

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

E Chvojková

Sledování umělých družic rádiovými metodami

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 3 (1958), No. 6, 708--725

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/138054>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1958

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

SLEDOVÁNÍ UMĚLÝCH DRUŽIC RÁDIOVÝMI METODAMI

E. CHVOJKOVÁ, *Astronomický ústav ČSAV, Praha*

Umělé družice jsou vypouštěny především proto, aby se získalo co nejvíce spolehlivých informací o nejvyšších oblastech naší atmosféry, jejichž dosavadní průzkum byl dosud velmi složitý a často zcela nedostatečný. Přímý průzkum jde jen do malých výšek, nebo je tak nákladný, že ho lze provádět jen ojediněle. Různé variace fyzikálních vlastností vysoké atmosféry s denní a roční dobou, se zeměpisnou polohou nebo se sluneční činností z nich ještě nelze určit. Vždyť letadla dosahují výšek nejvýše něco málo přes 20 km, balony s meteorologickými sondami nepřekročí snad výšku 40 km a výzkum raketami, vystřelenými do výše kolem 200 km nebo výše mohl být jen zřídka uskutečněn.

A je to právě oblast od 60 km výše, která má velký význam pro šíření rádiových vln na dlouhé vzdálenosti. Tato oblast, stručně nazývaná ionosférou, je neustále zkoumána nejrůznějšími nepřímými metodami. Existují miliony naměřených hodnot, jež nám sice daly řadu velmi spolehlivých údajů o určitých důležitých oblastech vysoké atmosféry, mezi oblastmi spolehlivě prozkoumanými však zůstaly prostory, o nichž nebylo známo zcela nic. A jak je nevhodné tvořit teoretické předpoklady v oborech, o nichž nemáme dostatečné experimentální podklady, ukázal právě převrat v názorech na ionosféru po vystřelení první rakety do výšky 180 km.

Avšak ani raketové výstupy nepodávaly zcela dostatečné informace. Jednak většina raket nepřeletěla výšku 180 km a jen ojediněle došlo k vzestupu až do 400 km nebo výše, jednak trvá měření jen velmi krátkou dobu. K tomu, abychom spolehlivě stanovili fyzikální změny, které nastávají ve vysoké atmosféře během 24 hodin, během roku, na různých místech na zemi a při různé sluneční činnosti, k tomu by bylo třeba výstupy raket nescíslněkrát opakovat, což by bylo při nejmenším nákladné.

Všechny nedostatky dosavadního výzkumu vysoké atmosféry byly překonány teprve vypuštěním první umělé družice. Družice se pohybují nejen ve velkých výškách, vlivem excentricity své dráhy však často procházejí i oblastmi dosti nízkými, takže je možno studovat nejrůznější výšky zemské atmosféry nepřetržitě. Sovětské družice kromě toho protínají prakticky všechny zeměpisné šířky kromě oblastí polárních. Přístroje umístěné uvnitř družice tak mohou vysílat úplné informace o fyzikálních vlastnostech vysoké atmosféry.

Výzkum vysoké atmosféry prostřednictvím umělých družic však je možno provádět s úspěchem i bez znalosti klíče, jakým jednotlivé přístroje, umístěné v družici, podávají zprávy o fyzikálních podmínkách v daném bodě atmosféry. Mnoho informací nám podá příjem signálu, který nepřetržitě vysílá umělá družice na předem ohlášeném kmitočtu.

Výzkum spojený s umělými družicemi je tak možno rozdělit do tří základních skupin:

Předně je to optické (hlavně fotografické) sledování polohy umělé družice. O tomto způsobu výzkumu je toho sice nejvíce známo, tento způsob však je užitečný většinou jen k tomu, abychom přesně určili dráhu umělé družice v příštích několika přeletích a tak spolehlivě určili její polohu v příštích dnech. I když je to práce dosti složitá a nesporně užitečná, není tento způsob výzkumu vědecky nijak zvlášť důležitý. Sledování družice optickou cestou je sice nutné,

je však malá pravděpodobnost, že by se tímto směrem mohly získat nějaké převratné vědecké objevy.

Druhým způsobem výzkumu je příjem, dešifrování a zpracování informací, jež vysílají jednotlivé přístroje, umístěné v umělé družici, o stavu vysoké atmosféry (teplota, tlak, hustota, ionisace, meteorické částice, korpuskulární a ultrafialové záření aj.). Protože jak příkaz družici, aby dané informace vysílala, tak i kód, podle něhož lze zprávy dešifrovat, ovládá obvykle jen několik jedinců země, která družici vypustila, je třeba na tento výsledek trpělivě čekat, až vyjde tiskem. Proto ani tento výzkum není vhodný pro státy, které družici samy nevypustily.

Zbývá třetí způsob výzkumu, který do značné míry nahrazuje oba předešlé. Je to sledování umělé družice na rádiových vlnách. Přesto, že je o něm velmi málo známo, přinesl již řadu velmi cenných vědeckých poznatků. Vysílač vysílá trvale na zcela přesné frekvenci, např. na frekvenci 20,005 000 MHz. Dosažitelná přesnost srovnávání frekvence dvou etalonů je řádu 10^{-11} . Vezmeme-li v úvahu, že frekvence signálu družice, vztažená na anténu přijímače, je závislá na čase, a že signál je podložen rušivým pozadím, pak nahlédneme, že okamžitou frekvenci signálu řádu 20 MHz je možno měřit s přesností několika Hz. Přesnost určení frekvence vysílače v družici je pak horší ještě asi o jeden řád. Nastane-li změna frekvence, svědčí to o fyzikálních procesech, které nastávají ještě přímo v satelitu nebo na dráze rádiového paprsku během šíření signálu z družice k zemi. Tím získáme mnohé cenné zkušenosti o stavu vysoké atmosféry v okolí družice nebo pod ní. Zajímavé je, že ze změny frekvence, která se při pohybu družice projevuje jako Dopplerův efekt, lze určit přesně dráhu. Určení dráhy je tak přesné, že úplně postačí k předpovídání průchodu družice v příštích dnech. Při tom je rádiová metoda předpovídání nepoměrně jednodušší, než metoda optická. Samo pozorování pak nezávisí na počasí. Dále odpadá obtíž najít na nebi těžko viditelné tělísko, pozorovatelné nejvýše za soumraku.

Náš článek bude věnován právě tomuto třetímu způsobu výzkumu. Je toho o něm málo známo a přece právě v rádiovém směru bylo již ve světě uděláno mnoho nových, překvapivých vědeckých prací.

Nežli se začneme zabývat vlastním problémem, bylo by snad vhodné se zmínit o vědeckých pracích, vypracovaných u nás v oboru rádiového výzkumu umělých družic, které bohužel nevyšly ve vědeckém světě ve známost. Nebudu je zde popisovat, protože o svých nepublikovaných pracích má právo referovat jen autor. Je třeba na ně však aspoň v našem tisku dodatečně upozornit.

Jde především o metodu, jak z Dopplerova efektu, naměřeného na rádiových vlnách, rychle určit dráhu družice a tak určit polohu při dalších průchodech. Tato metoda, vypracovaná (v Astronomickém ústavu ČSAV) dr. Šternberkem téměř ihned po vypuštění první sovětské družice a snad i některé výsledky, získané inž. Tolmanem z Ústavu radiotechniky a elektroniky ČSAV, přišly o prioritu, jak se zdá, osudnou shodou okolností. Metoda výpočtu dráhy umělé družice z Dopplerova efektu byla vypracována téměř ihned po vypuštění první sovětské družice 1957. Aby byly experimentálně získané hodnoty co nejpřesnější, byla po několik málo dní vhodně upravována aparatura, na níž se měřilo ze začátku. Jakmile byla aparatura v činnosti, byla provedena sice ještě řada měření, krátce na to však družice 1957 přestala vysílat. Měření, provedená ze začátku a na konci, dávala sice již spolehlivé výsledky, autor však váhal je publikovat, když se na nebi objevila druhá sovětská družice 1957 a naskytila

se tak možnost získat úplnou serii pozorování. Rozhodl se nejprve získat tuto souvislou řadu měření, aby byly výsledky co nejdokonalejší. Tím se však připravil o prioritu.

O dalších pracích, týkajících se rádiového sledování umělých družic, pokud byly uskutečněny u nás, je stručná zmínka v dalším textu, hlavně v kapitolách 1 a 4 a v seznamu literatury na konci článku. Jsou to jen práce publikované, nebo měření provedená přesnými metodami, s nepřetržitou řadou měření.

Prvá kapitola tohoto článku je věnována experimentálním výsledkům, získaným při rádiovém sledování umělých družic, hlavně pak změnám frekvence, jež nejsou ovlivňovány ionosférou, nebo jen velmi nepatrně. Čtvrtá kapitola se pak zabývá vlivem ionosféry na rádiový paprsek přicházející z družice a otázkou, jak naopak z naměřených hodnot získat informace o ionisaci ve vysoké atmosféře. Aby byl problém, řešený v kapitole 4 jasný, předchází mu dvě kapitoly o fyzikální podstatě šíření rádiových vln v ionisovaném prostředí a o fyzikální podstatě ionosféry.

1. Odchytky přijímaného kmitočtu od kmitočtu standardního, vysílaného umělou družicí

Rozlišujeme dva druhy změn frekvence, které mohou nastat při příjmu signálu z umělé družice. Jednak změny frekvence, způsobené polohou nebo pohybem umělé družice, jednak změny, které signál podstupuje při průchodu ionosférou. Také změny intenzity příjmu budou z velké části spadat do druhé skupiny.

Věnujme pozornost zatím jen prvé skupině. Jde zatím snad jen o dva podstatné, důležité zjevy.

Předně je to teplota vysílače, která musí být pokud možno udržována na konstantní hodnotě. Změna teploty vyvolá velmi nepatrnou změnu frekvence, která ovšem se přesnými měřicími přístroji dá zjistit.

Mnohem výraznější a pro praxi velmi důležitou je změna frekvence z Dopplerova principu.

Pokud by někde v prostoru byl příjem signálu neproměnný, znamenalo by to, že se družice pohybuje po kružnici a že pozorovatel je na přímce procházející středem, kolmé k rovině dráhy. Pokud družice obíhá několik set km nad zemským povrchem, bude pozorovatel na povrchu Země většinou velmi excentricky umístěn vůči dráze družice a Dopplerův efekt bude při průchodu v blízkosti zenitu velmi výrazný.

Přesné měření Dopplerova posuvu se provádí obvykle tím, že se signál družice na vstupu přijímače směšuje s pomocnou frekvencí standardního oscilátoru, čímž se frekvence signálu transponuje do akustického pásma. Tato transponovaná frekvence se pak na výstupu z přijímače srovnává jednak oscilografem (přejdou-li Lissajousovy obrazce v elipsu), jednak sluchem s frekvencí tónového generátoru tak, aby obě frekvence byly stejné. Registrace frekvence tónového generátoru v závislosti na čase pak dává křivky typu naznačeného na obr. 1, z nichž frekvenci přijímané vlny určíme velmi přesně.

Bude-li dráha družice málo vzdálena od zenitu, bude spád křivky prudký, zatím co při vzdálených přeletech bude pozvolný. Na první pohled však není samozřejmé, že každá „dopplerovská křivka“ (obr. 1) odpovídá jen jedné křivce balistické, po níž se družice kolem Země pohybuje. Tím je možno z jediné registrace křivky typu z obr. 1 aspoň hrubě určit všech 6 parametrů, potřebných k přesnému určení dráhy družice a k předpovídání jejích přístích pře-

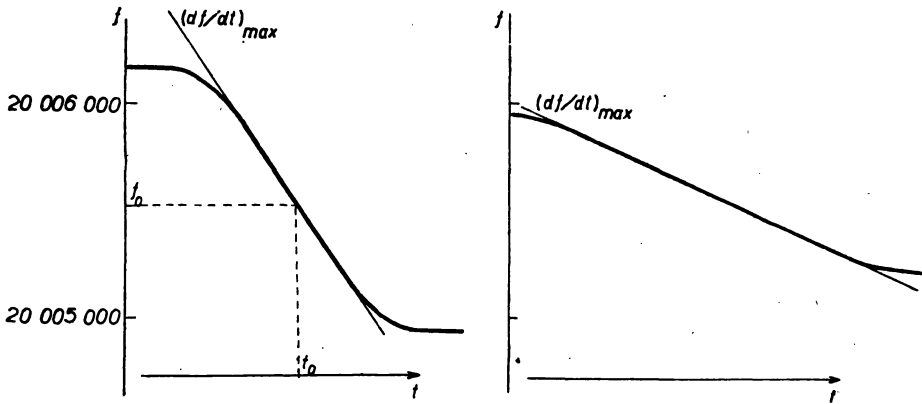
chodů. Výpočet je rychlejší než určování drah optickými metodami a krom toho je možno na rádiových vlnách při kterémkoli přechodu získat další dopplerovskou křivku, zatím co optické sledování je i při příznivém počasí obtížné pro malou jasnost svítícího tělíska a optické sledování je možno opakovat nejvýše dvakrát denně, kolem soumraku.

Z dopplerovské křivky určíme lehkou dvě důležité veličiny: vzdálenost d_{\min} v okamžiku největšího přiblížení družice a rychlost, jakou se pohybuje po dráze (v). Určíme je z rovnice

$$d_{\min} = \frac{f_0 \cdot v^2}{c \cdot (df/dt)_{\max}}$$

a z běžného Dopplerova vztahu

$$\frac{f}{f_0} = \frac{c + v_{\text{rad}}}{c} \quad \text{neboli z} \quad f - f_0 = \frac{f_0 \cdot v \cdot \cos \Phi}{c},$$



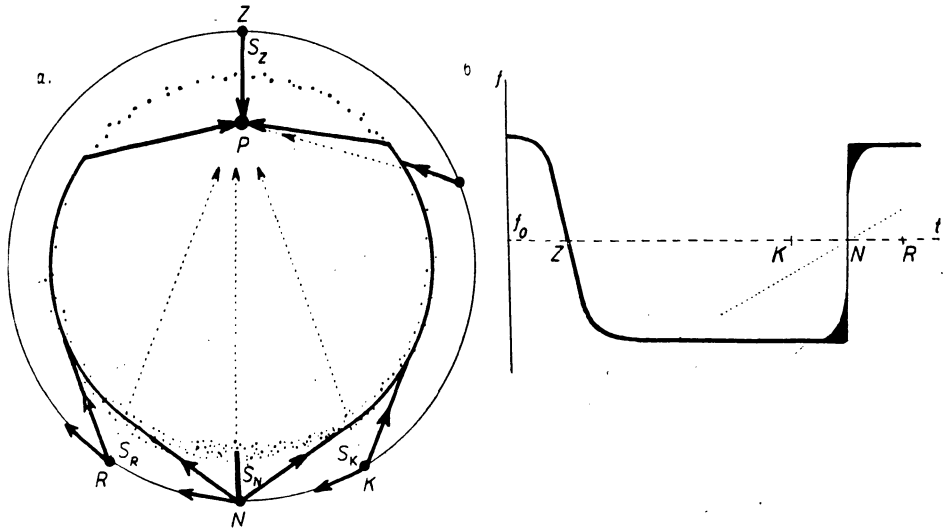
Obr. 1. Změna frekvence s časem, vyvolaná Dopplerovým efektem. Vlevo blízký přechod, vpravo vzdálený přechod.

kde f je frekvence přijímané vlny (zaregistrovaná v různé okamžiky v dopplerovské křivce), f_0 je vysílaná frekvence, přijímaná v okamžiku t_0 , kdy je družice nejbliž pozorovateli (takže odchylka frekvence přijímané od vysílané, ovlivněna jindy Dopplerovým efektem, je rovna nule), c je rychlost světla, v je prostorová rychlost satelitu, v_{rad} její radikální složka a Φ je úhel mezi drahou družice a spojnicí družice-přijímač. Spád křivky v různých časových okamžicích je označen df/dt a označení $(df/dt)_{\max}$ udává směrnici dopplerovské křivky (obr. 1) v místě největšího spádu, tj. v okamžiku největšího přiblížení (t_0). Tuto směrnici $(df/dt)_{\max}$ lze obvykle z dopplerovských diagramů určit s neobvyklou přesností. Ze synodického oběhu určíme lehkou i siderický oběh.

Při propočítávání přesné dráhy umělé družice z Dopplerova efektu obvykle autoři vyjadřují obavu, zda přijímaná frekvence není přece jen částečně ovlivněna tím, že signál prochází ionosférou. Podle výpočtů, naznačených v kapitole 4, tato obava není zcela bezpředmětná, i když výpočty ukázaly, že ve velké většině případů lze při Dopplerově efektu vliv ionosféry zanedbat úplně. Ve velké většině případů — ne vždy.

Ukažme na modelu případ, kdy se skutečný Dopplerův posuv, zachycený např. ve viditelném spektru (což je ekvivalentní Dopplerovu efektu na rádiových vlnách, pokud by nebyla ionosféra), podstatně liší od Dopplerova efektu, zachyceného na rádiových vlnách.

Představme si, (viz obr. 2a), že existuje jen ionosféra, pozorovatel a umělá družice která se pohybuje po kruhové dráze nad ionosférou; ionosféra o kulovém tvaru nechtě zůstává nezměněná, pouze v místě N , nejvzdálenějším od pozorovatele P (excentricky umístěného), budiž hustota elektronů dostatečně vysoká, aby rádiový signál z umělé družice již nemohl v tomto místě ionosférou proniknout. Dosud se náš model příliš neliší od skutečnosti. Pouze Zemi, jejíž neprostupnost dalším úvahám překáží, si odmysleme.



Obr. 2a. Dopplerův efekt od protinožců. b) skutečný (tečkovaně) a rádiový (plně).

Jak se bude jevit celá dopplerovská křivka na rádiových vlnách (v obr. 2b vyznačeno plně) a ve viditelném spektru (tečkovaně)? Pokud bude družice v blízkosti pozorovatelova „zenitu“ Z , budou rádiové i viditelné paprsky postupovat od družice k pozorovateli po prakticky totožných drahách. (Dráha viditelného paprsku od družice k pozorovateli bude v obr. 2a vyznačována rovněž tečkovaně, právě tak jako dráha, po níž se šíří rádiový paprsek ze satelitu S k pozorovateli P je vyznačována plně.)

V dosti značném okolí zenitu, většinou až k pozorovatelovu „obzoru“, nebude na dopplerovském diagramu (obr. 2b) patrný rozdíl mezi plnou čarou a tečkovanou; Dopplerův efekt bude stejně probíhat bez ohledu na to, zda ionosféra mezi P a S je nebo není. (Není-li ionosféra přítomna, šíří se rádiový paprsek vždy jako paprsek světelný.)

Jinak tomu bude, dostane-li se družice na své dráze do blízkosti pozorovatelova nadiru N , tj. do nejvzdálenějšího bodu od pozorovatele.

Sledujme dráhu rádiového a viditelného paprsku, přicházejícího ze satelitu S k pozorovateli P , bude-li satelit v blízkosti bodu N . Zvolme na dráze družice

dva body souměrně položené k N , jež nejsou od N příliš vzdáleny, a označme je K a R .

Během pohybu družice od K přes N do R bude vzdálenost SP (tečkovaná) téměř neproměnná. To znamená, že se na viditelných vlnách v dopplerovské křivce (2b tečkovaně) bude $f - f_0$ stále zmenšovat, a v bodě N bude tento rozdíl nulový. Frekvence bude v bodě největší vzdálenosti stejná, jako v bodě pozorovateli nejbližším. Jak by během jednoho oběhu vypadala dopplerovská křivka na rádiových vlnách, kdyby mezi drahou družice a pozorovatelem nebyla ionosféra, ukazuje táž tečkovaná křivka obr. 2b. Plně vytažená křivka na obr. 2b však ukazuje dopplerovskou křivku na rádiových vlnách za přítomnosti ionosféry mezi družicí a pozorovatelem podle našeho modelu. Průběh plně vytažené křivky obr. 2b teď jen stručně vysvětlíme z procesů, které doprovázejí šíření rádiových vln ionisovanými vrstvami, a které podrobněji vysvětlíme až v kapitolách 2 a 4.

Jak se zmíníme v kapitole 4, mohou se rádiové vlny za určitých okolností šířit po velmi dlouhé dráze stále podél ionisované vrstvy, až třeba na druhou stranu zeměkoule. (Viz obr. 2a plně vytažené dráhy paprsků.) Nejpříhodnější podmínky k tomu nastávají právě tehdy, bude-li pod zdrojem rádiového signálu ionosféra více ionisovaná než nad pozorovatelem. To je u našeho modelu splněno. V kapitole 2 se však budeme zabývat problémem nejvyšší možné elektronové hustoty v ionosféře, při které ještě rádiový signál může ionosférou proniknout. Je-li tato maximální dovolená elektronová hustota ve vrstvě překročena, rádiový signál již nemůže v tomto prostoru ionosférou projít.

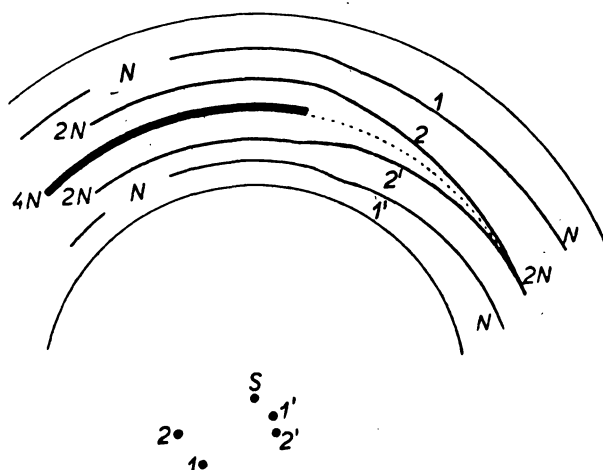
Když jsme definovali náš model, řekli jsme, že v prostoru kolem N (tedy v prostoru od K do R) je elektronová hustota dostatečně hustá, aby rádiový signál nemohl proniknout ze satelitu S k pozorovateli P přímo. Nejkratší možné dráhy rádiových paprsků od S k P jsou vyznačeny v obr. 2a plnými čarami.

Pokud nebude útlum rádiové vlny v ionosféře příliš velký, je možné, že uslyšíme signál z umělé družice, který se k nám bude šířit až z druhé strany zeměkoule po drahách vyznačených v obr. 2a plně. To znamená ovšem, pokud se bude družice od nás pohybovat ve směru $K-N$, budeme přijímat její signál na konstantní frekvenci, dosti hluboko pod f_0 (protože se satelit od nás bude vzdalovat a dráha, po níž se signál dostane z S do P se bude zcela rovnoměrně prodlužovat). Budeme sledovat signál družice tedy na konstantní frekvenci $f_K < f_0$. Přejde-li však družice přes nadir N k souměrně položenému bodu R , zkracuje se dráha paprsku stejnou měrou, jakou se dříve prodlužovala, takže budeme přijímat signál z umělé družice nejsilněji na frekvenci f_R , která bude o tolik vyšší než f_0 , oč byla frekvence f_K před tím pod f_0 . V prostoru $K-N$ tedy přijímáme nejintenzivněji na konstantní frekvenci $f_K < f_0$ a v prostoru $N-R$ na konstantní frekvenci $f_R > f_0$. Zajímavý je proto příjem signálu, je-li satelit S přímo v nadiru N . Pak jsou dráhy rádiových paprsků, obíhajících ionosférou po kterékoli hlavní kružnici stejně dlouhé, takže slyšíme signál z umělé družice stejně intenzivně v celém spektrálním pásmu mezi frekvencemi f_K až f_R .

Jakmile je družice mimo N , převládne již jen frekvence f_K nebo f_R , zatím co na ostatních frekvencích síla příjmu rychle klesne pod slyšitelnou mez; dráhy signálu přes okolí bodu N jsou totiž vyloučeny, protože u N je maximum elektronové hustoty a místo ohybu signálu podél ionosféry by tam nastal odraz paprsku zpět do meziplanetárního prostoru (viz obr. 3).

Na našem umělém modelu vidíme, že pro polohu družice v těsném okolí nadiru N , kde bez ionosféry by pohyb družice neměl vyvolávat žádný dopplerovský posuv frekvence, může ionosféra vyvolat změnu frekvence skoro stejnou, jakou naměří pozorovatel během několika minut, kdy satelit projde kolem zenitu. Tento rozdíl frekvencí, který je velmi značný, může nastat naráz. Z toho je patrné, že ani u Dopplerova posuvu nesmíme vliv ionosféry zcela zanedbat, ač ve většině případů to je možné.

Kromě popsaných změn frekvence vůči standardnímu kmitočtu družice pozorujeme při příjmu signálu ještě řadu dalších zjevů, které mohou přispět k poznání mnohých fyzikálních vlastností ionosféry. I u nás řada pracovišť získala cenný pozorovací materiál.



Obr. 3. Ani kulová ionosféra všude stejně tlustá, s maximem elektronové hustoty stále na téže kouli, nemusí mít středy křivostí hladin o stejné elektronové hustotě v témž bodě. Vlevo je v maximum vrstva dvakrát hustší než v maximum vpravo. Kružnice, odpovídající téže elektronové hustotě, jsou vlevo soustředěné s povrchem Země; vpravo, kde nastává změna elektronové hustoty, jsou středy křivosti těchto ploch stejné elektronové hustoty různě rozloženy. Pro výpočet je třeba rozdělit celou vrstvu na řadu menších o přibližně stejném zakřivení.

Pravidelné záznamy o časech, kdy byl zachycen první a poslední signál a kdy bylo maximum intenzity, dále záznamy o kolísání intenzity aj. jsou — pokud mi je známo — u čtyř pracovišť [1], [2], [3] a [4]. Přesnými metodami byl měřen Dopplerův efekt především v časovém oddělení Astronomického ústavu [1] (kde byl zachycen snad poprvé na světě, ještě během prvního dne existence umělé družice); a krátce potom i v Geofyzikálním ústavě [3]. Cenným přínosem byla i rychlá a ochotná spolupráce odborníků z jiných pracovišť v otázkách přístrojových úprav a odborného zpracování některého materiálu [5].

Kromě zmíněného zkoumání Dopplerova efektu je možno zkušenosti získané sledováním umělé družice na rádiových vlnách stručně shrnout asi takto:

Běžně lze na 40 MHz sledovat signál umělé družice delší dobu než na 20 MHz. Bylo to však naopak spíše na 20 MHz, kde byl zachycen signál družice, když byla družice ještě nad Jižní Amerikou. Jiným poznatkem je, že začátek a konec

příjmu není souměrný k okamžiku největšího přiblížení. Začátek a zánik příjmu bývá většinou okamžitý, někdy však byl velmi pozvolný. Obvykle intenzita příjmu spojitě vzrůstala do maxima, někdy však byly pozorovány silné výkyvy v intenzitě příjmu. Při některém průchodu se intenzita příjmu značně lišila od jiného průchodu, který byl stejně vzdálen od zenitu, jako prvý. Byly naměřeny úniky (fading) s několika pravidelnými frekvencemi (dlouhodobé — asi po 5 sekundách — jsou stejné jak na 20 MHz tak na 40 MHz, takže jsou zřejmě působeny uvnitř družice, např. rotací satelitu; krátkodobé jsou určité vyvolány ionosférou).

Z těchto všech údajů lze získávat zkušenosti o elektronové hustotě, jejím rozložení a maximu podél rádiového paprsku, o množství elektronů ve svislém sloupci jednotkové základny, o proudech v ionosféře, o turbulenci, o kolísání elektrické hustoty aj.

K vysvětlení těchto zjevů a k ujasnění, jak jich lze využít k výzkumu ionosféry (kap. 4), je třeba si uvědomit základní procesy, jimiž se řídí šíření rádiových vln v ionizovaných vrstvách.

2. Vliv ionizovaného prostředí na rádiový signál

Rádiové vlny, právě tak jako vlny světelné, nebo kterékoli jiné vlny elektromagnetické, se šíří ve vakuu přímočaře rychlostí světla. Jakmile však přejde rádiová vlna do ionizovaného prostředí, dráha paprsku se zakřivuje tím více „od kolmice“, čím je elektronová hustota větší a také rychlost šíření se stále více snižuje pod rychlost světla. To má řadu dalších praktických důsledků.

Sledujeme-li umělou družici rádiovými metodami, zdá se nám, že je umělá družice ve větší vzdálenosti a blíže zenitu, než je tomu ve skutečnosti. Optická dráha není totožná s drahou rádiového paprsku a ani rychlost, jakou se rádiová vlna šíří, se neshoduje s rychlostí světla; pak ovšem Dopplerův efekt, určený na rádiových vlnách, nemusí spolehlivě určovat rychlost a polohu družice. Zda je možno u Dopplerova efektu vliv ionosféry zcela zanedbat, nebo zda je třeba k vypočteným hodnotám připojit korekci na ionosféru, prodiskutujeme až v kapitole 4.

Nejprve si totiž musíme uvědomit základní zásady a zákonitosti, jakými se rádiové vlny šíří.

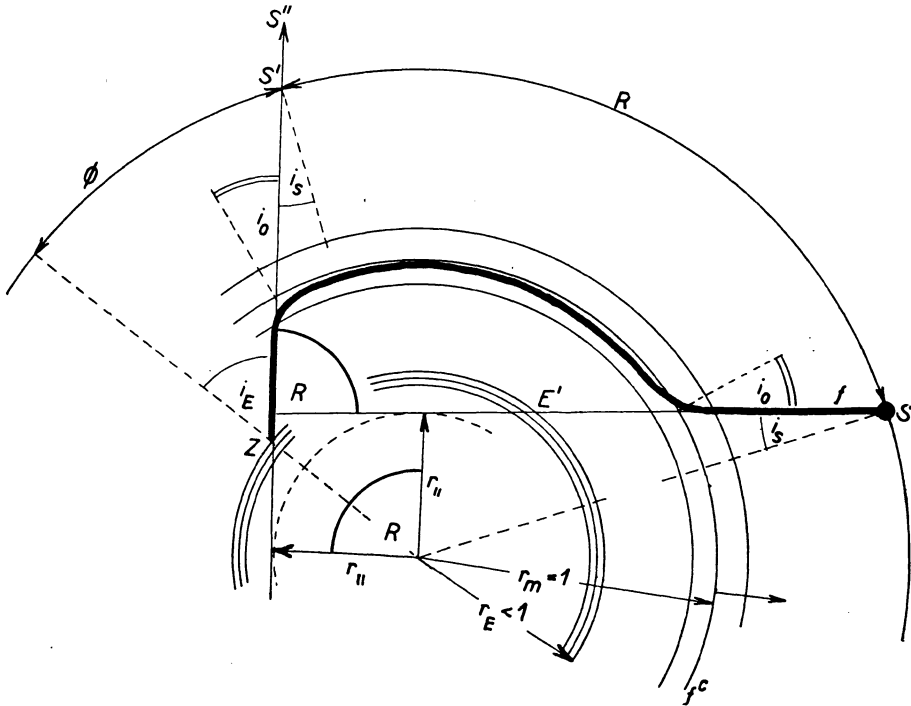
Především je třeba zopakovat, proč se rádiové vlny v ionizovaném prostředí nešíří přímočaře a proč se zpoužďují.

Tento fakt si celkem velmi elementárně ujasňujeme z korpuskulárního pojetí elektromagnetických vln.

Jakmile rádiové kvantum hf , vysílané vysílačem do prostoru, zasáhne volný elektron, rozkmitá ho v rytmu a směru elektrické složky. Elektromagnetické kvantum se pohltilo a jeho energie hf přešla v kinetickou energii elektronu. Elektron tu má jakousi funkci přijímače. Kmitající elektron však je zároveň i vysílačem vlny téhož kmitočtu, v němž nabitá částice sama kmitá. Elektromagnetické kvantum, elektronem dočasně pohlcené, se dostává znovu do prostoru s toutéž frekvencí, jen s nepatrným fázovým zpožděním. Vlna procházející kolem kmitajícího elektronu interferuje s vlnou, kterou elektron přechodně pohltil a znovu vyslal. Směr šíření se tím nepatrně mění. Čím více elektronů, tím větší změna v rychlosti i ve směru šíření.

Protože by bylo velmi složité propočítávat plochy o stejné fázi, zavádíme pojem paprsku. Tím si v podstatě všímáme šíření rádiových vln vysílaných do velmi malého prostorového úhlu, který necháme konvergovat k nule.

Máme tedy rádiový paprsek a ionisované prostředí, jehož elektronová hustota se spojitě mění. K plochám téže elektronové hustoty lze však vždy najít střed a poloměr křivosti r .



Obr. 4. Šíření rádiových vln kulově souměrnou vrstvou. Schematické znázornění, z něhož vyplývá smysl použitých symbolů.

Směr paprsku v nehomogenním prostředí je dán Snellovým vzorcem $n \cdot \sin i = \text{konst}$, kde n je index lomu a i úhel dopadu paprsku na rozhraní mezi dvěma prostředími o různém indexu lomu. Ionosféra obklopující Zemi však má plochy o stejném indexu lomu kulového tvaru, a Snellův vzorec pro kulové prostředí lze psát ve tvaru

$$n \cdot r \cdot \sin i = n_k r_k \sin i_k = \text{konst}; \quad (1)$$

r je tu poloměr křivosti hladiny o daném indexu lomu n . Součin indexu lomu, poloměru křivosti a sinu úhlu dopadu je pro kterýkoli bod na dráze téhož paprsku vždy konstantní, pokud paprsek prochází vrstvou aspoň přibližně kulového tvaru (obr. 4).

Index lomu n se však v ionosféře spojitě mění s výškou a tím i s r , protože n závisí jak na frekvenci vysílané vlny, tak i na hustotě elektronů N . Proto také místo elektronové hustoty N často zavádíme pojem ekvivalentní frek-

vence f_N . Pak můžeme index lomu kterékoli hladiny v ionosféře vyjádřit vzorcem

$$n = \sqrt{1 - \left(\frac{f^c}{f}\right)^2 \cdot \frac{N(r)}{N_m}} = \sqrt{1 - \left(\frac{f_N}{f}\right)^2}, \quad (2)$$

kde f je frekvence naší vlny, f_N frekvence ekvivalentní hustotě elektronů $N = 1,2404 \cdot 10^{-8} f_N^2$ a f^c tzv. kritická frekvence, jež stejným způsobem odpovídá maximu elektronové hustoty N_m podle vztahu

$$N_m = \frac{\pi \cdot m}{e^2} f^{c2} = 1,2404 \cdot 10^{-8} f^{c2}. \quad (3)$$

Jak ukážeme v kap. 4, lze pomocí rovnice (1) a obr. 3 určit i nejsložitější dráhu jakéhokoli rádiového paprsku, pokud je aspoň v jednom bodě udán přesně směr (pak známe v (1) velikost konstanty) a pokud jsou v ionosované oblasti hladiny s konstantní elektronovou hustotou aspoň přibližně soustředné koule.

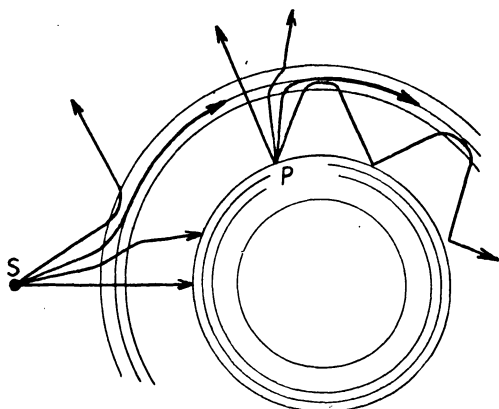
Definice ekvivalentní frekvence f_N nebo f^c plyne z (2). f_N , charakterizující hladinu o elektronové hustotě N , je určena frekvencí vlny, pro kterou je při této elektronové hustotě N index lomu $n = 0$. Podobně kritickou frekvencí f^c , určující podle (3) maximální elektronovou hustotu N_m ionosféry, je definována nejnižší frekvence vlny, která ještě může ionosférou proniknout. Je-li $f < f^c$, stává se totiž index lomu imaginárním a pojem šíření ztrácí smysl. Pro $f > f^c$ je však ještě podstatným úhel dopadu i .

Při kolmém dopadu rádiové vlny na ionosféru buď (při $f^c/f < 1$) projde paprsek v původním směru celou ionosférou, i když rychlostí menší než c , nebo (při $f^c/f > 1$) se paprsek vrací touž cestou zpět.

Při šikmém dopadu na ionosféru se může stát, že i vlna s kmitočtem $f = 3f^c$ ještě neprojde ionosférou, nýbrž že se odrazí zpět. To je známý fakt, využívaný pro dálkové spoje na krátkých vlnách. K tomu, aby se daný paprsek odrazil od ionosféry, musí být [v rovnici (1)] pro $r = 6400 + 300$ km n takové, aby odpovídalo $\sin i = 1$. Pak se náš paprsek na hladině s touto elektronovou hustotou právě stočil do směru vodorovného ($i = 90^\circ$); na této hladině musí nastat odraz. Paprsek se po souměrné cestě vrací (obr. 5).

Paprsek tedy může projít ionosférou kolmo, je-li $f > f^c$, při šikmém dopadu na ionosféru však projde jen tehdy, když při $r = 6700$ km a $n = n(N_m)$ bude i reálné ($\sin i < 1$). Snadno poznáme, že při frekvencích těsně nad kritickou frekvencí vrstvy, je možný příjem signálu z družice nejvýše z těsného okolí zenitu. Protože je kritická frekvence ionosféry v rozmezí 2,5–18 MHz, je možno v okolí zenitu signál družice (nad 20 MHz) vždy přijímat.

Čím výše je kmitočet vlny, družicí vysílané, nad kritickou frekvencí vrstvy, tím dále k obzoru můžeme z ní signál sledovat. Při $f/f^c \geq 3,5$ většinou můžeme



Obr. 5. Šíření rádiových vln ionosférou. Průchod, odraz a oběh kolem Země.

zachytit signál pokud je družice těsně pod viditelným obzorem a podle toho, co jsme řekli v kapitole 1, je v ojedinělých případech možné přijímat signál, pokud je družice téměř u protinožců.

Zatím jsme uvedli základní procesy, které během šíření rádiového paprsku mají nastat a které platí jen v ideálním prostředí, jakým je nejvyšší oblast naší ionosféry, v tzv. vrstvě *F*. Ve vrstvě *F*, která je ve výši 200–700 km, s maximem kolem 300 km, je již atmosféra asi 10^{10} krát řidší než při zemském povrchu. V nejnižších oblastech ionosféry, ve výšce kolem 70 km, v tzv. vrstvě *D*, je sice hustota vzduchu 10^4 – 10^5 krát menší, než při povrchu Země, tedy již velmi dokonalé vakuum, přesto však je stále ještě 10^5 – 10^6 krát hustší než v oblasti *F*. A právě tato vysoká hustota neutrálních částic v atmosféře způsobuje značný útlum rádiových vln v ionosféře.

Je známo, že občas na celé Sluncem ozářené polokouli náhle vymizí veškerý příjem na krátkých vlnách. Toto náhlé vymizení příjmu nastává většinou po tzv. chromosférických erupcích, jež bývají doprovázeny zesílením ultrafialového záření ze Slunce. Ultrafialové záření ze Slunce, vyvolané během erupcí, zvyšuje ionisaci v těchto nejnižších oblastech zemské ionosféry. Ionisaci uvolněné elektrony a ionty se i zde sice rozkmitají v rytmu dopadající rádiové vlny, jak bylo popsáno na začátku této kapitoly, vlivem velké hustoty plynu však volné elektrony příliš často narážejí na neutrální částice a přijatá kvanta energie *hf* předávají neutrálním částicím, místo aby je znovu vyslaly do prostoru. Čím více je srážek nabitých částic s neutrálními, tím více vysílané energie se pohltí. Intensita rádiové vlny rychle slabne, až popř. nastane naprosté vymizení příjmu.

Pokud jde o oblast *D*, mají v šíření rádiových vln značnou úlohu i ionty. Aby však iontová vrstva dala touž kritickou frekvenci a tytéž podmínky, jako elektronová, musí být podle (3) iontů asi 10^4 krát více.

Ionosféra tedy vyvolává změnu směru rádiového paprsku, prodlužuje dobu šíření a zeslabuje intenzitu příjmu. To jsou vlivy ionosféry na rádiové paprsky. Zpětně můžeme z pozorovaných odchylek od očekávaných jevů soudit na fyzikální procesy v ionosféře. Nežli však budeme mluvit o nových poznatcích o ionosféře, bude vhodné si zase zopakovat základní poznatky o ionosféře.

3. Ionosféra

Ionosférou nazýváme ionisovanou oblast zemské atmosféry, v níž je aspoň 10^4 elektronů na cm^3 (nebo ekvivalentní množství iontů). Začíná ve výšce asi 60 km a rozprostírá se až do výšky několika set kilometrů. Maximum elektronové hustoty bývá ve výši kolem 300 km. V noci nezmizí veškerá ionisace. Hořejší oblast ionosféry se mnoho nemění, jen v dolejší části, pod 200 km, nastává ihned se západem Slunce rychlá rekombinace, takže krátce po západu Slunce existuje již jen jediná ionosférická vrstva, s jediným maximem kolem 300 km s poměrně ostrou dolní hranicí kolem 200 km. Tato noční ionosférická oblast se nazývá vrstvou *F* (obr. 6, tečkované).

Po východu Slunce se však průběh elektronové hustoty stává poněkud složitějším. (Viz obr. 6 — plně vytažená křivka.) Jednoduchá noční vrstva *F* se rozdvouje na mohutnou vrstvu *F*₂ a na tenkou vrstvu *F*₁. Ve výšce kolem 120 km narůstá vrstva *E*, jejíž elektronová hustota je taková, že příslušná kritická frekvence nepřesahuje prakticky nikdy 5 MHz. Často se v ní vyskytují velmi tenké obláčky s neobvykle vysokou elektronovou hustotou, jež se pohy-

bují podobně jako mraky. Jejich elektronová hustota je někdy tak vysoká, že zabrání průchodu dokonce i paprskům, jež prošly bez obtíží celou zbývajícím ionosférou. Ve výšce kolem 70 km pak se tvoří nejnižší ionosférická vrstva D se svou elektronovou a iontovou složkou.

Spodní vrstvy D , E a F_1 narůstají pravidelně s výškou Slunce nad obzorem, dosahují maxima téměř v pravé poledne a se západem Slunce rychle klesají na velmi nízkou hodnotu. Jsou sice pravidelné a je možno jejich hustotu dosti spolehlivě předpovídat, pro šíření krátkých vln však mají většinou zcela zanedbatelný význam; lze jich využívat jen kolem poledne a to málo. Jejich elektronová hustota bývá i v poledne mnohem nižší než u vrstvy F_2 .

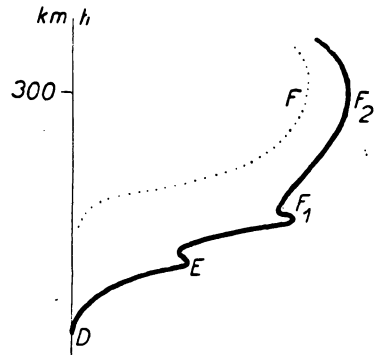
Jediné oblasti, které mají ve dne tak vysokou elektronovou hustotu, že mají velký vliv na šíření rádiových vln, je tedy pouze vrstva F a občasné obláčky sporadické vrstvy E_s . Oba tyto druhy vrstev se vyskytují nejen ve dne ale i v noci. Obě jsou proto pro šíření krátkých a velmi krátkých vln velmi důležité, obzvláště pro trvalá spojení mezi dvěma velmi vzdálenými stanicemi. Obě oblasti však mají nevýhodu, že je lze velmi těžko přesně předpovídat. Vrstva E_s se vyskytuje jen sporadicky a vrstva F se během dne a roku mění velmi nepravidelně se sluneční činností. Její minimum nastává vždy při východu Slunce. Maximum však je velmi proměnné. Často je pro týž měsíc při maximu sluneční činnosti denní maximum před polednem, při minimu sluneční činnosti však nastává maximum elektronové hustoty až po západu Slunce, po případě až o půlnoci. V létě, kdy je ve vrstvě F jistě mnohem více volných elektronů než v zimě, bývá ve středních šířkách kritická frekvence nižší než v zimě. Vrstva F má řadu dalších zvláštností. Nejnápadnější však je rozdělení na F_1 a F_2 . Ač jsou značné spory o tom, jakého původu je vrstva F_1 , je téměř jisté, že je jiné fyzikální povahy, než vrstvy E a D .

Abychom získali přehled o charakteristických rysech jednotlivých vrstev, je třeba si uvědomit, jak vůbec vznikají.

Vznik ionosférických vrstev vysvětlil Chapman [6].

Pro názornost si nejprve představme, že je celá zemská atmosféra složena z jediného druhu částic, jejichž hustota s výškou exponenciálně klesá. Ultrafialové záření ze Slunce, jež na zemskou atmosféru dopadá v širokém spektrálním oboru, si představme zas ve formě fotonů. Atmosféru, složenou z jediného druhu částic, bude ionisovat jen poměrně malý počet fotonů, a to těch, jejichž energie je jen o něco vyšší, než je ionizační potenciál částic.

Fotony, schopné odtrhnout elektrony od neutrálních částic v atmosféře obsažených, postupují ze Slunce do zemské atmosféry. Protože zde je neutrálních částic zprvu málo, bude i počet interakcí mezi fotonem a částicí ještě velmi malý. Ve vysokých oblastech naší atmosféry se proto jen málo částic ionisuje a počet volných elektronů je zanedbatelný. Čím hlouběji záření proniká do atmosféry, tím více částic ionisuje, až dosáhne hladiny, kde nastává maximum ionisace. Značný počet fotonů, schopných ionisovat, se již vyčerpá



Obr. 6. Průběh elektronové hustoty v ionosféře. Plná křivka ve dne, tečkovaná v noci.

ionisací vyšších oblastí. Počet nově uvolněných elektronů se zmenšuje, vrstva končí. Tak se vytvořila elektronová vrstva s jediným maximem s poměrně ostrou dolní hranicí, směrem vzhůru však ubývající velmi pozvolna. To je běžný typ „Chapmanovské vrstvy“. Dolejší vrstvy D a E mají tvar a charakter dosti podobný Chapmanově vrstvě.

Více vrstev je možno si vysvětlit tím, že zemská atmosféra není složena jen z jediného druhu částic. Různé druhy ultrafialového záření ionisují prakticky jen jeden druh částic. Podle jejich rozložení s výškou nastávají tak různá maxima ionisace v různých výškách.

Během noci nastává rekombinace ionisovaných částic. Koeficient rekombinace, jenž má záviset jen na elektronové teplotě, vzrůstá z ne dosti pochopitelných příčin s hustotou plynu. Tím se dá vysvětlit, že vrstvy E a D ihned po západu Slunce ztratí téměř veškerý obsah volných elektronů, zatím co elektronová hustota vrstvy F se během noci téměř nemění.

Zcela mimořádné postavení má vrstva F_1 , která je zřejmě součástí celé vrstvy F , nikoli vrstvou samostatně se tvořící z určitého druhu částic v atmosféře. Vrstva F má tolik zvláštností, jimiž se liší od ostatních vrstev, že se v poslední době ozývaly v odborné literatuře po světě hlasy, že Chapmanova teorie o vzniku ionosférických vrstev není správná a že je třeba uvažovat o nové teorii, která by vznik ionosférických vrstev a ionosféry vůbec vystihovala přesněji.

Všechny překvapující zvláštnosti vrstvy F však lze zcela úspěšně vysvětlit [7], uvážíme-li že energie ionisujícího fotonu je vždy o něco vyšší než energie potřebná k odtržení elektronu. Přebytek energie se přemění v kinetickou energii obou právě zionisovaných částic, tj. v teplo. V maximu ionisace jednotlivých vrstev pak bude větší teplota a tím i řidší atmosféra. (I počet nově vzniklých iontů v cm^3 se o něco sníží.) Protože však je ionosféra kvasineutrální, tj. v každém cm^3 je stejný počet kladných i záporných částic, nastane v maximu ionisace i zředění elektronového plynu. Čím více je ionisovaná vrstva osvětlována Sluncem a čím vyšší je sluneční činnost, tím větší prostor vrstva zaujímá. Vrstva F se nejprve jen rozšiřuje, postupně se její maximum stává plochým, až nastane rozštěpení. Přesné výpočty vedou ke zdánlivě absurdnímu výsledku, že totiž v místě, kde se nejvíce nových volných elektronů tvoří, dochází k podružnému minimu elektronové hustoty, jež vrstvu F rozdělí na F_1 a F_2 .

Předpoklad o zvyšování teploty v atmosféře v místech s větší ionisací nejen že vysvětluje všechny zvláštnosti vrstvy F , kterých je hodně, vysvětluje však i jiné procesy, které v ionosféře probíhají a které jsou v dnešní době velmi intensivně zkoumány. Při oteplování a rozpínání ionisovaných oblastí vznikají vertikální proudy, doprovázené turbulencí a jinými nepravidelnostmi uvnitř vrstvy. Vznikají oblasti se zvýšeným tlakem a hustotou, jež mají i vyšší elektronovou hustotu. Jádra se zvýšenou elektronovou hustotou mají — podle nejnovějších měření úniku — rozměry nejrůznější od několika desítek kilometrů až po zcela malé celky. Paprsky, jež na takové oblasti dopadnou, šíří se poněkud jinak, než zbývající část svazku. Nastává rozptyl a interference vlny, kterými se původní svazek paprsků trvale nebo periodicky zeslabuje. I slabý svazek paprsků, o slabé intenzitě, však lze někdy dopravit do oblastí, jež za normálních ionosférických podmínek nejsou dostupné. Toto studium je dnes velmi intensivní, i když jeho výsledky zatím ještě nejsou příliš uspokojivé.

4. Výzkum fyzikálních vlastností vysoké atmosféry sledováním rádiového signálu z umělé družice

V předešlých kapitolách jsme stručně popsali možnosti, jak sledovat experimentálně signál umělé družice, jaké jsou základní zákonitosti při šíření rádiových vln v ionisovaném prostředí a jaké fyzikální procesy probíhají v ionosféře během fotoionisace. (Podrobnější informace najde čtenář v [8].) Teprve spojení experimentálních a pozorovacích zkušeností s výsledky teoretickými může vést k objevům dalších problémů fyzikálních, jež dosud nebylo možno zkoumat. Nové výsledky však kladly nové naléhavé požadavky na další teoretický výzkum, takže se výzkum rádiových signálů umělé družice za posledního půl roku vyvíjel překotným tempem.

Tak bylo na příklad třeba spolehlivě, ale pokud možno jednoduše a přehledně určit vztah mezi skutečnou polohou umělé družice a její polohou zdánlivou, určenou rádiovým sledováním signálu. Pokud by mezi Zemí a satelitem nebyla ionosféra, byla by skutečná poloha umělé družice totožná s polohou rádiovou. Na rádiových vlnách se nám zdá, že je družice blíže zenitu a ve větší vzdálenosti. Určit vztah mezi skutečnou polohou a polohou zdánlivou (rádiovou), nebylo do nedávna problémem zcela jednoduchým. Sledujme obr. 4, kde je pro přehlednost zakreslena dráha rádiového paprsku, který jde velmi daleko za viditelný obzor.

Skutečná poloha satelitu S je blíže pozemskému přijímači Z , než jeho zdánlivá poloha S'' .

Rovněž směr, z něhož je signál přijímán ($S'Z$) se liší od směru SZ .

V podstatě jde tedy o to, určit tzv. refrakci R , tj. úhel, o který se paprsek odchýlil od původního směru tím, že prošel ionisovaným prostředím (tj. úhel mezi SE' a $S'Z$) a dále určit délku dráhy rádiového paprsku d_γ od S až po Z .

Refrakci R určíme velmi jednoduše z (1), rozdělíme-li naši sférickou ionosféru na soustavu tenkých vrstviček. Při přechodu paprsku z jedné do sousední se změní n o dn a i o $di = -dR$. Dostáváme

$$R = - \int_{r_1}^{r_2} \frac{dn}{n} \operatorname{tg} i = - \sin i_0 \int_{v_1}^{v_2} \frac{\operatorname{grad} n}{n} \frac{dy}{\sqrt{n^2(1+y)^2 - \sin^2 i_0}}. \quad (4)$$

Rovněž jednoduše dostáváme vztah pro délku rádiové dráhy

$$d_\gamma = \int_{v_1}^{v_2} \frac{n^\gamma dy}{\cos i} = \int_{v_1}^{v_2} \frac{n^{1+\gamma}(1+y) dy}{\sqrt{n^2(1+y)^2 - \sin^2 i_0}}, \quad \gamma = 0, \pm 1. \quad (5)$$

V rovnici (5) dosazujeme $\gamma = 0$, pokud nám záleží na změření skutečné dráhy rádiového paprsku. Pokud byla dráha určena časem, kterého je třeba, aby signál z S proběhl po této dráze až k Z , je třeba vzít v úvahu grupovou rychlost šíření a ve vzorci (5) dosadíme $\gamma = -1$. Podobně pro šíření fázovou rychlostí bychom musili dosadit $\gamma = 1$.

Rovnice (4) a (5) jsou však velmi nevýhodné. Uvažme jen, jak složitou funkcí elektronové hustoty je podle (2) a (3) index lomu n a srovnajme s obrázkem 6. Při tom složitý chod elektronové hustoty je v obr. 6 znázorněn jen zcela schematicky. Jak jsme řekli na konci minulé kapitoly, vyvolává zvýšená teplota během fotoionisace vzestupné proudy, jež přecházejí do nepravidelného, často

turbulentního pohybu, což má vliv i na elektronovou hustotu. Zdá se, že nejsou ojedinělé případy, kdy náhle v některém místě gradient elektronové hustoty nabude přechodně nekonečné hodnoty, nebo aspoň hodnoty velmi vysoké. Za těchto okolností je ovšem určení hodnoty integrálu (4) velmi nejisté.

Potřebuje-li někdo stále pracovat s vlnami v ionisovaném prostředí, jsou vztahy (4) a (5) zcela nedostatečné, protože nejvýše velké elektronkové stroje, které nemá každý okamžitě k dispozici, mohou dát uspokojivější hodnoty. Bylo proto velmi žádoucí převést (4) na tvar přijatelnější a najít takové řešení celého problému šíření rádiových vln v ionisovaných vrstvách, aby výsledný vztah dával ihned přehled o chování rádiového paprsku za nejrůznějších okolností. A to se vhodnými obraty opravdu podařilo [9]. (Sledujme obr. 4.)

Především lze problém podstatně zjednodušit tím, že zavedeme vhodnou jednotku délky tak, aby ve výrazech $(\sqrt{k - \sin^2 \alpha})^{-s/2} k$ přešlo v jedničku, a tím odpadla odmocnina dvojčlenu. Jednotkou délky byl proto zvolen vhodné poloměr křivosti maxima elektronové hustoty N_m . Každý paprsek ze svazku více paprsků pak byl charakterisován úhlem dopadu i_0 , vztaheným k této jednotkové kouli. i_0 je úhel, který svírá přímková část paprsku, s průvodičem v bodě, kde by prořála kružnici o jednotkovém poloměru (kdyby tam nebyla ionosféra). i_0 určíme z (1) dosazením $n = 1$ a $r = 1$. (Viz (6)). Konstantu v (1) určíme dosazením za n, r a i pro jeden bod dráhy, pro který známe všechny tyto tři prvky, většinou pro povrch Země.

K důležitějšímu výsledku však dojdeme, dosadíme-li v (1) $n = 1$ a $i = 90^\circ$. Určíme tím jistý poloměr, který označíme r_u :

$$n \cdot r \cdot \sin i = \sin i_0 = r_u = \text{konst} ; \quad (6)$$

r_u určuje poloměr koule, jíž se musí daný paprsek dotýkat, kdykoli prochází neionisovaným prostředím. Protože však je tečna vždy kolmá k průvodiči, shledáme, že úhel R je nejen mezi přímkami SE' a ZS' , nýbrž i ve středu křivosti ionisované vrstvy. Tím se problém neobyčejně zjednodušuje. Při každém zkoumání rádiového paprsku, který prochází ionisovanou vrstvou kulového tvaru, stačí si uvědomit, že při průchodu vrstvou se paprsek prostě jen otočil kolem středu křivosti vrstvy o úhel R .

Zbývalo ještě najít jednoduché řešení integrálu (4), aby problém šíření rádiových vln ionisovanými vrstvami přestal být problémem. I to se podařilo a to dvěma obraty. Předně rovnicí

$$\int_{r_1}^{r_2} f(N) \text{ grad } N \, dr = \int_{N_1}^{N_2} f(N) \, dN$$

lze pro jakékoli analytické vyjádření $f(N)$ ihned řešit. Zcela obecného řešení se podařilo dosáhnout teprve zavedením

$$\int_{r_1}^{r_2} N(r) \, dr = \sigma , \quad (7)$$

kde σ je počet všech elektronů ve svislém sloupci nad jednotkovou základnou.

Po těchto dvou úpravách vyšlo pro paprsky, procházející ionosférou

$$\left. \begin{aligned} R &= \left(\frac{f^c}{f} \right) \frac{\sin i_0}{\cos^3 i_0} \frac{\sigma}{2} \text{ v radiánech ,} \\ R &= \frac{90^\circ}{2} \left(\frac{f^c}{f} \right)^2 \frac{\sin i_0}{\cos^3 i_0} \sigma \text{ ve stupních ,} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

$$d = ES' + R \sin i_0 - \gamma \frac{R \cos^2 i_0}{\sin i}, \quad \gamma = 0, \pm 1, \quad (9)$$

kteřé platí pro všechny paprsky, procházející ionosférou, pokud paprsek neprocházal již tak šikmo, že byl blízko směru, při němž se musí odrazit. (V tom případě je vztah (8) složitější, obsahuje trojí sumace a na rozhraní mezi průchodem a odrazem nastává $R = \infty$, což znamená, že rádiová vlna může přilnout k ionosféře a obíhat podél ní kolem Země (jako na obr. 4) [9b]).

Celkový výsledek lze stručně shrnout takto:

Rádiový paprsek, procházející ionisovanou vrstvou, se jen otočí kolem středu křivosti této vrstvy o úhel R , který již není závislý na složitém chodu elektronové hustoty s výškou, nýbrž jen na celkovém počtu elektronů, ve vrstvě obsažených.

Podobně lze jednoduchým způsobem geometricky interpretovat délku dráhy rádiového paprsku (9). Při tom je (podle obr. 4)

$$ZS' = E'S = \sqrt{r_E^2 + r_S^2 - 2r_E r_S \cos \Phi}, \quad ZS = \sqrt{r_E^2 + r_S^2 - 2r_E r_S \cos(\Phi + R)}, \quad (10)$$

kde z obr. 4 a (1)

$$\Phi = i_E - i_S; \quad \sin i_K = \frac{\sin i_0}{r_K n_K}$$

a i_S, i_E (obr. 4.) určíme z (1), známe-li výšku maxima vrstvy a výšku satelitu r_S .

Z rovnic (8)–(10) lze poznat experimentálně známá fakta, že je možno družici sledovat déle na 40 MHz než na 20 MHz, že však v noci nebo ráno je možno slyšet signál umělé družice někde od protinožců spíše na 20 MHz než na 40 MHz.

Z rozdílu mezi optickou a rádiovou polohou určíme počet všech elektronů, obsažených ve vrstvě.

Rovněž odpady obavy odborníků, zabývajících se Dopplerovým efektem, zda jejich deduce není třeba opravit o vliv ionosféry na Dopplerův efekt. V časovém období, kolem okamžiku, kdy se satelit nejvíce přiblíží pozorovateli, je pro žádanou přesnost výsledků vliv ionosféry na Dopplerův efekt zatím ještě zanedbatelný. Změna frekvence vyvolaná ionosférou nepřekročí (podle (10)) nikdy několik málo cyklů za vteřinu, zatím co rozdíl frekvencí během průchodu bývá řádově tisíc cyklů za sekundu. Rovněž změna výšky nepřesahuje nikdy 10 km, což při velikosti poloos dráhy (7000 km) je zatím rovněž zanedbatelné. Teprv u přesnějších měření a až bude zkoumán rádiový signál družice zpod obzoru, bude při Dopplerově efektu nutno připojit korekci pomocí (8) a (9).

Po tomto zjednodušení geometrie rádiového šíření se ihned objevily nejrůznější nové objevy v oboru složení ionosféry. Ukazuje se, že v ionosféře nejsou plochy stejné elektronové hustoty ani zdaleka koncentrické. Někteří autoři [10] se domnívají, že jde jen o šikmou dolejší hranici ionosféry v okamžiku, kdy vzniká, nebo zaniká vrstva E . Ve skutečnosti však ani tam, kde elektronová hustota vrstvy F v určitém směru roste, aniž se její výška maxima nějak zvlášť mění, nemá plochy o stejné elektronové hustotě ve tvaru soustředných koulí. Tím lze vysvětlit, proč se na příklad okamžik největšího přiblížení umělé družice liší často o 6 sekund, ojedinele až o 20 sekund proti okamžiku největ-

šího přiblížení, určeného přímým měřením polohy. Proč je na příklad možno přijímat na 40 MHz signál někdy rovněž až od protinožců, lze vysvětlit tímto způsobem, aniž bychom musili předpokládat — jak se domnívá autor — že jde o fokusaci rádiové vlny kolem celé Země do protějšího bodu. Vzhledem k širokému pásmu frekvencí, na kterém by odtud signál docházel (viz příklad na konci kapitoly 1), je málo pravděpodobné, že by fokusací bylo možno za normálních okolností dosáhnout tak značné intenzity jen na velmi úzkém frekvenčním pásmu (viz obr. 2).

Z dosavadního plyne, že je někdy ionosféra velmi klidná, takže se v ní paprsek může šířit na velmi dlouhé vzdálenosti, až po případě na druhou stranu zeměkoule. Jindy jsou tak prudké změny v elektronové hustotě, že se paprsek již nešíří podle zásad platných pro přesně kulové vrstvy. Plochy o stejné elektronové hustotě mají v blízkých oblastech a v různých výškách tak rozdílné středy křivosti, že body největšího přiblížení, určené dvěma metodami, se od sebe liší až o desítky kilometrů.

O tom, jak je někdy jemná struktura ionosféry nepravidelná, svědčí ještě řada jiných poznatků. Sledujeme-li průběh dopplerovské křivky, pozorujeme často, že je velmi vlnitá; náhle přejde do zcela hladkého tvaru, načež se zasilně rozvlní. Rozvlnění dopplerovské křivky značí, že se dráha rádiového paprsku v jisté, zřejmě rozsáhlé oblasti prodloužila (paprsek prošel oblastí o zvětšené elektronové hustotě), jindy se dráha zkrátila (oblast, kterou prochází má menší hustotu). To ověřuje předpoklad o prudkých pohybech atmosféry, zahřáté fotoionisací.

Jemnou strukturu ionosféry lze ještě sledovat registrací intenzity přijímané vlny. Objevují se úniky (fading, zeslabení intenzity), které se opakují v rytmu poměrně velmi rychlém, řádově několik rázů za vteřinu. Některé serie rázů mají dosti pravidelný charakter, jiné se zdají méně pravidelné. Předpokládáme-li, že jde o interferenci mezi řádným a mimořádným paprskem vysílaného signálu, pak můžeme z rozdílu délek drah obou paprsků usuzovat na změny elektronové hustoty ve dvou celkem si dosti blízkých oblastech.

Rovněž hustotu elektronů a jejich rozsah v nižších oblastech naší atmosféry lze s jistotou nepřesností odhadovat z různé intenzity příjmu při dvou stejně vzdálených průchodech umělé družice. Protože však nastává i velmi značný útlum, je-li frekvence vlny jen o málo vyšší než kritická frekvence hořejší vrstvy F , je třeba při interpretaci výsledků postupovat velmi opatrně.

Určíme-li elementy dráhy, po níž se umělá družice pohybuje, můžeme z fyzikálních podmínek ve vysoké atmosféře určit i její životní dobu. Předpovědi většinou udávaly delší životní dobu, než tomu bylo ve skutečnosti. Zkracování životní doby vysvětlují odborníci tím, že v posledních fázích své existence vstupuje družice do hustší atmosféry, než odpovídá exponenciálnímu chodu hustoty s výškou. Do rovnice pro životní dobu skutečně vstupuje jako důležitý faktor tzv. atmosférická stupnice (*scale height*) H , jež se mění s výškou. H udává, kolik kilometrů vzhůru by ještě sahala zemská atmosféra, kdyby od zkoumané výšky nahoru se již její hustota neměnila. Ježto $H = RT/mg$, závisí H především na teplotě T a částečně na atomové hmotě částic m , bude možno jednou vhodnou redukcí pozorovacího materiálu určit i změnu teploty a složení atmosféry v různých výškách. Zas bude třeba postupovat velmi opatrně, protože družice při každém oběhu projde nejen osvětlenou („teplou“) polovinu zemské atmosféry, nýbrž i její oblast ve stínu a mění výšku.

Tím jsme velmi stručně popsali několik základních možností, jak využít rádiového signálu z umělé družice pro výzkum fyzikálních vlastností vysokých oblastí zemské atmosféry. Je jich ještě mnohem více a bude jich stále přibývat. Každému, kdo se o ně bude blíže zajímat, lze doporučit, aby prostudoval různé sovětské knihy a časopisy, které je u nás možno lehko získat; nebo aby sledoval v knihovnách časopisy, přinášející poslední novinky.

- [1] Astronomický ústav ČSAV, časové oddělení, Praha.
- [2] Astronomický ústav ČSAV, radioastronomie, Ondřejov.
- [3] Geofyzikální ústav, ČSAV, centrum pro MGR, Průhonice.
- [4] OIR (Mezinár. org. pro radio) Vestec u Prahy, soukr. sdělení ing. Mlčocha.
- [5] Ústav radiotechniky a elektroniky ČSAV Praha, soukromá sdělení ing. Tolmana.
- [6] Chapman S., Proc. Phys. Soc. (London), 43 (1931), 26; 433.
- [7] Chvojková E., Bull. Astr. Czech., 4 (1953), 101, — 8 (1957), 77.
- [8] Альперт Я. Л., Гинзбург В. Л., Фейнберг Е. Л., *Rasprostraněníje radiovoln*, M 1953; DAN; ÚFN, sv. LXIII (1957), č. 1b aj.
- [9] Chvojková E., Nature, 181 (1958), 105; 1195; Bull. Astr. Cz. 9 (1958), 1; 6; 133. (b) Bull. Astr. Cz. 5 (1954) 104; 110.
- [10] Kitchen F. A., Joy W. R. R., Nature, 181 (1958), 1759.