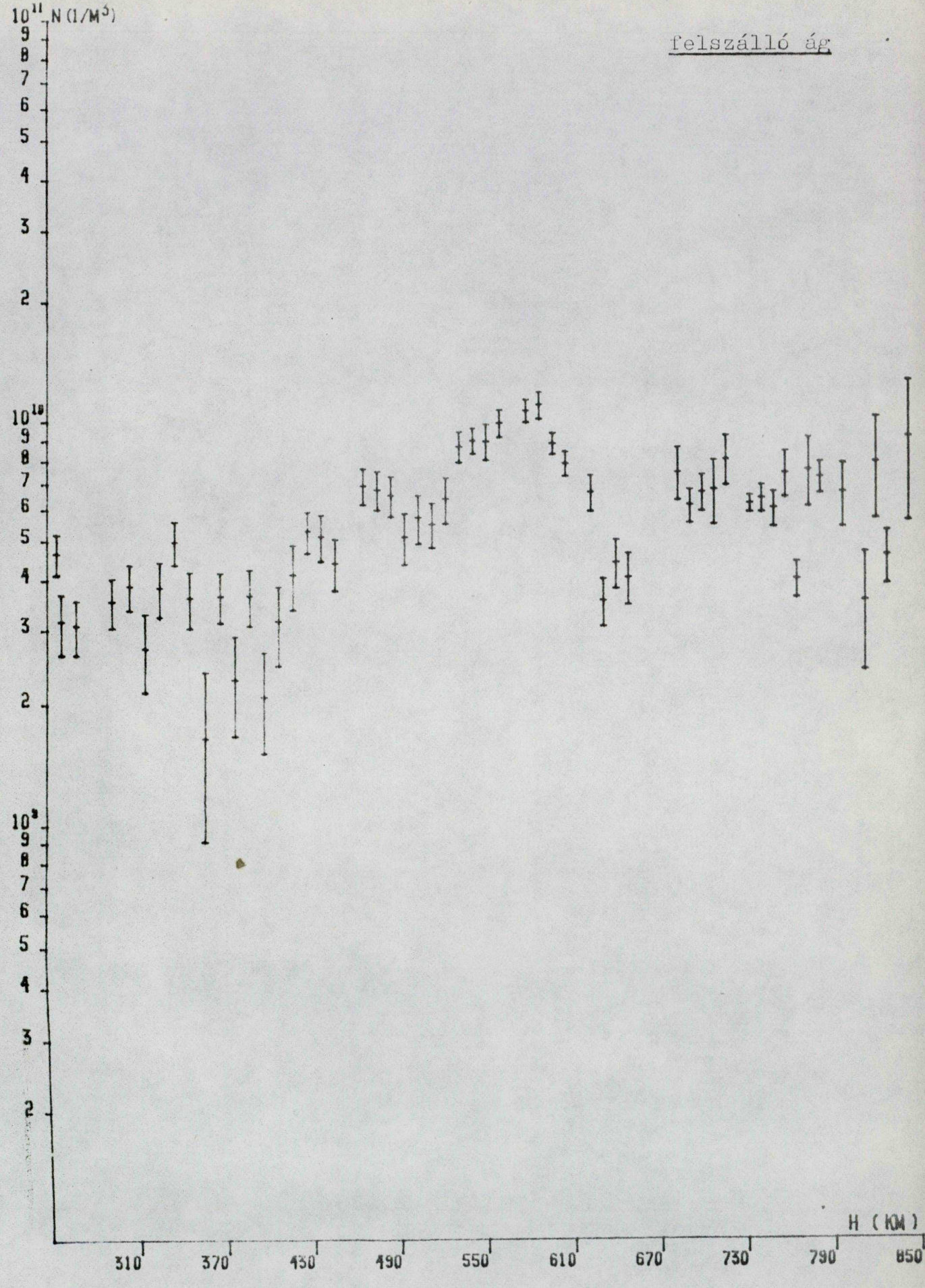
Vertikál-10, O^+ ion koncentrációja



24. ábra

Vertikál-10, H^+ ion koncentrációja

József Attila Tudományegyetem Könyvtára SZEGED



25. ábra

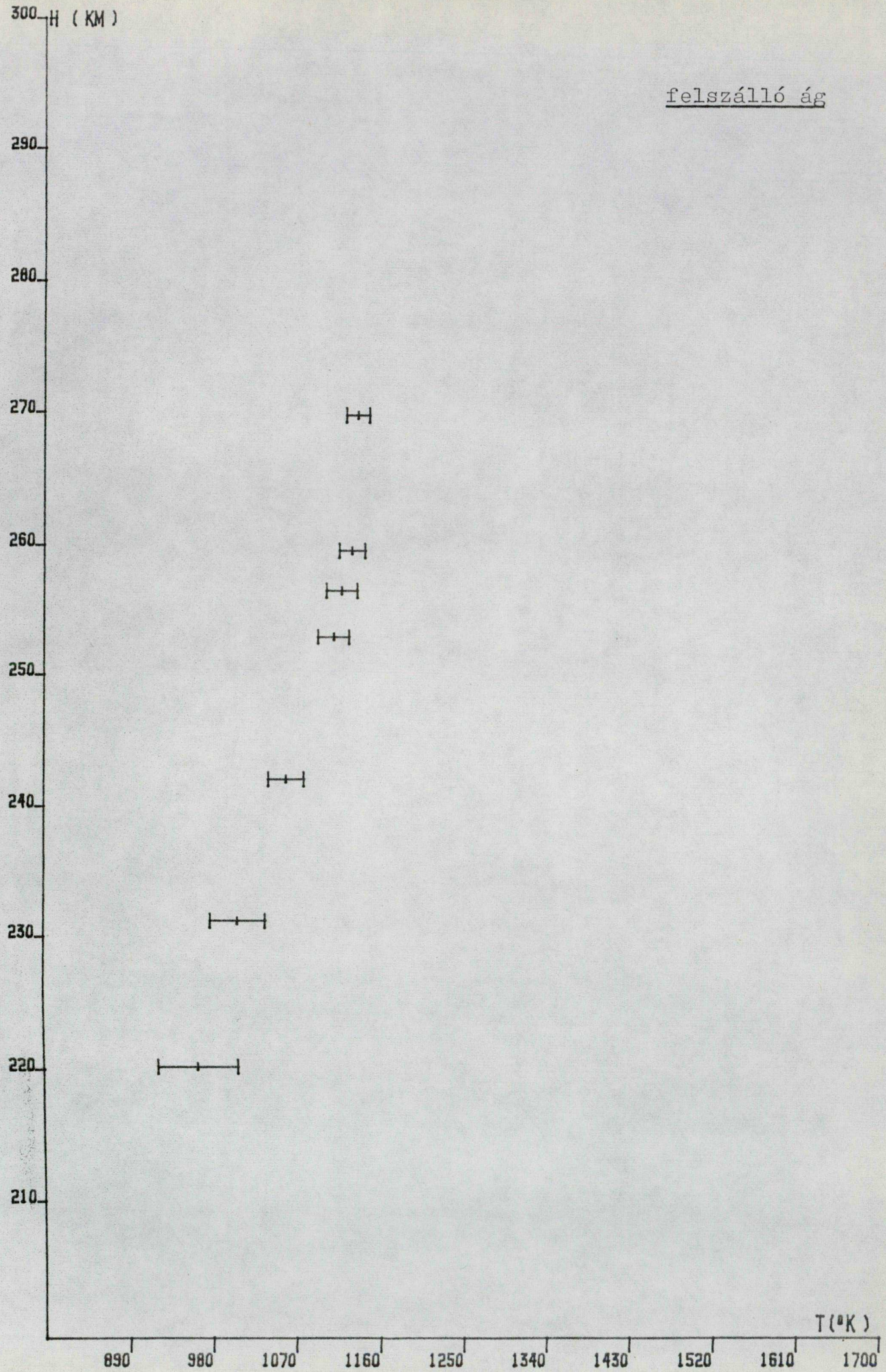
Vertikál-10, He^+ ion koncentrációja

hanem helyi maximum és minimumértékek vannak. A H^+ ion kimutathatóan csak 400 km felett jelenik meg. Maximumértékeket vesz fel 500 km környékén és 660 km-en. Ezután a mérések folytatásáig egy konstans érték körül ingadozik. A H^+ koncentrációjának a szórása az egész tartományban meglehetősen nagy, mind az O^+ mind a He^+-hoz képest. Itt is felfedezhetjük azt a tendenciát, hogy a kisebb koncentrációértékekhez nagyobb szórás tartozik.

A He^+ion koncentrációváltozásában három helyi maximumot láthatunk, 320, 450 és 580 km-es magasságban. A legnagyobb koncentrációértékeket a harmadik maximumpontban veszi fel. A He^+ ion jelenléte a három tömeggel történő illesztés során végig kimutatható, ellentétben a H^+-al, amely csak 400 km-es magasságban jelent meg. A He^+ ion koncentrációértékek szórása nagyobb, mint az O^+ szórása, de kisebb, mint a He^+ ioné.

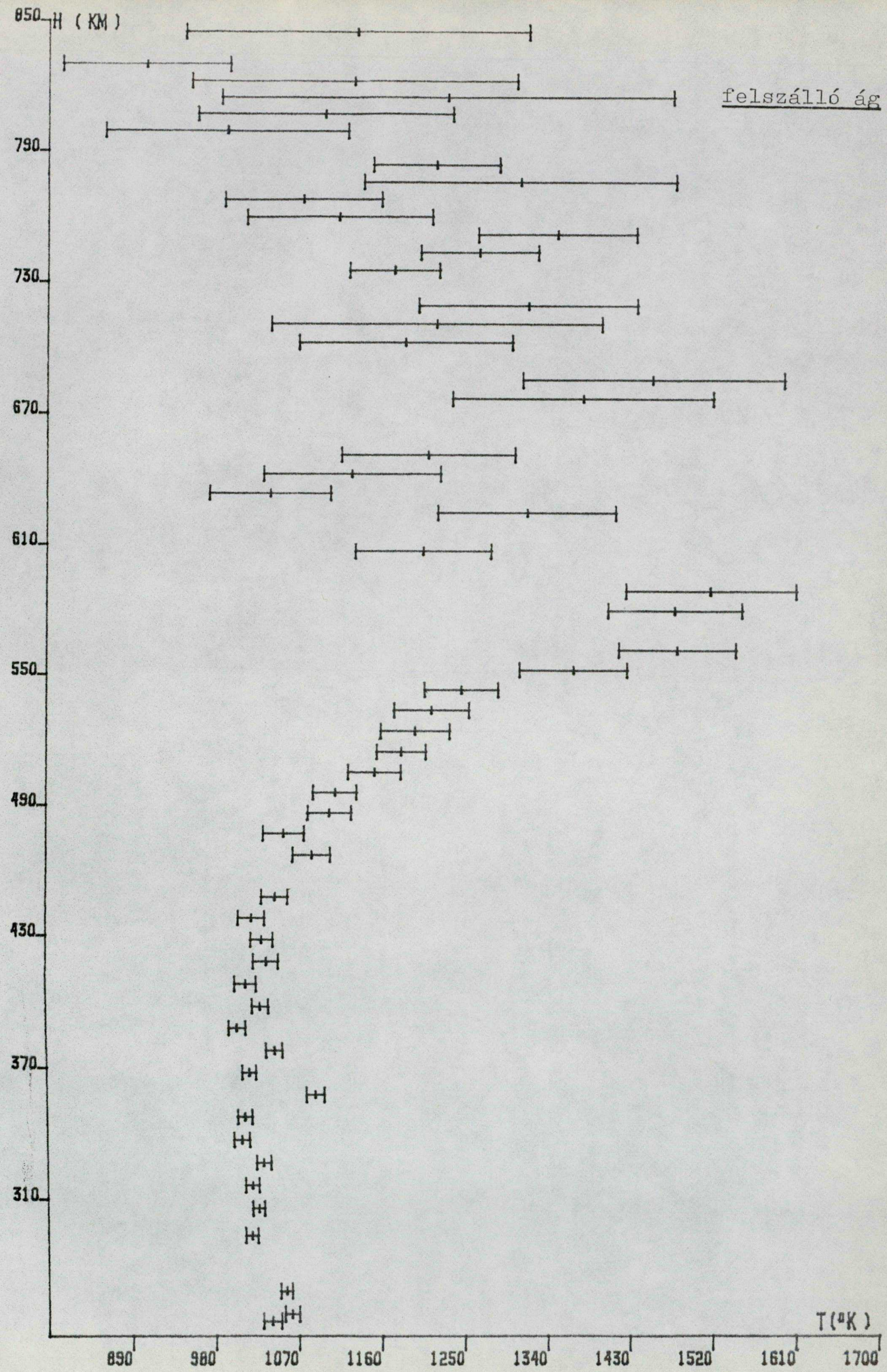
Az átlagos ionhőmérséklet magassággal való változását a felszálló ágban 26.és 27. ábrán láthatjuk. A kezdeti hőmérséklet 220 km-es magasságban 950°K körül van, majd a semleges légkörkomponensek koncentrációcsökkenésével, a Vertikál-6-nál már emlitett okok miatt, az ionhőmérséklet nőni kezd. A növekedés 1100°K körül megáll, és csak 440 km-es magasságban kezd meredeken nőni. 600 km-es magasságban már 1600 °K ér el.

Ezután a hőmérsékletváltozásban megszünik a folyamatosság és nagy ugrások /200-350°K/ figyelhetők meg az egymást követő mérések között. Ennek oka az lehet, hogy



26. ábra

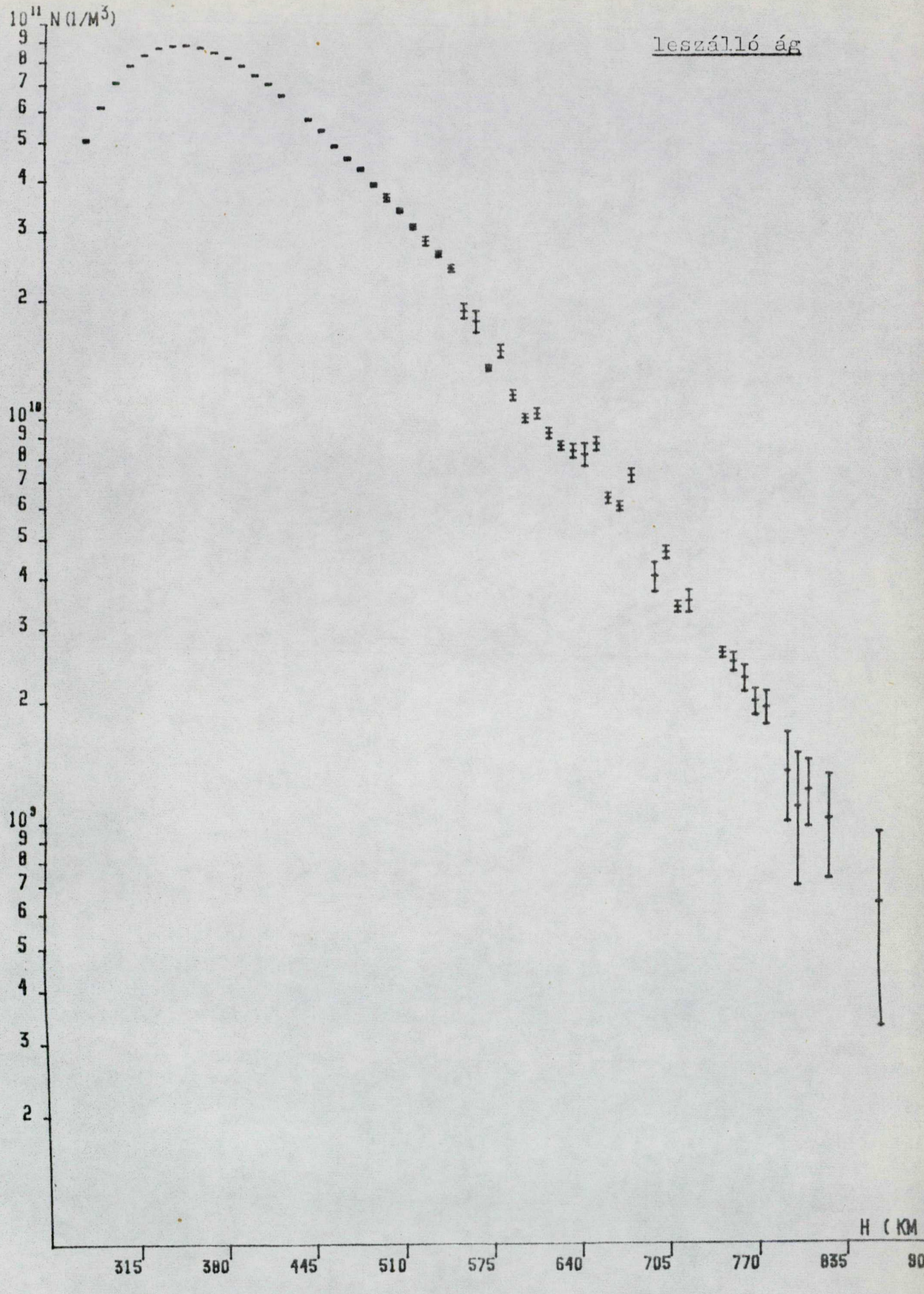
Vertikál-10, ionhőmérséklet



27. ábra
Vertikál-10_7 ionhőmérséklet

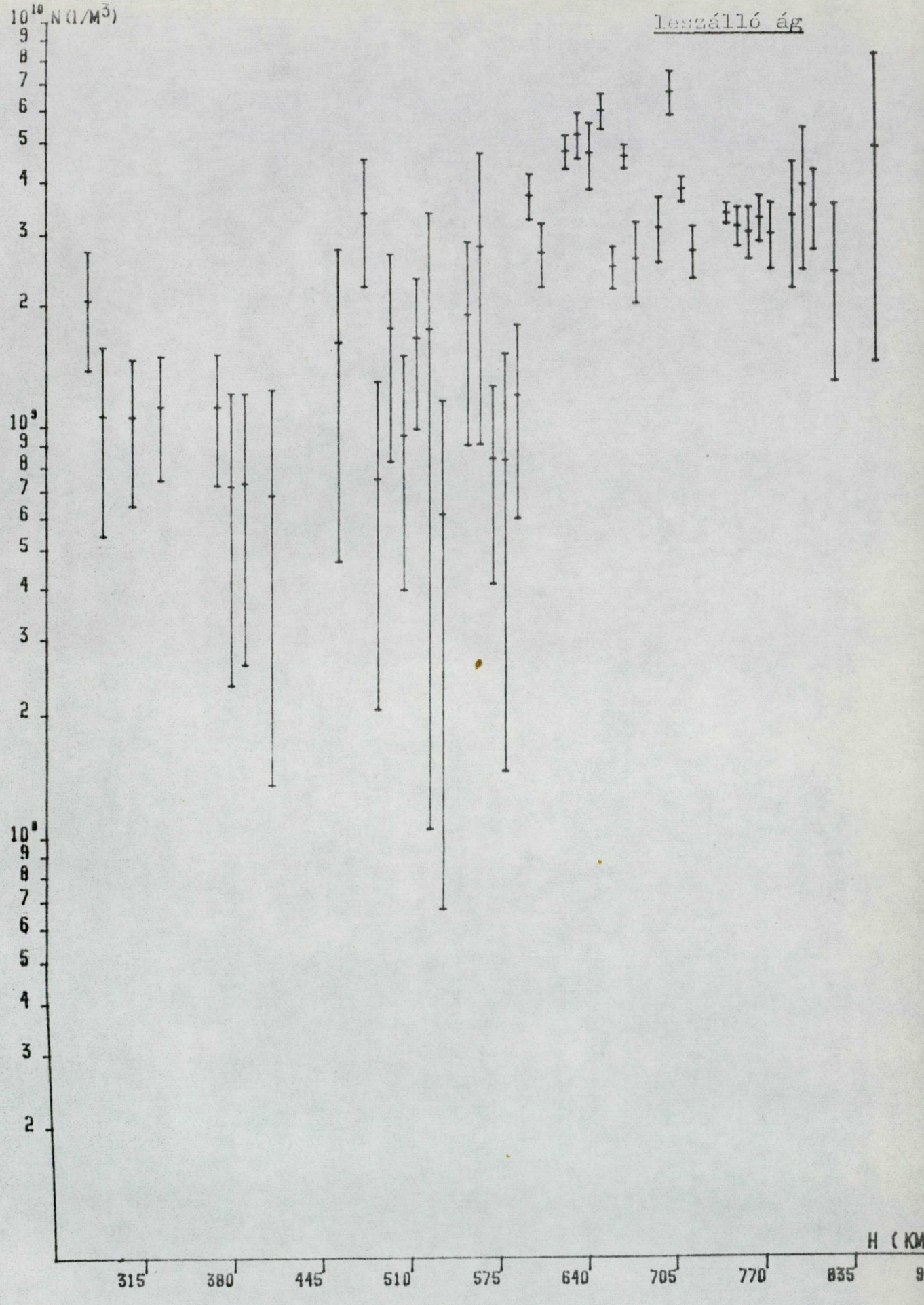
a müszer a korábban nyugodt közegből egy olyanba jutott, ahol a melegebb és hidegebb rétegek váltják egymást. A megnövekedett szórásértékek ellenére ez a rétegződés felfedezhető, pl. 620 km környékén. A hőmérséklet lecsökken közel 1000 ^{o}K-ra, de már 680 km-en ujra 1400 ^{o}K fölött van. Sajnos, a mérési pontok nem követik olyan sürün egymást, hogy a finomabb, magasság szerinti strukturálódás jellege nyomonkövethető lenne. 700 km-es magasság felett az exosférahőmérséklet 1200 ^{o}K-körüli értéket vesz fel.

A leszálló ágban végzett méréseket, a felszálló ágéhoz hasonló módon dolgoztuk fel. Nagyobb magasságokban itt is az O^{+}, He^{+} és H^{+} ionfajták jelenlétét tételeztük fel. Az O^{+} ion koncentrációjának magasságfüggése hasonló a felszálló ágéhoz 28. ábra. A koncentrációmaximum kissé feljebb tolódott, kb. 350 km-es magasságba. A koncentráció a magasság növekedésével meredekebben csökken, mint a felszálló ágban. A szórás itt is a magasság növekedésével nő. Az egyenletes koncentrációcsökkenés 680 km-es magasságban egy 25-30 km-es szakaszon megszünik, de ezután a rövid platószerü rész után ujabb egyenletes csökkenés következik, a feldolgozás befejezéséig. A H^{+} ion koncentrációváltozása a 29. ábrán látható. A felszálló ághoz képest az a legszembetünőbb különbség, hogy itt ki tudtuk mutatni az ion létét még 310 km magasságban is. Ennek az az oka, hogy a leszálló ágban kisebb magasság-



28. ábra

Vertikál-10, O^+ ion koncentrációja



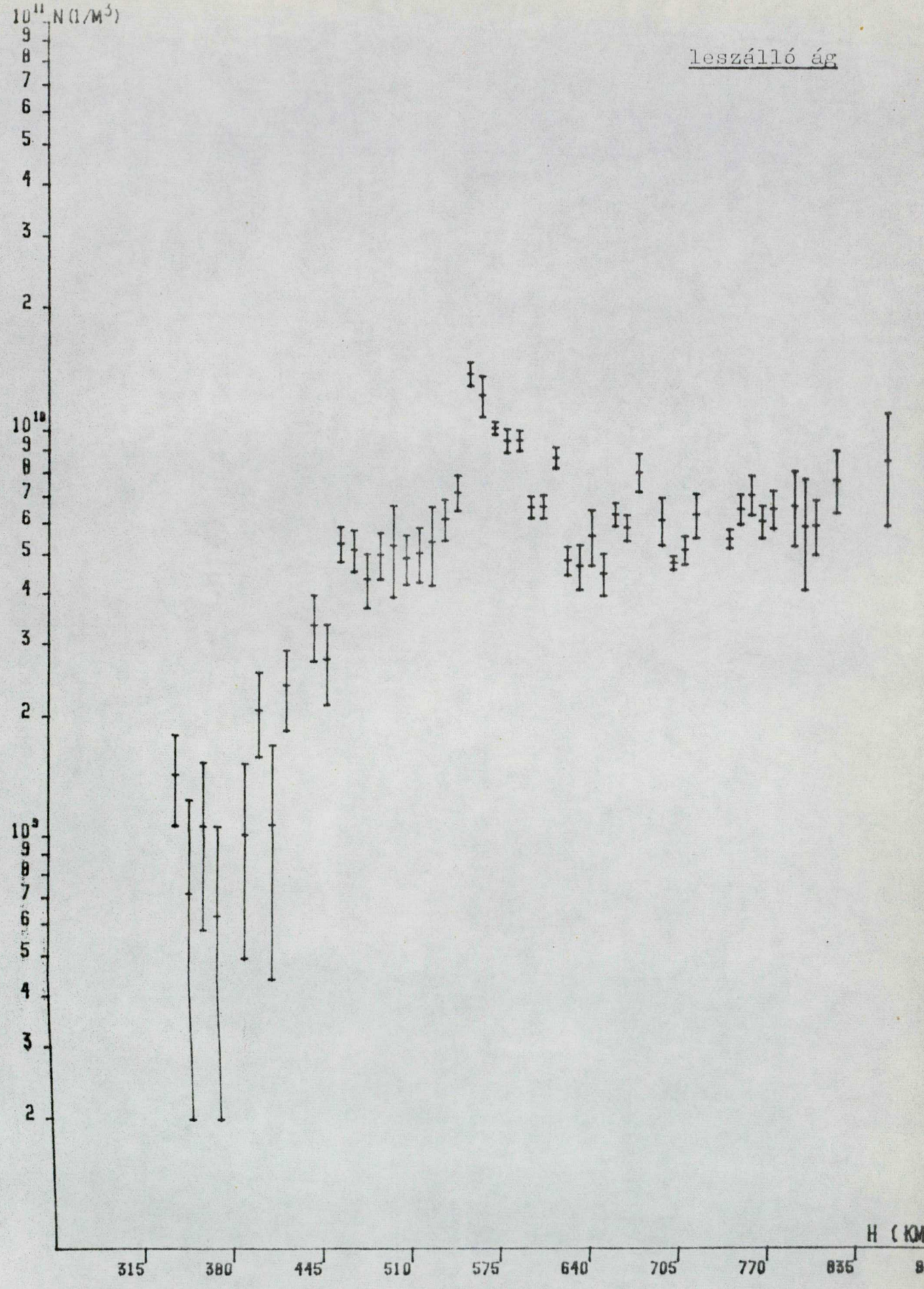
29. ábra

Vertikál-10, H^+ ion koncentrációja

ban is nagyobb a koncentráció. Mig a felszálló ágban 6×10^9 $1/m^3$, addig a leszálló ágban 9×10^9 $1/m^3$ körüli értékek vannak. A felszálló ághoz hasonlóan itt is helyi maximumok találhatók 490 és 650 km-es magasságokban. A szórások tendenciája is hasonló, kisebb koncentrációkhoz nagyobb szórásértékek tartoznak. A He^+ koncentrációváltozása a 30. ábrán látható. Itt a koncentráció a magasság növekedésével gyorsan nő, majd 450 km magasságban konstans értéket vesz fel. 510 km-en ujabb gyors növekedéssel eléri a maximumát, majd csökkenés következik. 650 km-en helyi maximum látható, ezután 7×10^{10} $1/m^3$ körüli állandó értéket vesz fel egészen a feldolgozás befejezéséig.

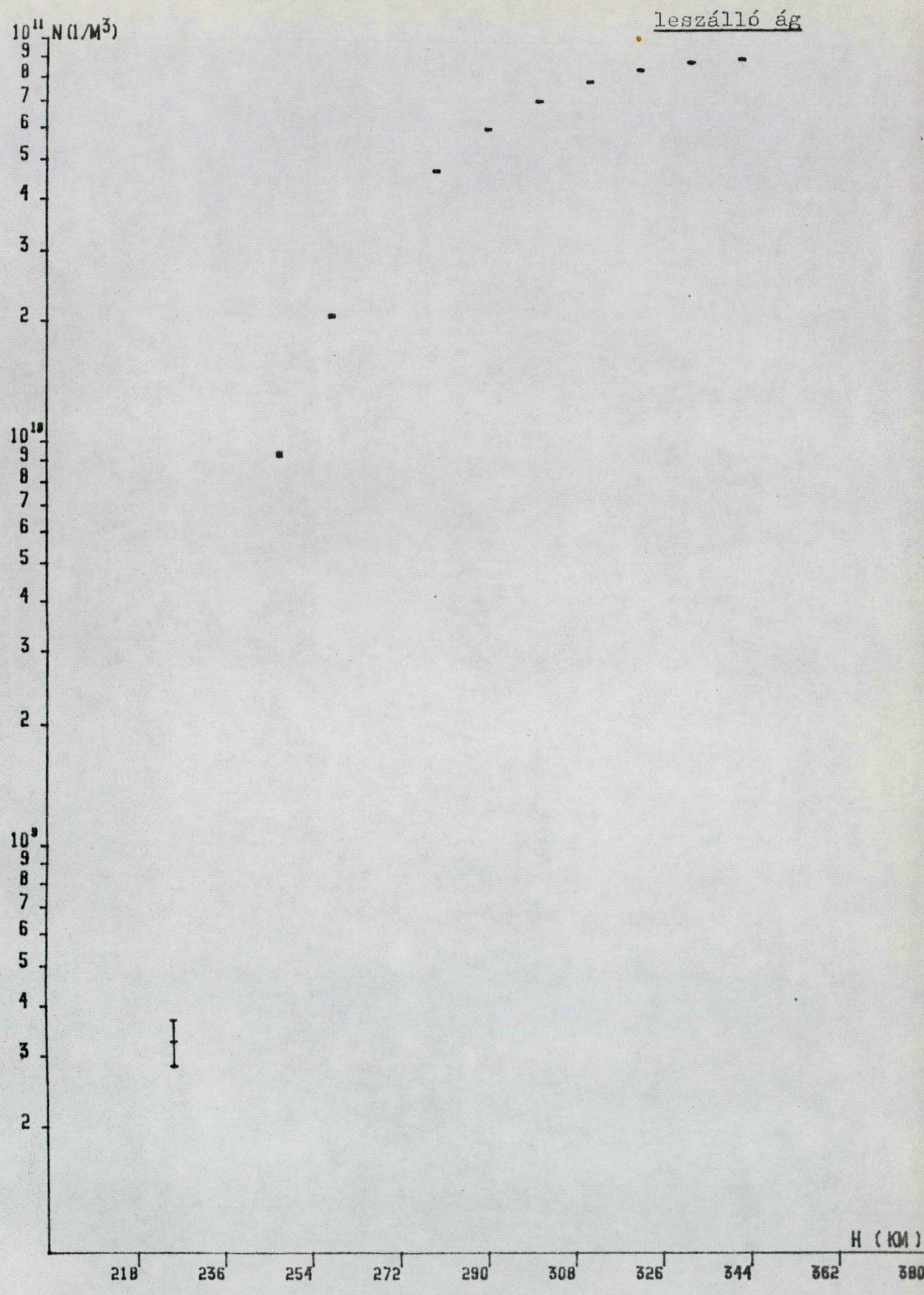
A két nagyobb tömegszámú ionfajtával 350 km-es magasságban kezdtük a görbeillesztést. Az O^+ ion koncentrációváltozása a 31. ábrán folytatódik. A maximum alatti koncentrációcsökkenés a magasság csökkenésével tovább tart. A koncentrációcsökkenés ujra a szórás megnövekedésével jár együtt. Az NO^+, O_2^+ átlagának a koncentrációváltozása a 32. ábrán látható. A leszálló ágban kétszerannyi kiértékelhető pont van, mint a felszálló ágban. Itt még 340 km magasságban is ki tudtuk mutatni ezeknek az ionoknak a jelenlétét. A magasság csökkenésével, 200 km környékén az ionkoncentráció 7×10^{10} $1/m^3$ körüli értékhez közelit.

A leszálló ágban a hőmérséklet változását a 33. és 34. ábrán láthatjuk. A 33. ábra a két ionfajta feltétele-



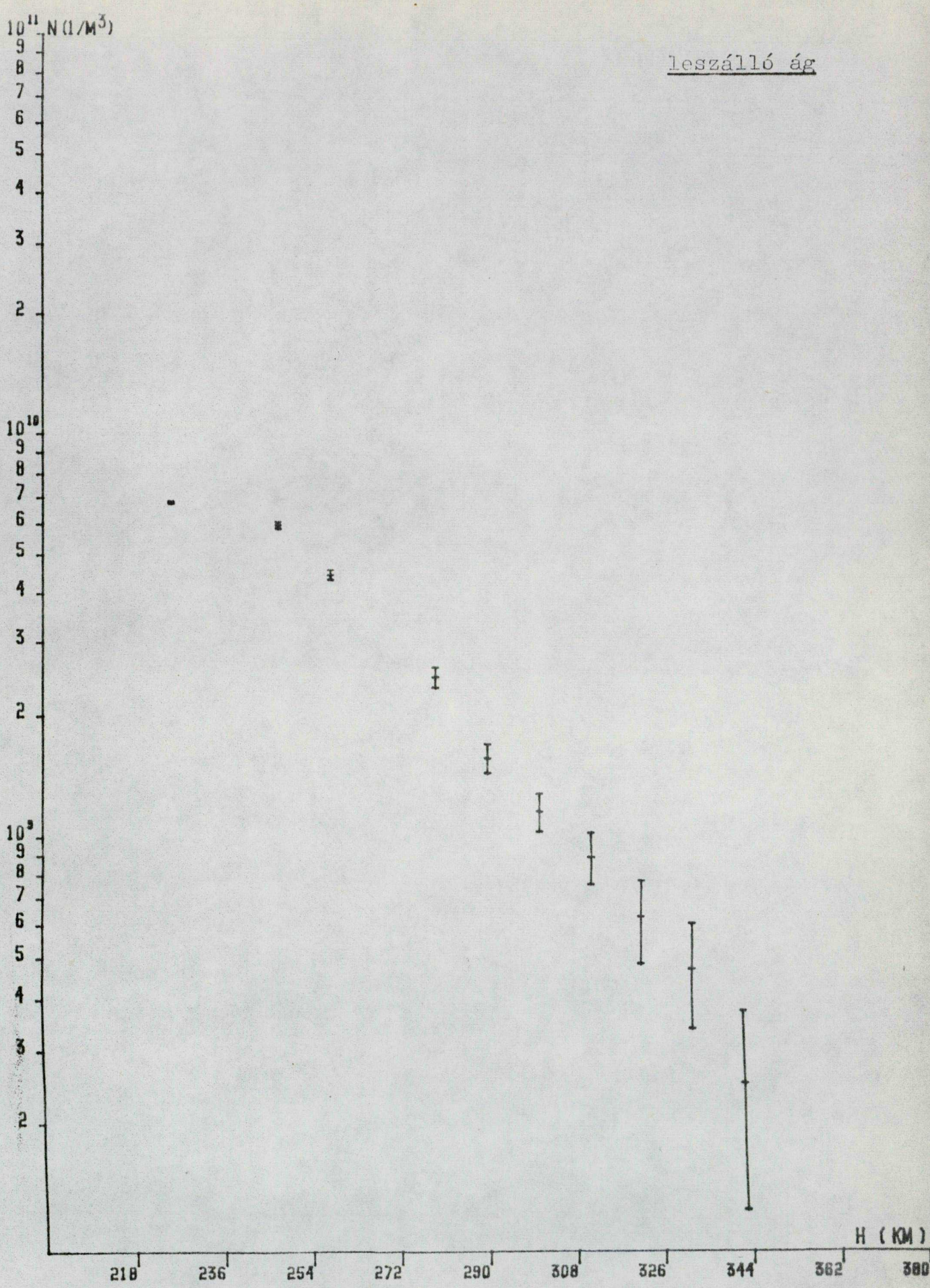
30. ábra

Vertikál-10, He^+ ion koncentrációja



31. ábra

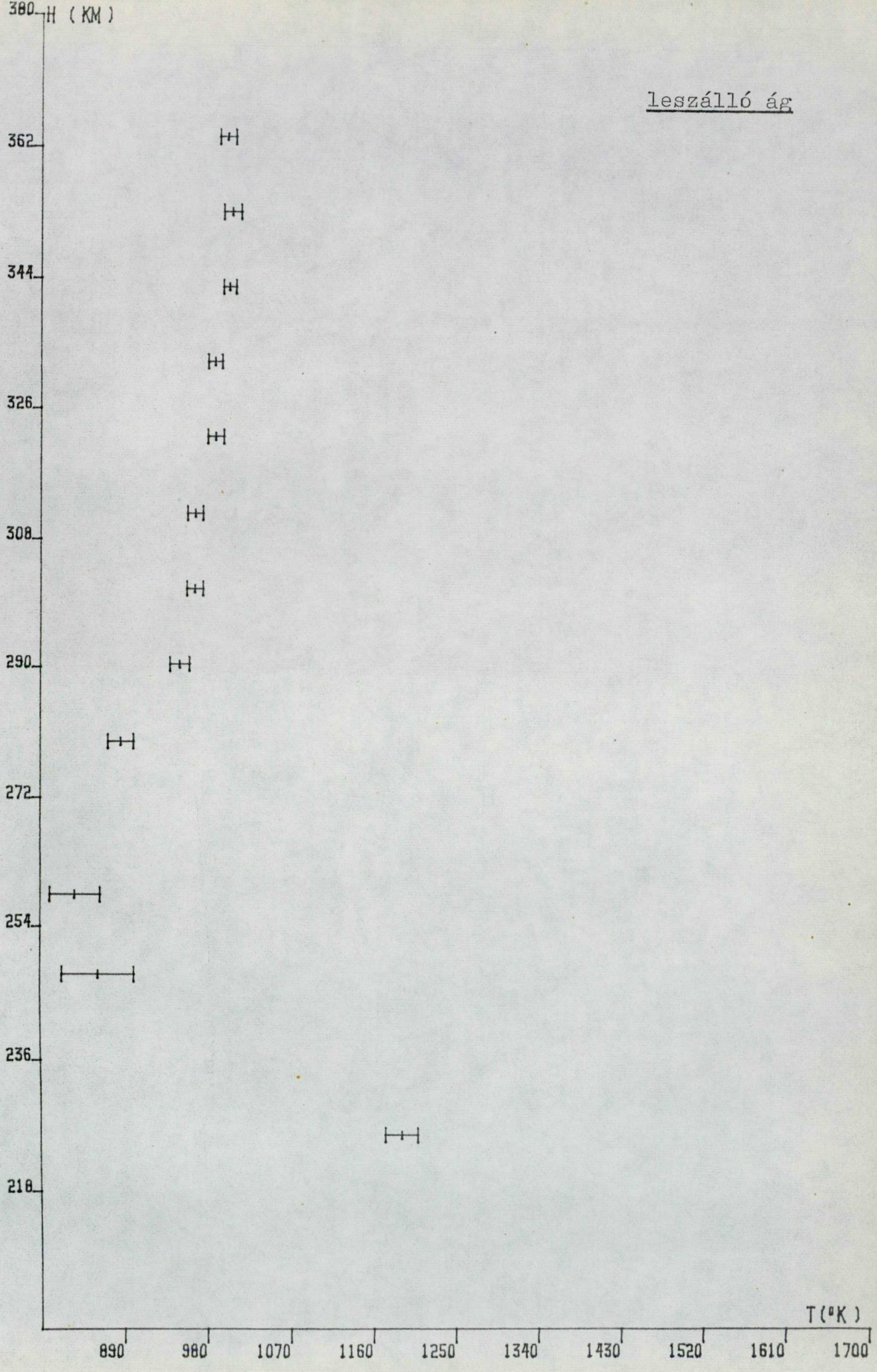
Vertikál-10_1 O^+ ion koncentrációja



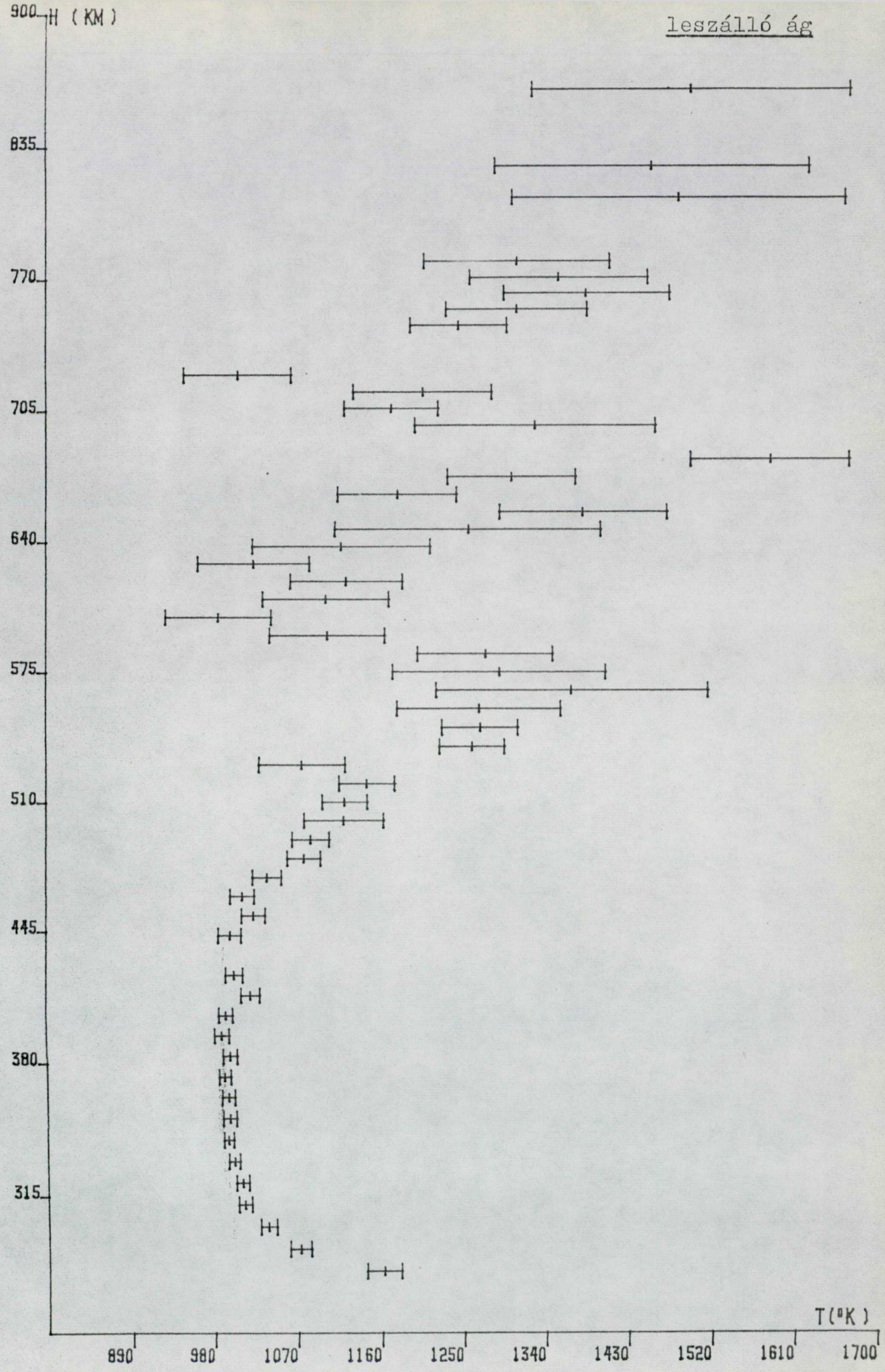
32. ábra

Vertikál-10_1 O_2^+ NO^+ ionok koncentrációja

Szeged



33. ábra
Vertikál-10, ionhőmérséklet



34. ábra Vertikál-10, ionhőmérséklet

zésével /O_2^+, NO^+ átlag és O^+ / kapott hőmérsékletértékeket mutatja. A felszálló ágnál ismertetett hülési folyamat miatt az ionhőmérséklet itt is alacsony értékről, 900 ^oK-ról indul. Az első mért hőmérsékletértéket nem vesszük figyelembe, mert az nagyon kiugrik a görbe menetéből. A hőmérséklet kezdeti emelkedése után 980 ^oK körül a hőmérsékletnövekedés megáll. A hőmérséklet további alakulását a 34. ábrán láthatjuk. Ezek a hőmérsékletértékek már a három tömeggel elvégzett görbeillesztés eredményei /O^+, He^+, H^+/. A 34. ábrán is az előző ábrához hasonló módon indul a hőmérsékletgörbe, azaz magas, 1160 ^oK-os értékről hirtelen lecsökken 980-1000 ^oK körüli értékre. A görbe ezután egészen 450 km-es magasságig ugyanazon érték körül ingadozik. 500 km körül azonban a felszálló ágéhoz hasonló módon gyors hőmérsékletemelkedés indul meg, amely 550 km-es magasságban 1350 ^oK maximális értéket vesz fel. Ez kb. 300 ^oK fokkal alacsonyabb érték, mint a felszálló ágban kapott. 570 km magasság felett a mérések bizonytalanná válnak, ugyanugy, mint a felszálló ágban. Ezután a hőmérséklet értékek 1000 ^oK körüli minimumot vesznek fel. 670 km környékén ujabb maximum jelentkezik. Ez az 1600 ^oK a leszálló ágban a legmagasabb hőmérsékletérték. Feljebb a hőmérséklet kb. 1400 ^oK. A minimum és maximum értékek gyors változásának itt is, a felszálló ágban már emlitett hőmérsékleti rétegeződés lehet az oka. A hőmérsékletértékek szórása a felszálló ágéhoz hasonló

módon alakul, azaz a magasság növekedésével nő. A megnövekedett szórásértékek miatt a görbe menete 600 km-es magasság felett bizonytalanná válik.

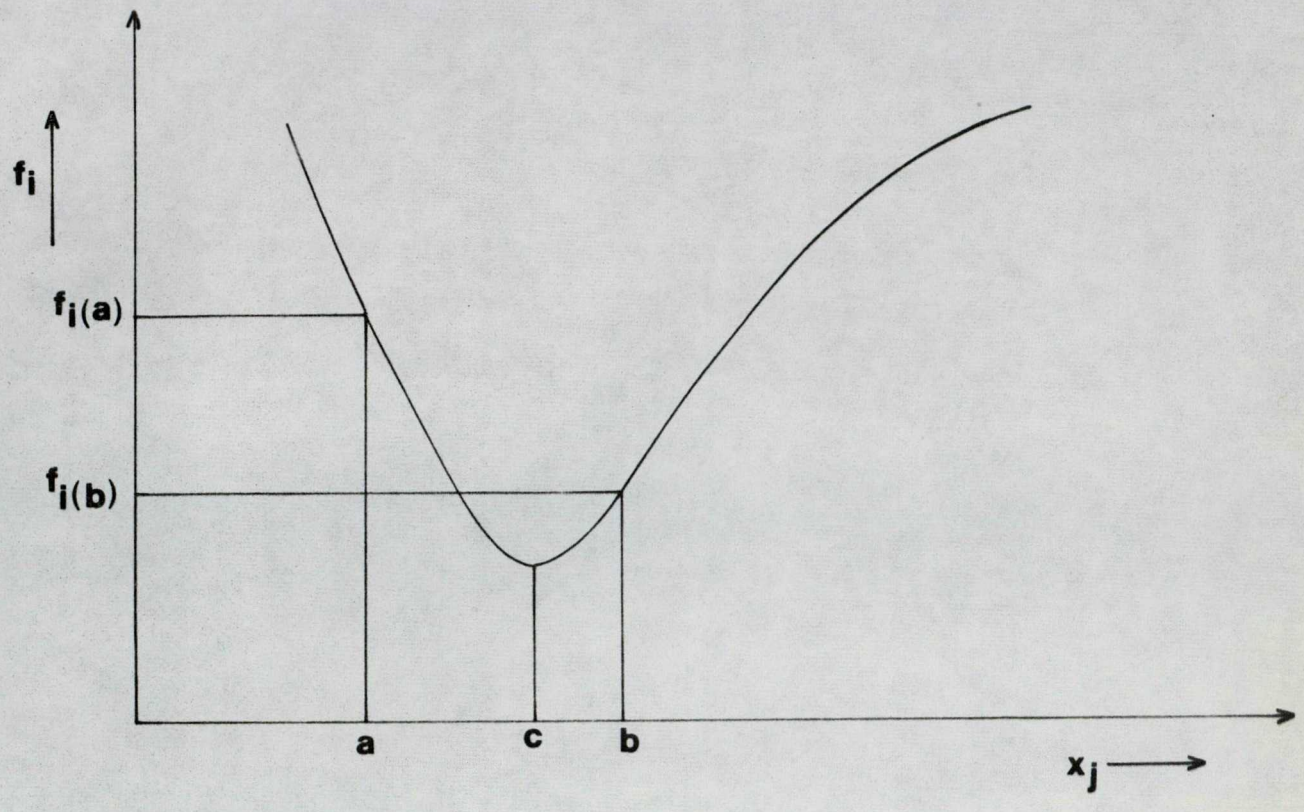
6. A MÉRÉSI HIBÁKRÓL

Az ötödik fejezetben már összefoglaltuk azokat a nehézségeket, amelyek a rakétákon ill. müholdakon végzett pozitiv ionanalizátor-mérések kapcsán felmerülnek. Feltételezzük, hogy a rakéta repülését, illetve a müszeres konténert megtervező konstruktőrök ezeket, a lehetőségekhez képest maximálisan figyelembe vették.

A továbbiakban olyan jellegü hibaforrásokkal fogunk foglalkozni, amelyek az általunk elvégzett numerikus feldolgozással szorosabb összefüggésben állnak. A feldolgozás tapasztalatai alapján néhány javaslatot is teszünk a szondát vezérlő elektronikus egységgel kapcsolatban, amelyet remélhetőleg az elektronikus egységet készitő mérnökök is hasznositani tudnak.

6.1 Az alkalmazott numerikus módszer korlátai

Mint azt a korábbiakban már részletesen ismertettük, a numerikus feldolgozás során a nemlineáris legkisebb négyzetek módszerét használtuk. Ennél az iterációs eljárásnál az iteráció minden egyes lépésében, a kiszámolt paraméterekre nézve a Taylor-sorbafejtésnek mindig teljesülni kell. A módszer alkalmazása során leggyakrabban a következő problémák merülhetnek fel. Tekintsük az f_i függvényt, amelyet az x_j változó függvényében ábrázoltunk a 35. ábrán. Tegyük fel, hogy a legjobb az il-



35. ábra

leszkedés a mért görbéhez, ha a meghatározandó paraméterek közé tartozó a = x_j-vel. Legyen a megfelelő f_i érték ebben a pontban f_i^a és az egyszerüség kedvéért tételezzük fel, hogy ez az f_i^a érték megegyezik a mért f_i értékkel. Ha az iteráció egy közbülsö állapotában a paraméter a b értéket veszi fel, amelynek az f_i^b függvényérték felel meg, akkor a Taylor-sorbafejtés azt sugalja, hogy a mért és a számitott értékek közötti eltérés úgy javitható, ha növeljük az x_j értékét, holott a helyes eljárás x_j a felé csökkentése lenne. Az igaz, hogy ebben az iterációs lépésben az eltéréseket csökkenteni tudjuk, de valószinü,

hogy az iteráció további lépéseiben megjelenő függvényekre nézve az egyezés elromlik. Így az egész iterációt tekintve azt mondhatjuk, hogy ez a partikuláris függvény a többi rovására "dolgozik". Ha az iteráció során tul sok ilyen függvény fordul elő, akkor valószinüleg az eljárásunk vagy nem konvergál, vagy pedig egy olyan hamis megoldás felé fog konvergálni, amely megoldás a legkisebb négyzetösszegek reziduáljainak egy helyi minimuma. Az iterációs eljárás ilyen hamis minimum felé való konvergálása általában úgy mutatható ki, hogy többféle kezdőértékkel inditva az iterációt, az mindig más értékhez konvergál. Mivel esetünkben az irodalomban találtunk adatokat arra nézve, hogy milyen hőmérséklet és ionkoncentráció értékek fordulnak elő az adott magasságtartományban, igy az iterációs eljárást különböző kezdőparaméterekkel inditva kipróbáltuk, hogy előfordul-e ez a hiba. Azt tapasztaltuk, hogy a kisebb magasságokban, ahol a paraméterek szórásnégyzete nem haladta meg a paraméter értékének a kb. 10 %-át, ott nem fordult elő helyi minimum felé történő konvergálás.

A helyi minimum felé konvergálás kb. 850-900 km-es magasságban fordult elő. Ilyenkor a hőmérsékletre irreálisan magas 3800-4000 ^{o}K értékeket kapunk. Ezeket, a helyi minimumhoz konvergáló pontokat az előző fejezetben bemutatott hőmérséklet és koncentráció grafikonokon nem vettük figyelembe.

Az ismertetett matematikai módszer másik hátránya az, hogy előfordulhat olyan eset, amikor ugyanahhoz a négyzetösszeg-reziduálhoz két egymástól jelentősen eltérő paraméteregyüttes tartozik. Ilyen esetben matematikailag mind a két megoldás helyesnek tekinthető.

A helyes eredmény kiválasztásához ebben az esetben már egyébb, nem matematikai jellegü meggondolások is szükségesek. Ilyenkor a fizikailag valószinübb megoldást szokták helyesnek tekinteni. Probléma akkor jelentkezik, ha a kisérletező nem tudja előre, hogy a kisérleti eredményeknek milyen tartományba kell esnie. Esetünkben ilyen nehézség nem merült fel.

Egy másik probléma akkor jelentkezik, ha az egyik kezdő paraméter olyan értéket vesz fel, amelynél a paraméternek megfelelő függvénynek extrémuma van. A 35. ábrán ilyen a c pont. Az első derivált ebben a pontban eltünik, és az elsőrendig előállitott Taylor sor csupán annyit mond, hogy az egyezés se nem javul, se nem romlik, ha a c értékét megváltoztatjuk. Ha a keresett paramétereknek megfelelő függvények csak kis hányadánál lép fel ez a helyzet, akkor az iteráció problémaments. Ha azonban az összes függvénynél extremum van, akkor a normálegyenletek mátrixa singuláris és igy megoldás nincs. A feldolgozás során ez a probléma, a helyi minimum felé való konvergálással együtt, csak akkor fordult elő, amikor a feldolgozandó sweepben az adatok száma erősen csökkent. Mint már emlitettük ez a 850-900 km-es magasság felett jelentkezett.

6.2 A mérőberendezés korlátai

Láthatjuk tehát, hogy a numerikus módszer megbízható müködése szempontjából milyen nagy szerepe van annak, hogy a feldolgozandó görbe hány mintavételi pontból áll. A mintavételi pontok száma azonban nem csak a görbeillesztés "stabilitása" szempontjából fontos. A számolt paraméterek szórásnégyzete és a mintavételi pontok száma szintén szorosan összefügg egymással. Minél több pontból áll a mérés, annál kisebbek a szórásnégyzetek. A mintavételi pontok száma viszont, mint azt már a feldolgozóprogramok tárgyalásánál emlitettük, a magasság függvényében változik. Minél magasabban van a szonda, annál kevesebb mintavételi pontból áll a görbe.

A mintavételi pontok magassággal való csökkenésének az oka a következő. A repülés egész tartama alatt az egy egy mérést jelentő feszültség-sweep paraméterei /lefutási idő, kezdő és végfeszültség/ mindig ugyanazok. A szondára kapcsolt áramerősitő paramétereit sem tudják a repülés során megváltoztatni.

A sikszonda áramát leiró /55/ összefüggésből viszont láthatjuk, hogy a szondán lévő retardációs feszültséget mindig csak azok az ionok tudják átlépni, amelyeknek a mozgási energiájuk nagyobb, mint a szonda elektródjai között fellépő potenciálkülönbség. Az ionok mozgási energiáját pedig a tömegük ill. a szondához viszonyitott sebességük határozza meg. Felfelé haladva a szonda ionok-

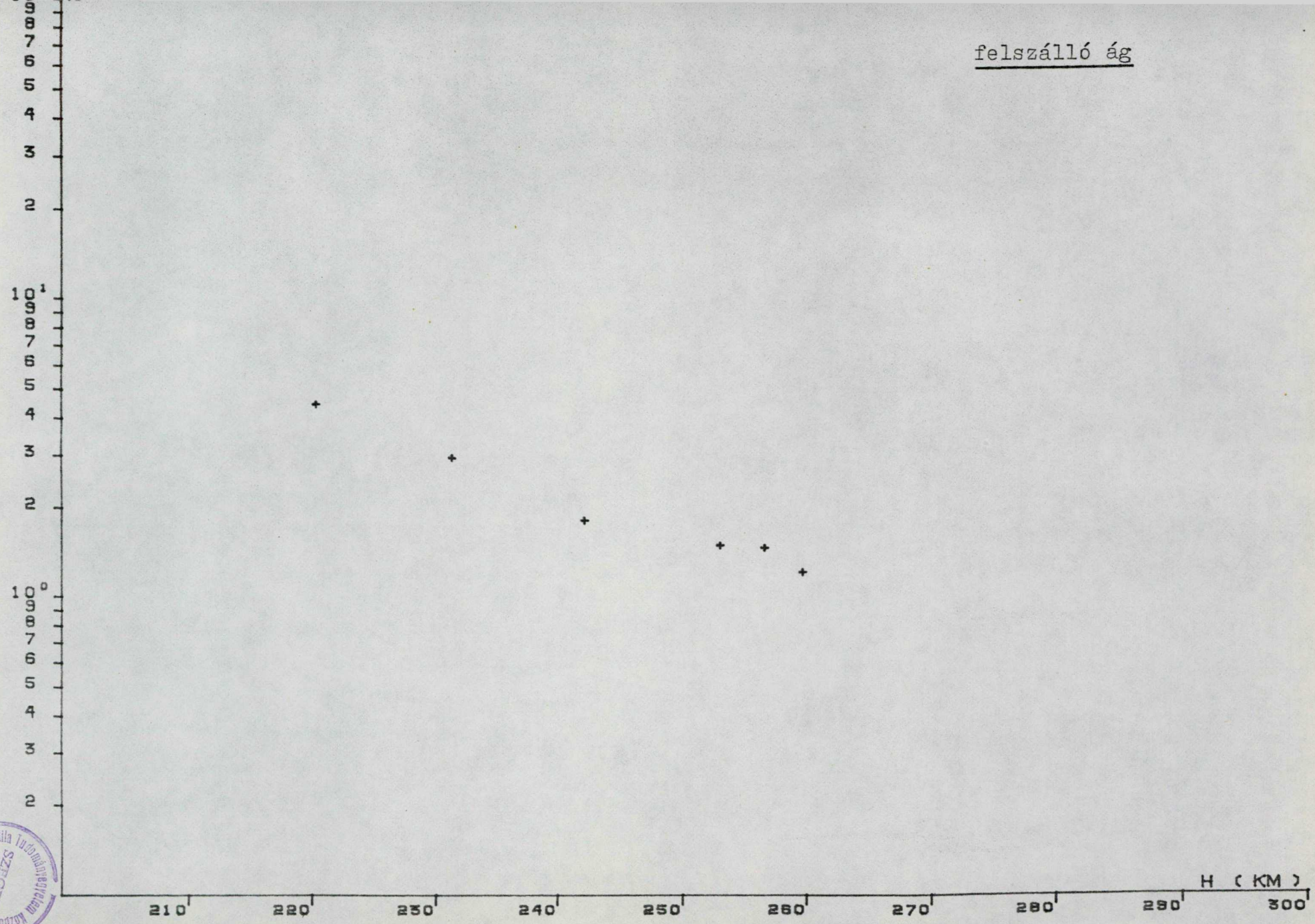
hoz viszonyitott sebessége csökken, másrészt pedig, a gravitáció miatt a nehezebb ionok sürüsége is csökken. Emiatt az ionok energiáját, azaz a szondán átfolyó ionáramot két tényező is csökkenti; egyrészt a nagyobb tömegszámú ionok koncentrációcsökkenése, másrészt pedig az egyre kisebb rakétasebesség. A rakéta ugyanis már csak a tehetetlensége révén halad felfelé. Mivel az áramerősitő ill. a mintavételező egység paraméterei változatlanok, ezért az egyes sweepekben hiába egyforma a mintavételi pontok száma, az információt hordozó pontok száma lecsökken, mivel egyre kisebb retardációs feszültségeknél indul el az áram. Igy a sweep egyre kisebb hányadában van tulajdonképpen mérés. Ez tehát az oka annak, hogy a magasság növekedésével nő a feldolgozás hibája. A mintavételi pontok száma meghatározó az egész feldolgozásra nézve, ezért szeretnénk azt a javaslatot tenni, hogy a jövőben elvégzendő hasonló kisérletek során olyan vezérlőelektronikával lássák el a szondát, amelynél a mérendő ionok mozgási energiájával összhangban lehet a retardációs feszültség paramétereit változtatni. A sweep kezdeti, legnagyobb feszültségét célszerü mindig annak a feszültségnek a közelébe állitani, ahonnan az előző sweepben az ionáram megindult. Ilyen rugalmasan változó, programozható elektronikát már több helyen alkalmaztak [6]. A rakétás méréseknél különösen hasznos lenne az ilyen, önmagát beállitó elektronika, mivel a rakéta a

müholdakkal ellentétben, rövid idő alatt több ionoszféra rétegen is áthalad.

6.3 A szórásnégyzetek magasság szerinti változása

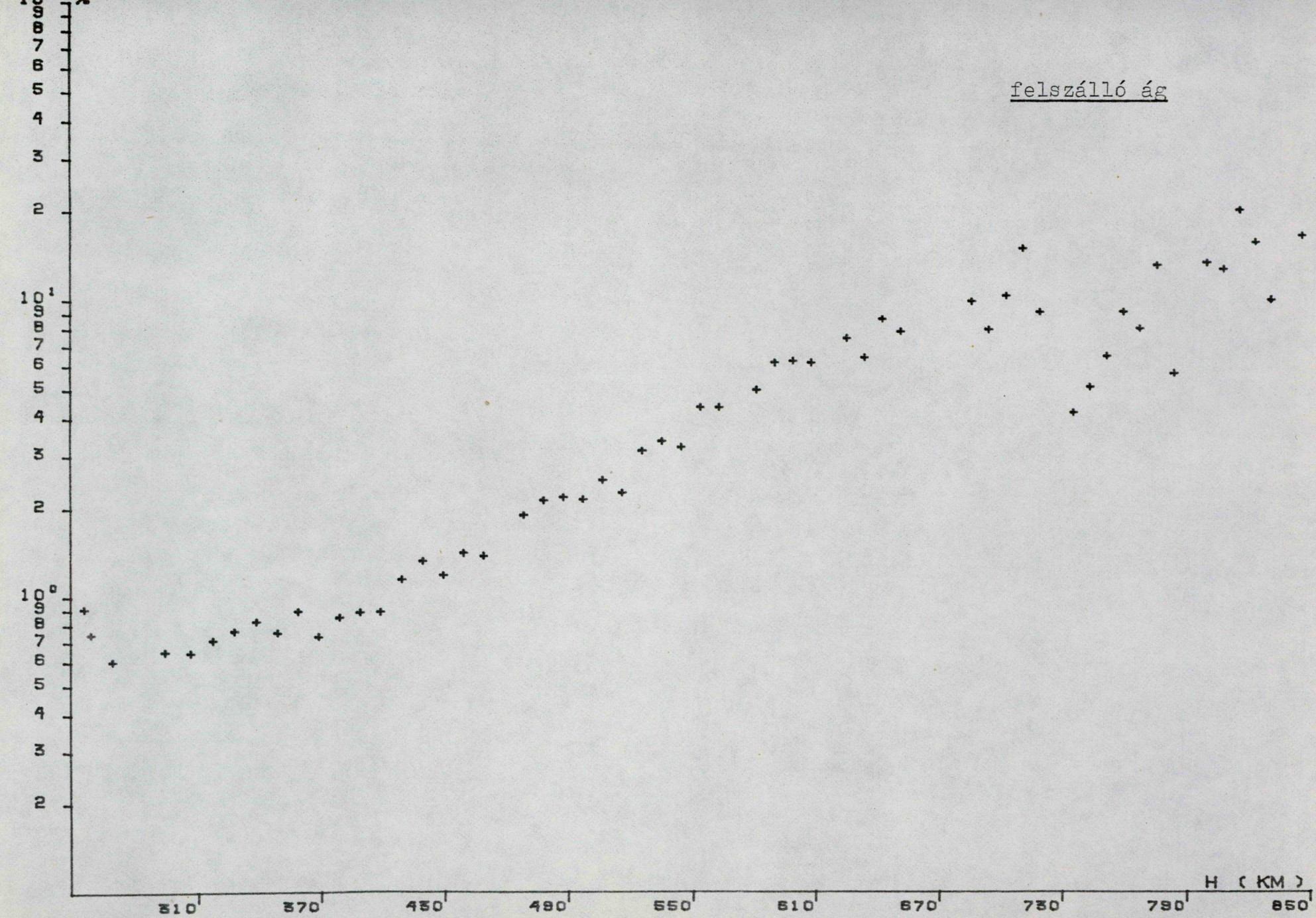
A feldolgozás során, mint arra már többször hivatkoztunk, kiszámitottuk a keresett paraméterek szórásnégyzetét. A szórásnégyzetek kiszámitása a kiegyenlitőszámitásban közismert módón történt. Az ismeretlen paraméterek kovariancia-mátrixának főátlóbeli elemeit beszoroztuk az átlagos középhiba négyzetével. A korábban bemutatott hőmérséklet és koncentráció-grafikonokon is ezeket a szórásnégyzeteket tüntettük fel. Kiszámoltuk azt is, hogy ezek a szórásnégyzetek a nekik megfelelő paraméterérték hány százalékát teszik ki. Ezeket a százalékértékeket a magasság függvényében szintén ábrázoltuk. Igy szemléletes képet kaphattunk a mérési hiba magasság szerinti változásáról. A következőkben ezeket a grafikonokat mutatjuk be.

A felszálló ágban a hőmérsékletek szórásának százalékos értékeit a 36.és 37. ábrákon láthatjuk. A 36. ábra a két tömegből meghatározott hőmérsékletekre, a 37. a három tömegből meghatározott hőmérsékletekre vonatkozik. Láthatjuk, hogy a mérés kezdetén a hiba nagysága kb. 5 %, s a magasság növekedésével csökken. Ez a csökkenés ellentmondásban van az előbbiekben említett magasság szerinti hibanövekedéssel. A magyarázat ebben az esetben a következő. A mérés megkezdésekor a rakéta sebessége még olyan nagy,



36. ábra Vertikál-10, ionhőmérséklet mérési hibája

József Attila Tudományegyetem Központi Könyvtár SZEGED

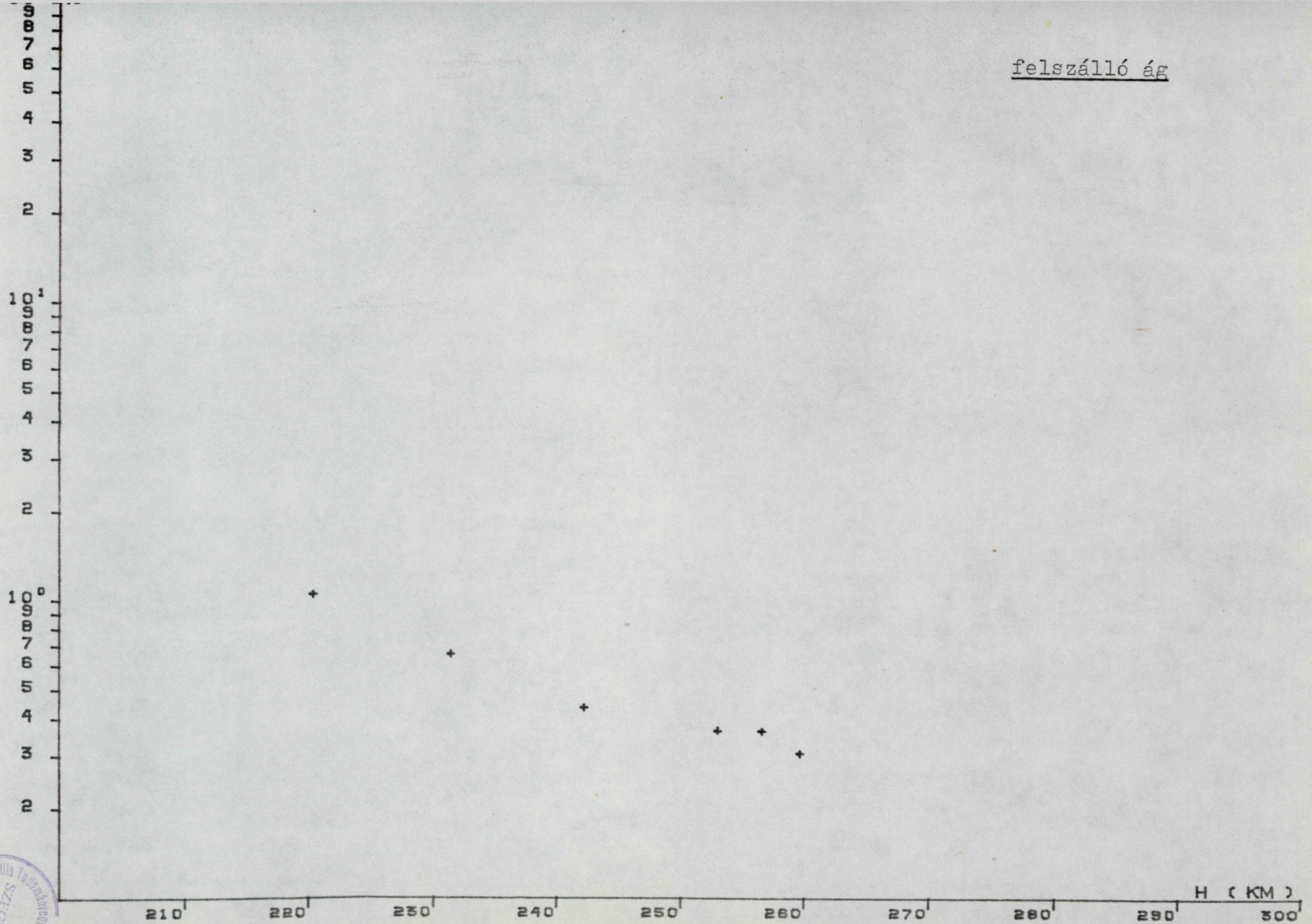


37. ábra Vertikál-10, ionhőmérséklet mérési hibája

hogy egy sweep lefutási ideje alatt a szonda több, különböző állapotú plazmarétegen is áthalad. Ez viszont azt jelenti, hogy az a feltételezés,miszerint egy mérés időtartama alatt a mérendő közeg paraméterei változatlanok, nem teljesül. Következésképpen a mérés kezdetekor a hiba nem a legkisebb értéket veszi fel. A legkisebb szórás hat ezrelék körül van. Ezt az értéket 280 km-es magasságban érjük el. Ettől kezdve a hiba nagysága az előzőekben már leirt okok miatt ujra növekszik. 650 km-es magasság után a hiba növekedése lelassul. Ennek az az oka, hogy ebben a magasságtartományban az ionoszféra sürüsége és hőmérséklete lassabban változik, mint korábban. A 38-as ábra mutatja az O_2^+ és NO^+ mérési hibáit. A mérési hibák rohamosan nőnek a magasság növekedésével. Ennek az az oka, hogy az emlitett ionfajta koncentrációja a magasság növekedésével gyorsan csökken. A megfelelő koncentrációgrafikont a 22. ábra mutatja.

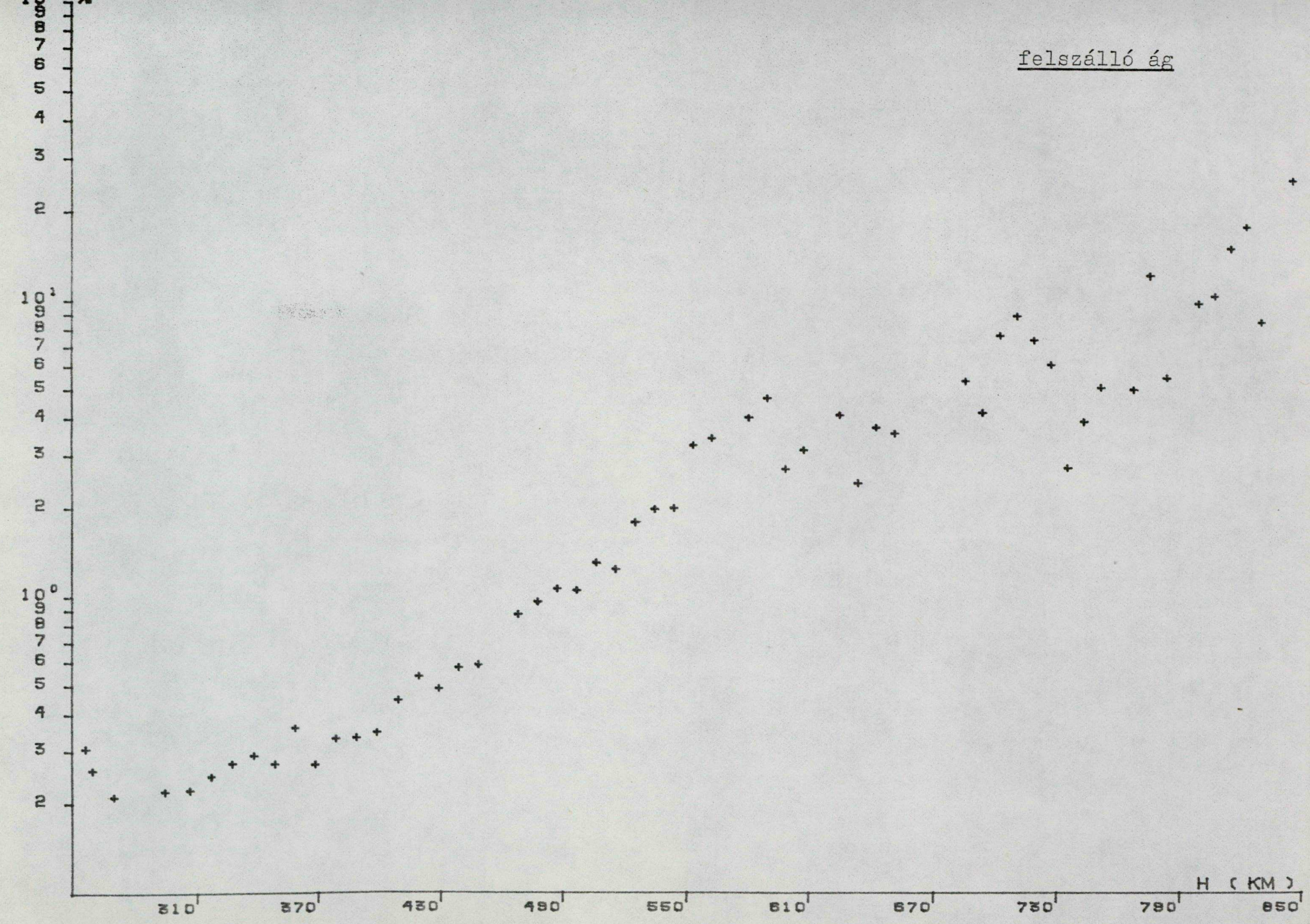
A 39. és 40. ábrák mutatják az O^+ ion hibájának az alakulását. A 39. a két ionfajta, a 40. a három ionfajta feltételezésével kapott ábra. A hibák alakulása majdnem olyan, mint a hőmérséklet esetében. A különbség csak annyi, hogy az O^+-nál az egész görbe lejjebb csúszott, igy a minimumpont majdnem 2 ezreléknél van. Az O^+ ion meghatározásának ez a rendkivül kis hibája annak köszönhető, hogy az oxigén ion ebben a magasságtartományban uralkodó ionfajta, és mivel a tömege is nagy, ezért a karak-

38. ábra Vertikál-10, O_2^+ NO^+ ionok mérési hibája



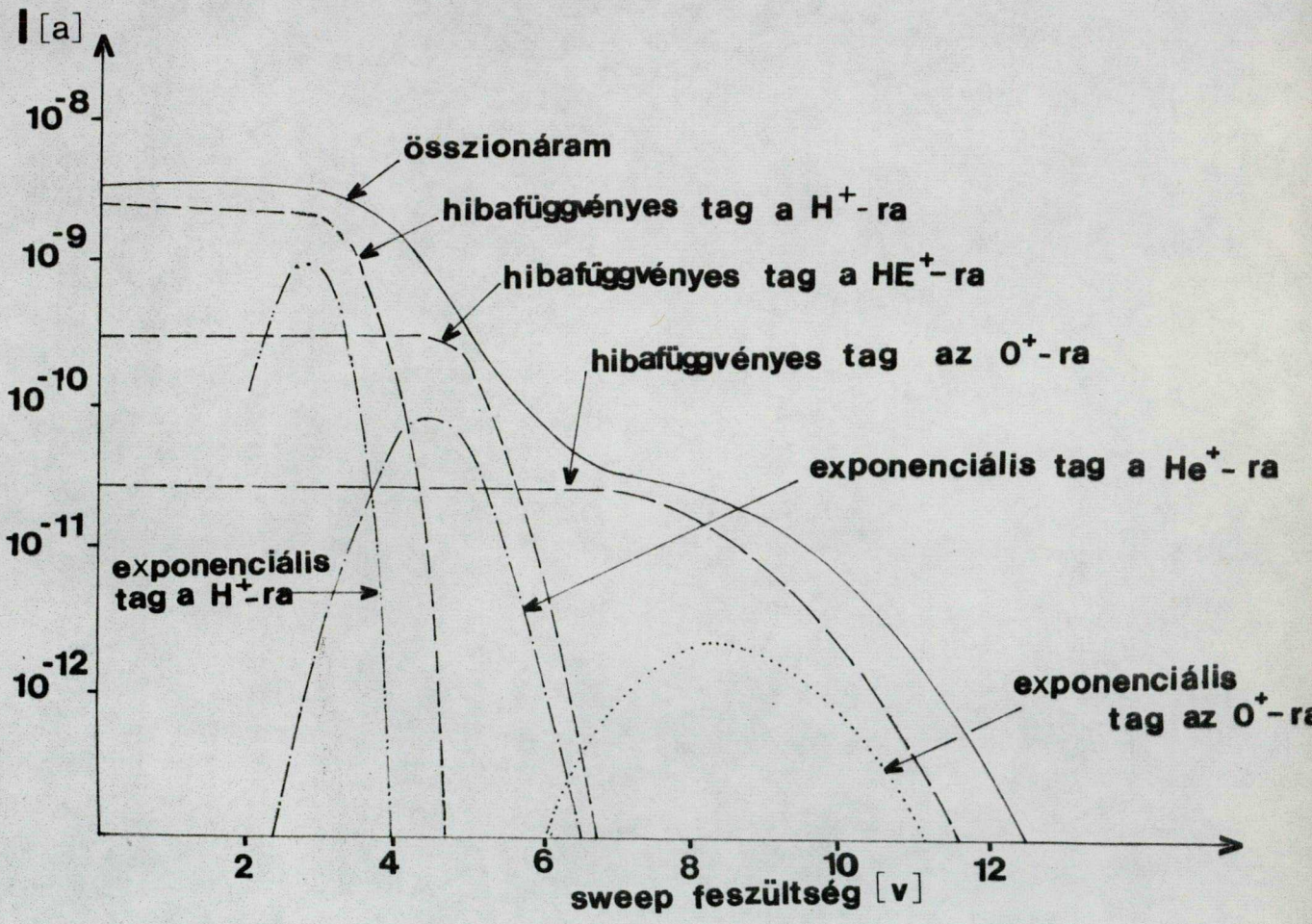
39. ábra Vertikál-10,O^+ ion mérési hibája

József Attila Tudományegyetem Központi Könyvtára SZEGED



40. ábra Vertikál-10, O^+ ion mérési hibája

terisztika áramának nagy része ezen ionfajta járulékából adódik. Ha ugyanis megvizsgáljuk a sikszonda áramát leiró /55/ összefüggést, akkor láthatjuk, hogy az összionáram az egyes ionok áramának összegeként adódik. A 41. ábra mutatja az egyes ionok járulékát külön-külön. Minden ionfajta árama két részből tevődik



41. ábra

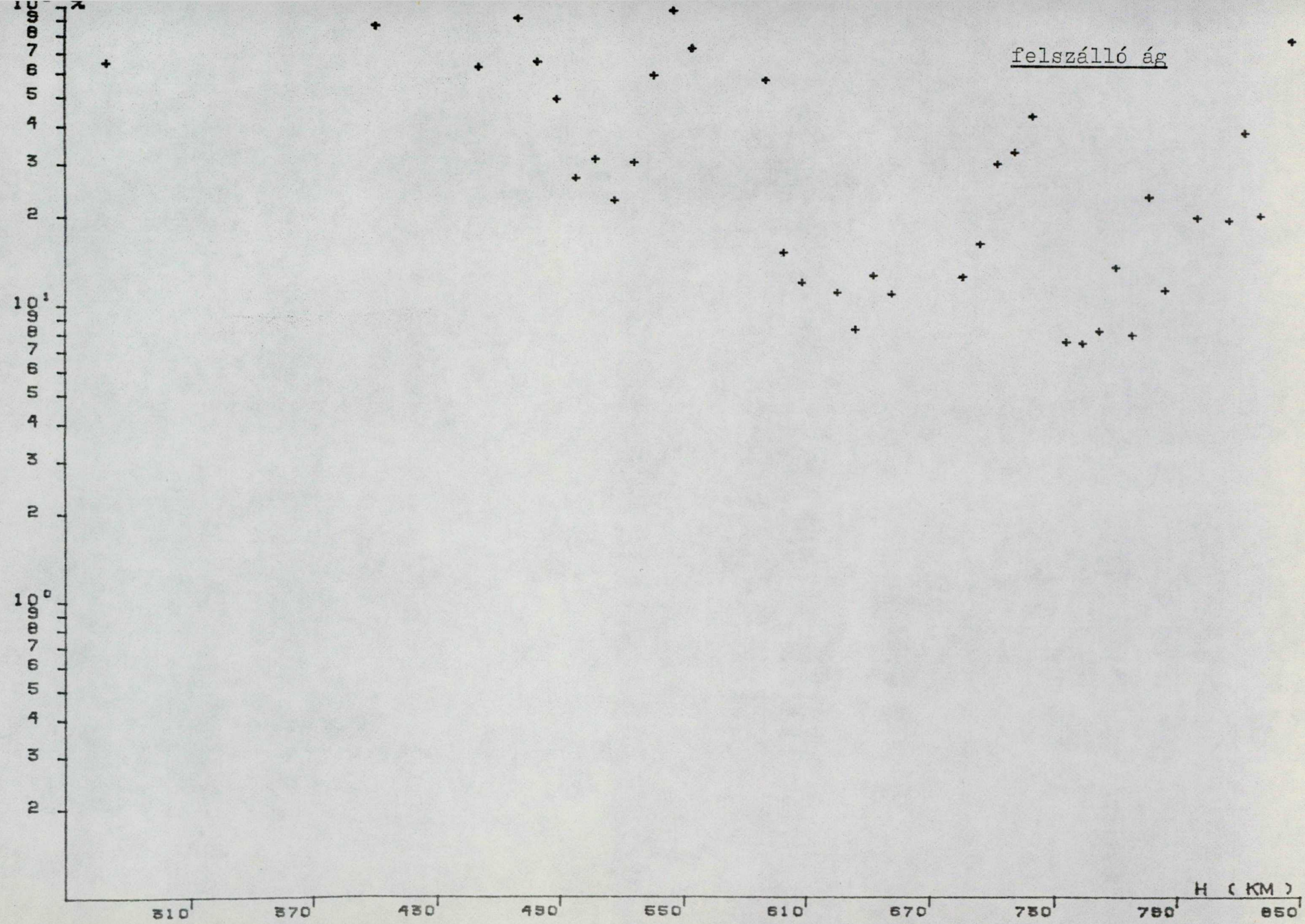
össze, egyrészt az exponenciális tagból, másrészt pedig a hibafüggvényes tagból. Láthatjuk azt is, hogy a

nehezebb ionok a görbe hosszabb szakaszának a "kialakitásában" vesznek részt, mint a könnyebb ionok. Ezért, ha egy sweep lefutási ideje alatt egyenletes a mintavétel, az O^+ ionra nézve a görbe több információt tartalmaz, mint a másik két kisebb tömegszámú H^+ és He^+ ionra.

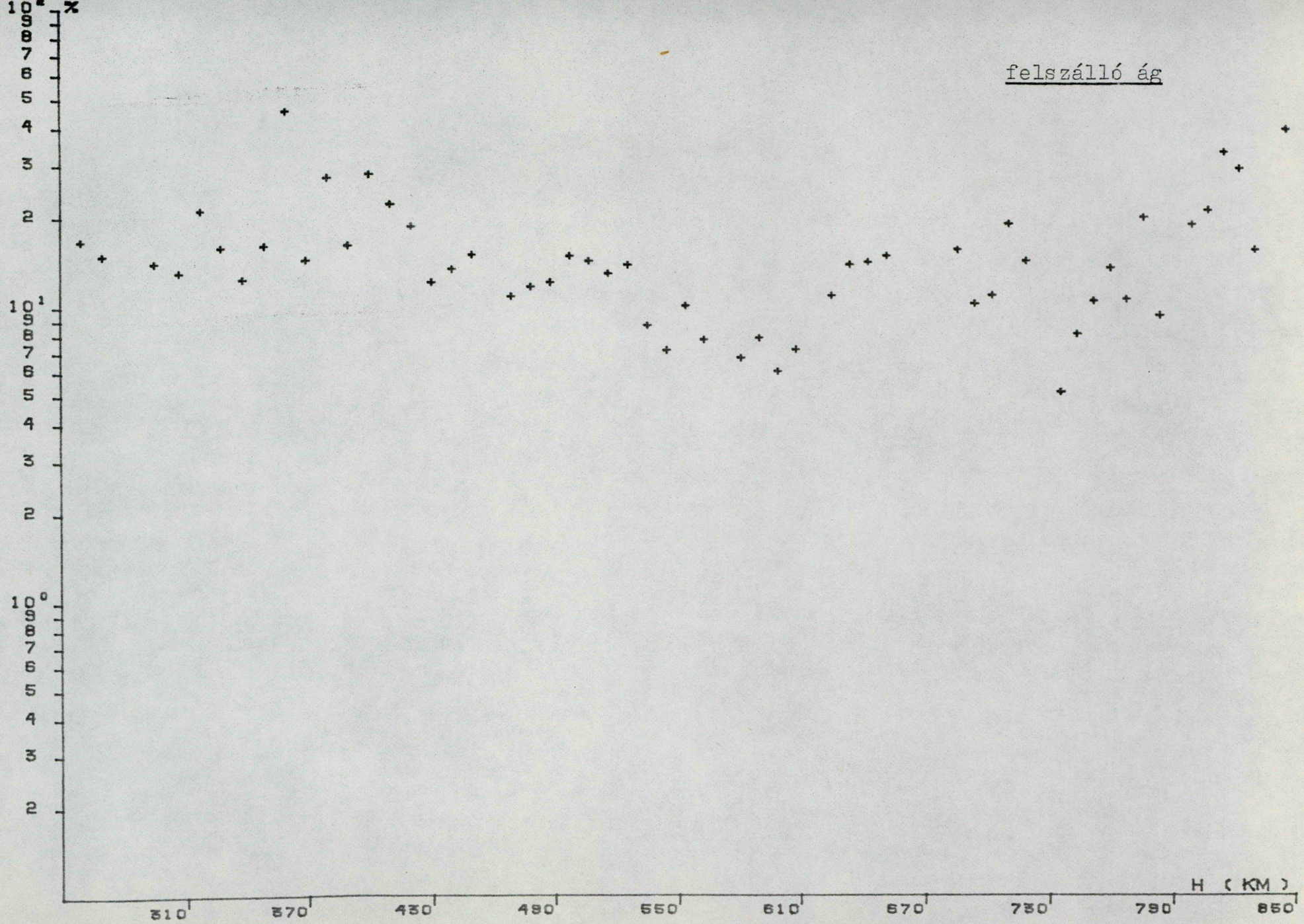
A 42. ábra mutatja a H^+ hibáinak a 43. ábra a He^+ ion hibáinak a változását. Láthatjuk, hogy a He^+ kisebb hibával határozható meg, mint a H^+ ion. Ennek szintén az az oka, hogy a He^+ nagyobb tömegü mint a H^+ ion, igy a görbében "több pont jut rá" mint a H^+ ionra. A fentiekből következik, hogy ideális megoldás az lenne, ha a mintavétel sürüségét a sweep lefutása alatt, a kisebb feszültségü tartományokban megnövelnénk. Ezzel elérhetnénk azt, hogy a különböző tömegszámú ionokra nézve a mérés egyforma mennyiségü információt tartalmazzon.

A leszálló ágban végzett mérések hibái lényegében a felszálló ágéhoz hasonlóan alakultak. A 44. és 45. ábrák mutatják a hőmérséklet hibáinak az alakulását. A két ábránál a következőket lehet megfigyelni. A két tömegből meghatározott hőmérsékletértékek hibája a 340-370 km-es szakaszon megnő /utolsó két pont a 44. ábrán/, mig a három tömegből meghatározott hőmérsékletértékek hibája, a 45. ábra szerint, ebben a magasságintervallumban monoton csökken.

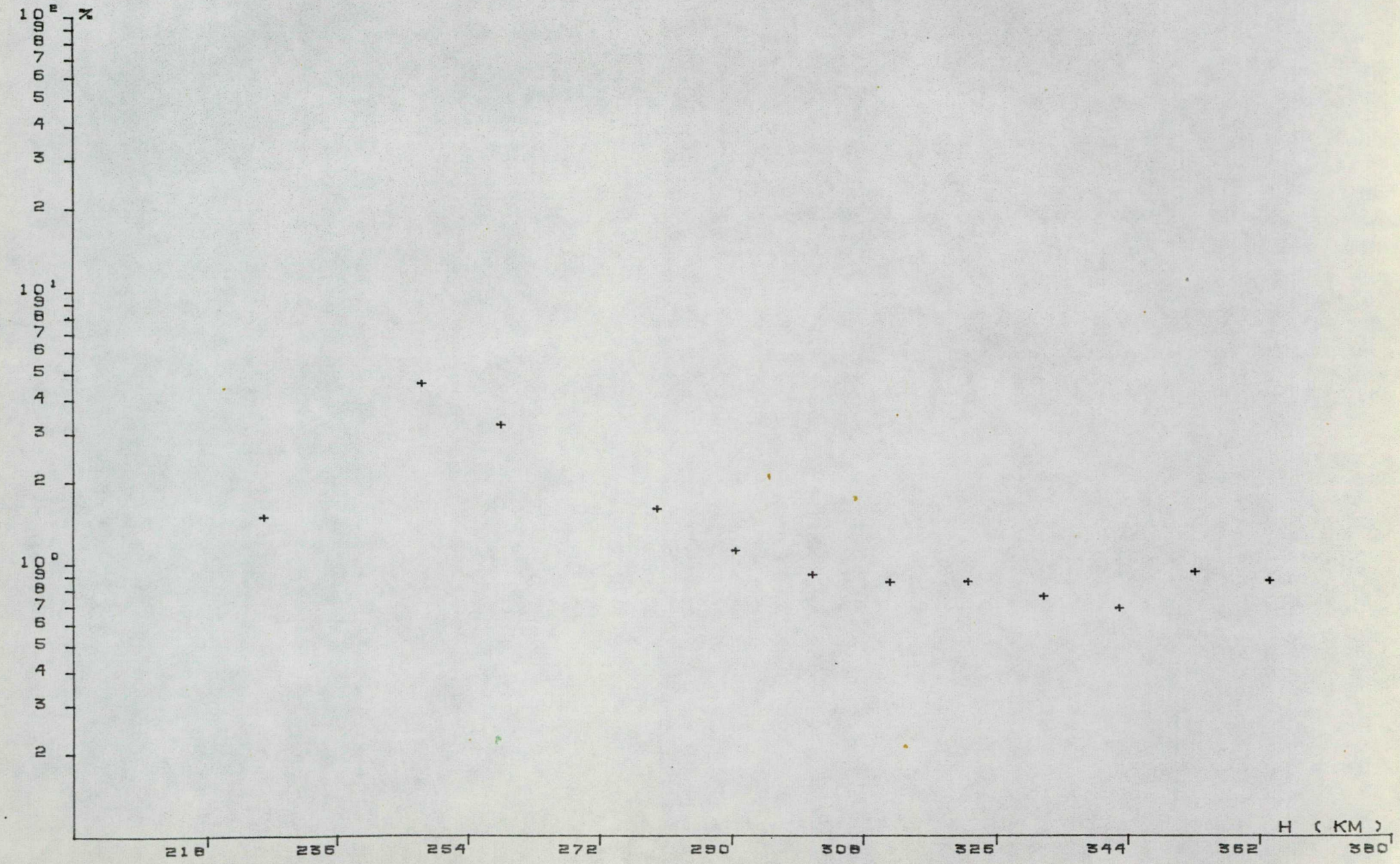
A két tömeggel végzett görbeillesztésnél azért nő meg a szórás, mert az emlitett magasságtartományban



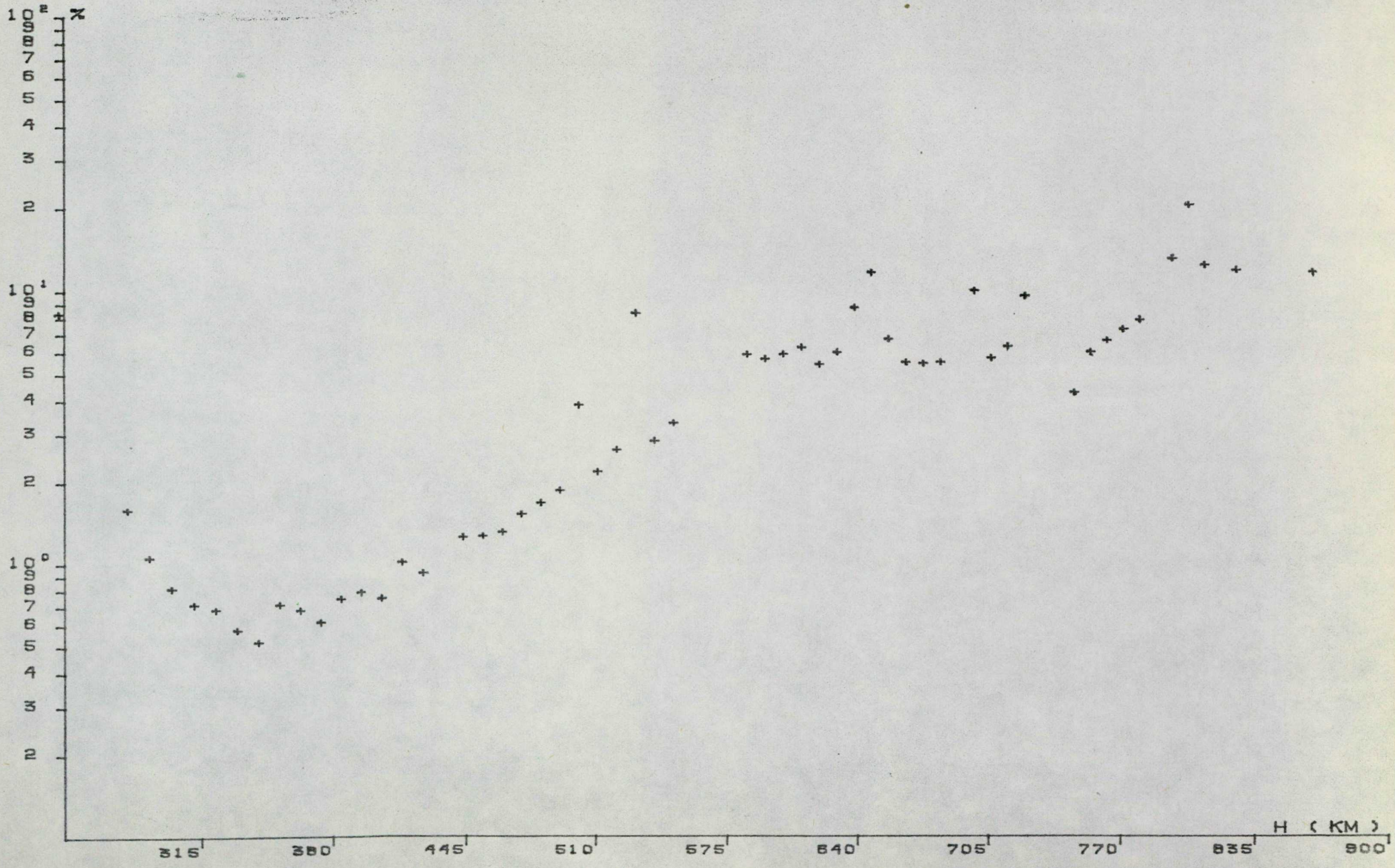
42. ábra Vertikál-10, H^+ ion mérési hibája



43. ábra Vertikál-10, He^+ ion mérési hibája



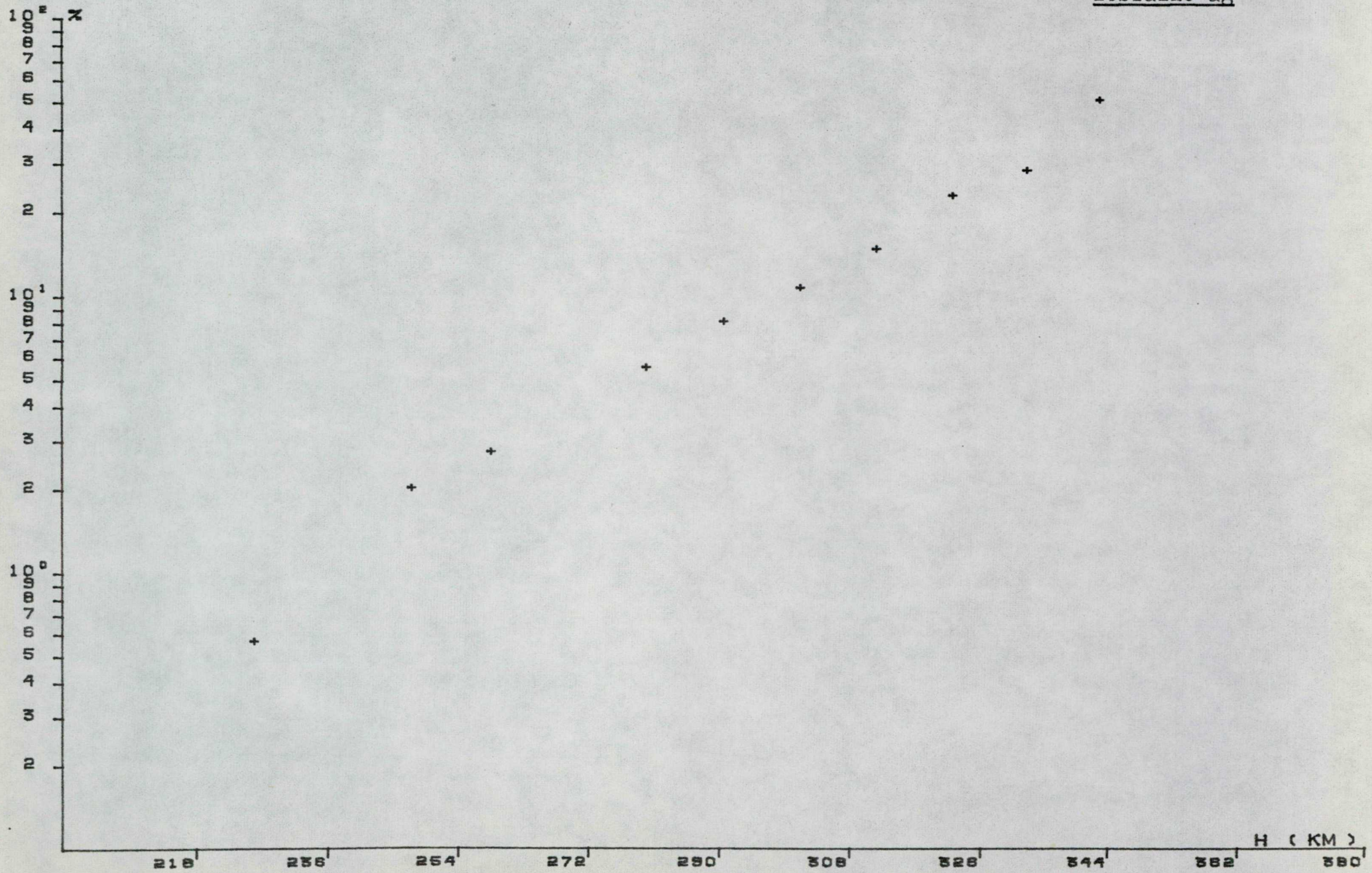
44. ábra Vertikál-10, ionhőmérséklet mérési hibája



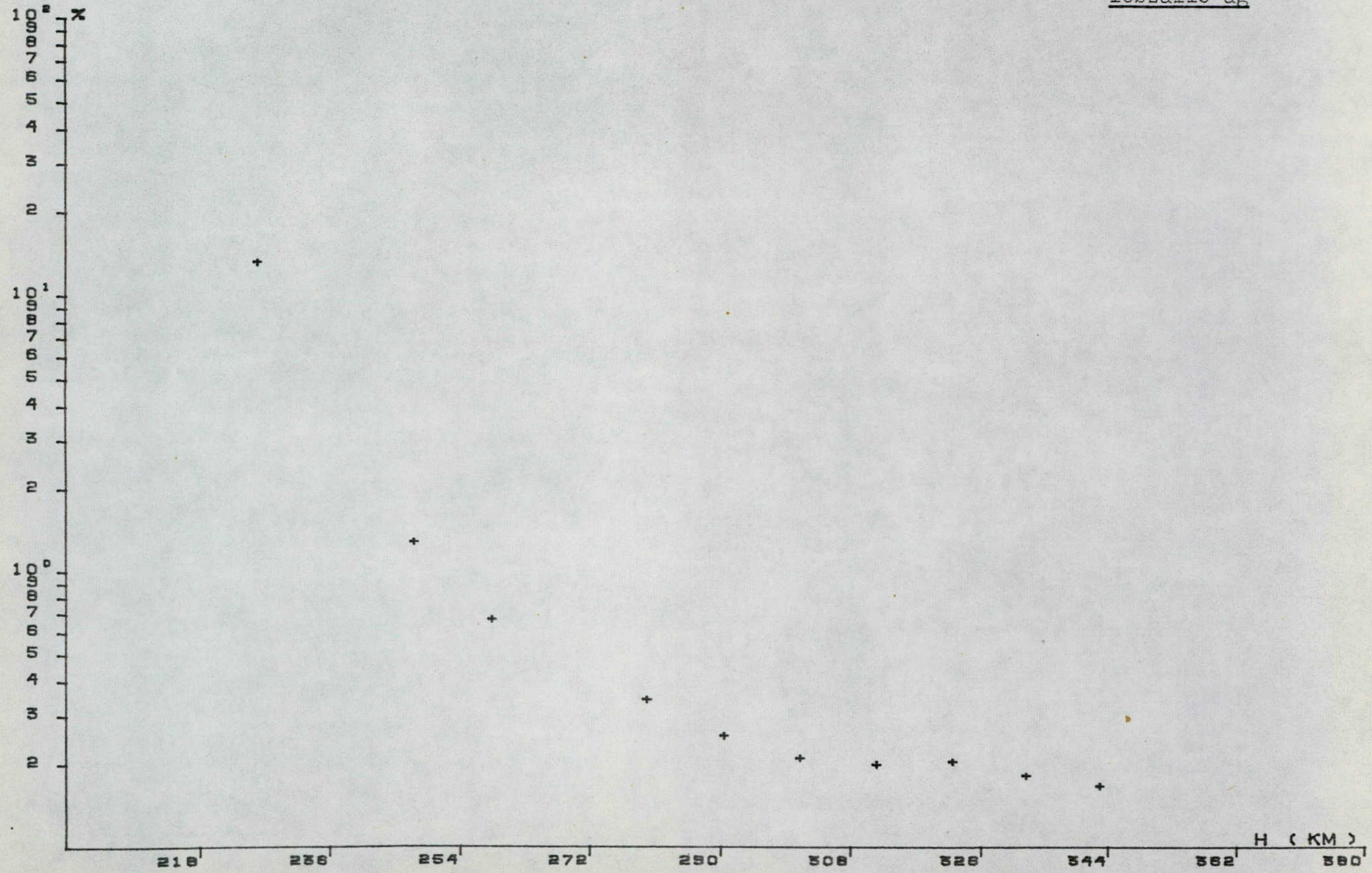
45. ábra Vertikál-10, ionhőmérséklet mérési hibája

az ionoszféra összetételére felállitott, az O^+ és O_2^+, NO^+ ionok jelenlétét feltételező, modellünk már nem érvényes. A 22. ábráról le is olvashatjuk, hogy az O_2^+, NO^+ ionok koncentrációja 340 km magasság felett már nem mutatható ki.

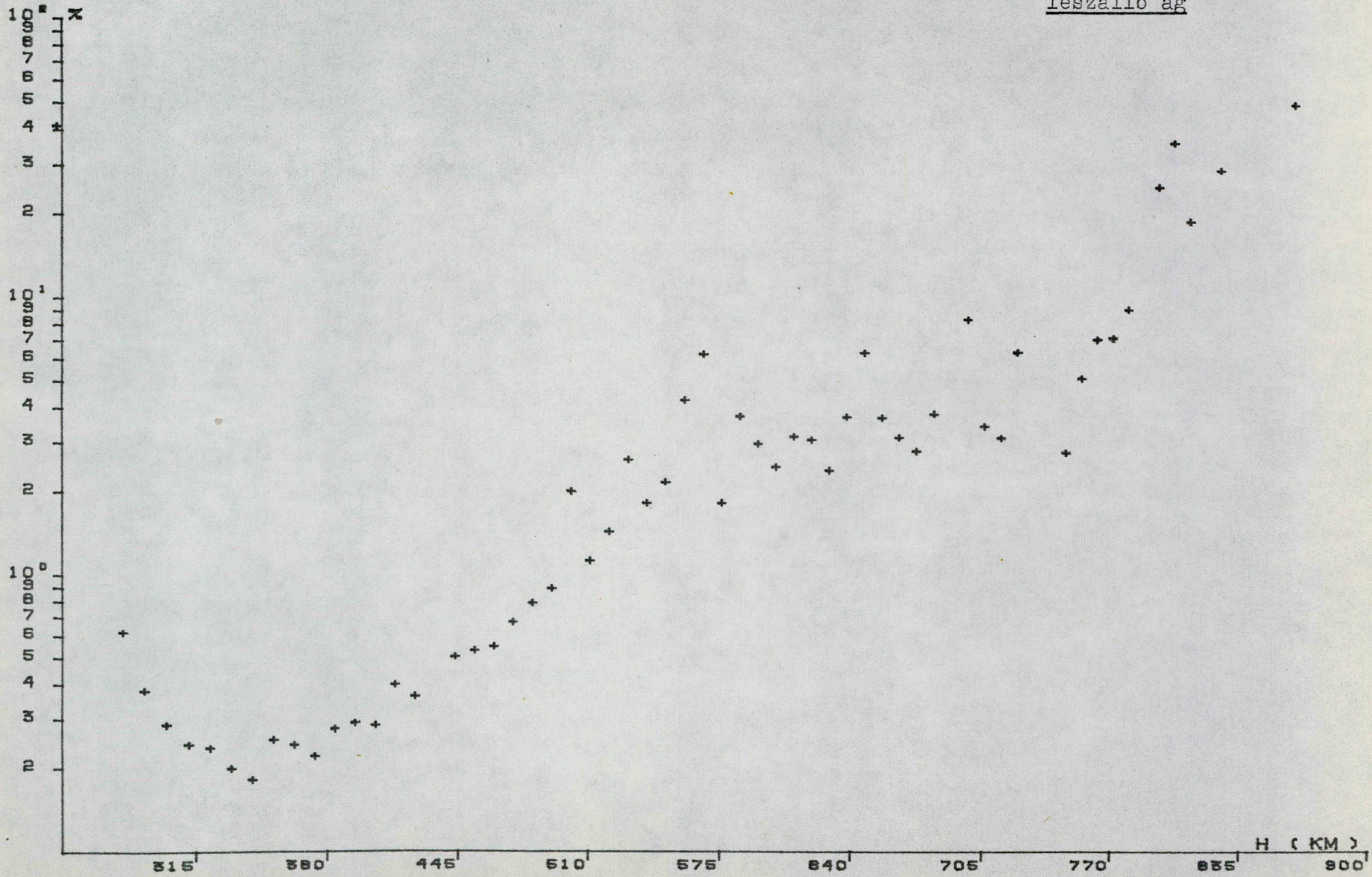
A 46. ábrán láthatjuk az NO^+, O_2^+ hibáját, melynek menete olyan, mint a felszálló ágban. A hiba gyors növekedésének itt is a gyors koncentrációcsökkenés az oka. A 47. és 48. ábra mutatja az O^+ ion hibáinak az alakulását. A görbék menete a felszálló ágéhoz hasonló, lényeges eltérés mincs a két ág között. A 49. ábra mutatja a H^+ ion hibáit. A felszálló ághoz képest a 640-710 km-es magasságtartományban a hiba kissé alacsonyabb, egyébként a görbe többi részében meglehetősen magas. Az 50. ábra a He^+ iont mutatja. A leszálló ágban 570 km környékén a hiba 7 % körül ingadozik. A felszálló ágban a hiba sehol sem csökken le ennyire, viszont a leszálló ágban a hibák jobban ingadoznak, mint a felszálló ágban.



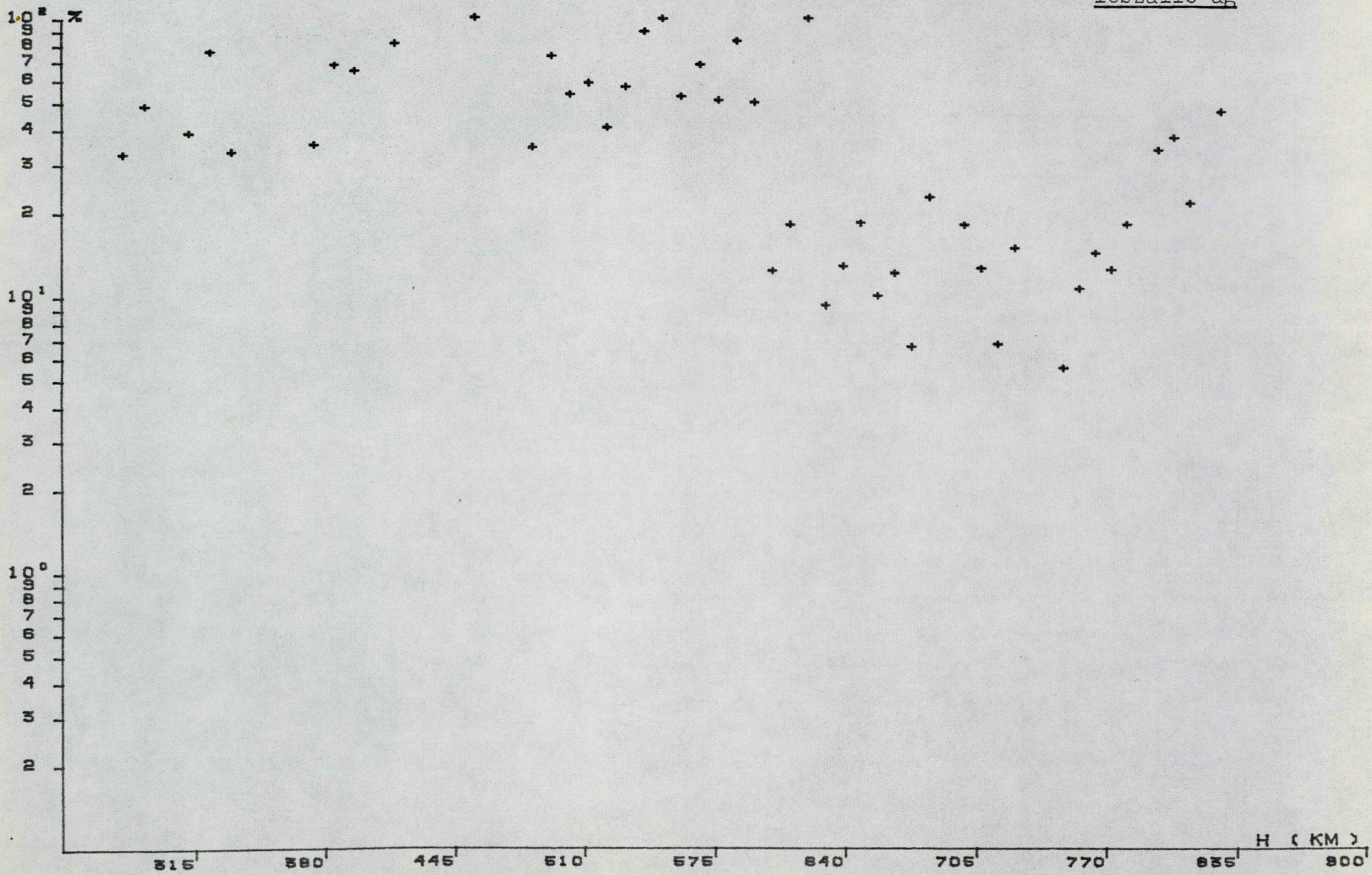
46. ábra Vertikál-10, O_2^+ NO^+ ionok mérési hibája



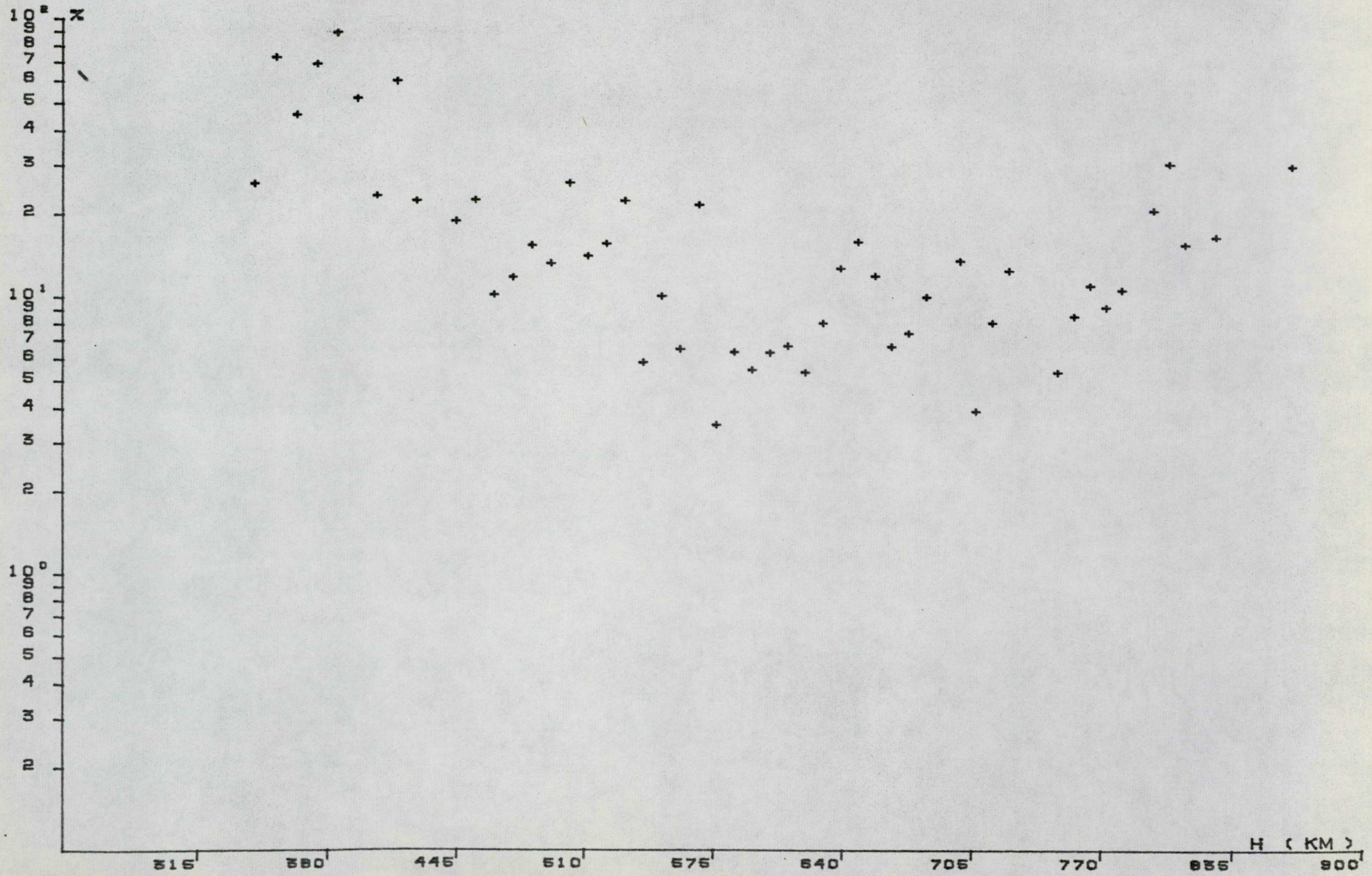
47. ábra Vertikál-10,0^+ ion mérési hibája



48. ábra Vertikál-10,O^+ ion mérési hibája



49. ábra Vertikál-10, H^+ ion mérési hibája



50. ábra Vertikál-10. He^+ ion mérési hibája

ÖSSZEFOGLALÁS

A Vertikál-6 és Vertikál-10 geofizikai rakéták méréseiről összefoglalva a következőket állapithatjuk meg.

A KFKI-ban sikerült olyan pozitiv ionanalizátor elektronikát kifejleszteni, amelynek segitségével rakétákon, vagy műholdakon ionoszféra méréseket lehet végezni.

Intézetünkben pedig kifejlesztettünk egy olyan numerikus feldolgozóprogramot, amelynek a segitségével ezeknek az ionszondáknak a méréseit kiértékelhetjük.

Igy megfelelő hordozóeszközök birtokában - melyek reménhetőleg az Interkozmosz együttmüködés keretein belül a jövőben is rendelkezésre fognak állni - első kézből juthatunk insitu mérési adatokhoz. Az előzőekben már emlitettük, hogy az ilyen mérési adatok mennyire fontos szerepet játszanak az ionoszférakutatás számos területén.

A Vertikál-6 szondái csak kevés információt adtak az ionoszféra állapotáról, de a mérés tapasztalatait mégis jól fel lehetett használni a Vertikál-10 müszereinek a továbbfejlesztéséhez. Mégegyszer szeretnénk hangsúlyozni, hogy a Vertikál-6-on próbálták ki először a hazánkban készitett szondaelektronikát.

A Vertikál-10 szondái már az ionoszférakutatásban jól felhasználható adatokat szolgáltattak az átlagos ionhőmérsékletről és az ionkoncetrációról. Az ötödik

fejezetben ismertetett mérési eredmények alapján megállapithatjuk, hogy a Vertikál-10 pozitiv ionanalizátorai a 220-600 km-es magasságtartományban nagy pontossággal mérték az átlagos ionhőmérsékletet és a nagyobb tömegszámú O^+ és O_2^+ NO^+ ionok koncentrációját. A kisebb tömegszámú H^+ és He^+ ionok koncentrációját csak nagyobb hibával tudtuk meghatározni, de a koncentrációváltozás irányára ezek a görbék is hordoznak felhasználható információt.

600 km-es magasság felett mind a hőmérséklet mind a koncentráció csak nagyobb hibával számolható. 900 km-es magasság felett a szondák méréseit az általunk használt numerikus módszerrel már nem tudtuk kiértékelni. A szonda elektronikus egységének továbbfejlesztésére az előzőekben több javaslatot is tettünk. A javasolt változtatásokkal remélhetőleg a mérések pontossága kevésbé fog függni a magasságtól.

Megemlitettük az általunk használt numerikus módszer néhány fogyatékosságát is. Ezen fogyatékosságok ellenére a nemlineáris legkisebb négyzetek módszere jól alkalmazható a szondamérések kiértékelésére. Ezt mutatja az is, hogy a nemzetközi irodalomban szinte kivétel nélkül ezt a numerikus módszert alkalmazzák.

Hasznos lenne a jövőben esetleg más görbeillesztő numerikus módszereket is kipróbálni. A gradiens módszer alkalmazásával például elkerülhetnénk a linearizáció-

ból adódó megszorításokat. Természetesen egy új numerikus módszer használhatóságát mindig csak gyakorlati próbával dönthetjük el.

IRODALOM

[1] Langmuir, I., Gen. Electr. Rev., 26, 731, 1923

[2] Hock, G., Spenser, N.W. and Dow W.G., I. Geophys. Res., 58, 235, 1953

[3] Грингауз,К.И., Зелекман,М.Х., УФН, 13, 239, 1957

[4] Грингауз,К.И., Безруких,В.В., Озеров,В.Д., Искусственные спутники Земли вып. 6, 63, 1961

[5] Izhmimija, T., Takayana, K. and Aovo, Y., Space Res., 297, 1960

[6] Knudsen, W.S., Spenner, K., Bakke, J. and Novak, V., IEEE Transactions on Geoscience and Rem. Sensing 18/1980/, 54

[7] Medicus, G., J. Appl. Phys. 32/1961/, 2512

[8] Druyvesteyn, M.J., Z. Phys. 64/1930/, 790

[9] Druyvesteyn, M.J. and N. Warmoltz, Phil. Mag. 17/1935/, 1

[10] Kagan, Yu.M. and V.J. Perel, Usp. Fiz. Nauk, USSR 81/1963/, 409 /Engl. transtl.: Soviet Phys. Ups. 6/1964/, 767/

[11] Langmuir, I. and K. Blodgett, Phys. Res. 22/1923/, 317

[12] Johnson, E.O. and L. Malter, Phys. Rev. 76/1949/,1411

[13] Johnson, E.O. and L. Malter, Phys. Rev. 80/1950/, 58

[14] Boyd, R., Proc. Phys. Soc., B 64/1951/, 795

[15] Boyd, R. and N. Twiddy, Proc. Roy. Soc., A250, 53, 1959

[16] Medicus, G., J. Appl. Phys. 33/1962/, 3094

[17] Wrenn, G.L., Proceedings of the IEEE 57/1969/, 1072

[18] Whipple, Jr. E.C., Proc. IRE 47/1959/, 2023

[19] Boggess, R.L., L.H. Brace and N.W. Spencer, J. Geophys. Res. 64/1959/, 1627

[20] Hinteregger, H.E., K. Damon and L.A. Hall, J. Geophys. Res., 64/1959/, 961

[21] Gringauz, K.I., B.N. Gorozhankin, N.M. Shutte and G.L. Gdalevich, Preprint paper, Prepared for 14th Intern. Astronautical Congress. Paris, 1963

[22] Спивак,Г.В., Рейхрудель,Э.М., ЖЭТФ, 6, 8I6, I936; Изв. АН СССР, серия физич., № 4, 479, 1938 Techn. Phys. USSR 5, 715, 1938

[23] Langmuir and Mott Smith, Phys. Rev., 28, 727, 1926

[24] Krandsen, W.C., I. Geophys. Res. 71, 4669, 1966

[25] Hanson, W.B., D.O. McKibin, and G.W. Sharp, I. Geophys. Res. 69, 2747, 1964.

[26] Moss, S.I. and E. Kyman, I. Geophys. Res. 73, 4315, 1968

Köszönetnyilvánitás

Ezuton is szeretnék köszönetet mondani dr. Bencze Pálnak a disszertáció megirásához nyújtott sokoldalú segitségéért, kollégáimnak pedig a hasznos tanácsokért.