

BIULETYN

INFORMACYJNY

INSTYTUTU

ŁĄCZNOŚCI

INSTYTUT ŁĄCZNOŚCI
BIBLIOTEKA NAUCZONA

Nr _____



1995

9

**BIULETYN
INFORMACYJNY
INSTYTUTU
ŁĄCZNOŚCI**

ROK 35

INSTYTUT ŁĄCZNOŚCI

NR 9 (334)

WARSZAWA 1995

Komitet Redakcyjny
Redaktor Naczelny: dr inż. Krystyn Plewko
Z-ca Redaktora Naczelnego: doc. dr inż. Alina Karwowska-Lamparska
Redaktorzy Działowi:
doc. dr inż. Włodzimierz Barjasz
dr inż. Stanisław Sońta
inż. Maria Łopuszniak

© Copyright by Instytut Łączności, Warszawa 1995

ISSN 0209-1046

Redaktor: mgr Krystyna Juskiewicz

Skład komputerowy: techn. Danuta Poł, Barbara Skwara

Instytut Łączności, Dział Ogólnotechniczny
ul. Szachowa 1, 04-894 Warszawa

Jan Bogucki, Andrzej Dugiński

INSTITUT ŁĄCZNOŚCI
BIBLIOTEKA NAUKOWA

Nr

POMIARY RADIOMETRYCZNE.....

SPIS TREŚCI

	Str.
1. Wstęp	5
2. Zarys teorii	6
2.1. Temperatura jasności	6
2.3. Obliczenie tłumienia atmosferycznego	14
3. Metody pomiarowe	17
3.1. Metoda kolejnych pomiarów	17
3.2. Metoda pomiarów zmian pochłaniania przez atmosferę	19
3.3. Metoda pomiarów bardzo szybkich zmian tłumienia	19
3.4. Metoda koncentrycznych wiązek	21
4. Odbiorcze systemy pomiarowe	21
4.1. System odbioru typu bezpośredniego porównania	21
4.2. System odbioru typu Dicke'a	22
4.3. Metoda bezwzględnego cechowania	24
4.4. Antena	28
4.5. Odbiomnik	29
4.6. Prowadnice falowe	31
5. Uwagi dotyczące niektórych pomiarów	32
6. Wnioski	40
Wykaz literatury	40

•

•

•

•

POMIARY RADIOMETRYCZNE

1. WSTĘP

Tłumienie fal radiowych z zakresów centymetrowego i milimetrowego przez atmosferę ziemską ogranicza działanie kosmicznych systemów telekomunikacyjnych. Wykorzystywanie satelitów w wielu służbach łączności radiowej wymaga znajomości wpływu atmosfery na rozchodzenie się fal radiowych z zakresu mikrofalowego.

Najbardziej interesującymi wielkościami, z punktu widzenia planowania i projektowania służb łączności radiowej, są: całkowite tłumienie fal radiowych przez atmosferę dla danego kąta elewacji oraz natężenie termicznego radiopromieniowania atmosfery pod tym kątem.

Całkowite tłumienie fal radiowych wnoszone przez atmosferę składa się z ich pochłaniania w tlenie i parze wodnej oraz z pochłaniania przez chmury i hydrometeory [8, 14, 15]. Największe pochłanianie w tych gazach występuje w okolicach ich własnych częstotliwości wirowego widma molekuł. Dla tlenu maksimum występuje w pobliżu częstotliwości 60 i 119 GHz, zaś dla pary wodnej na częstotliwościach 22,2 i 183 GHz oraz większych.

Bardzo ważną rolę w prognozowaniu propagacji fal z omawianego zakresu odgrywa tłumienie wnoszone przez deszcz. Badania zmian tego tłumienia można wykonać za pomocą wymuszonego promieniowania sygnału o żądanej częstotliwości, co sprowadza się do umieszczenia odpowiednich źródeł promieniowania nad Ziemią, np. w satelicie. Można również wykorzystać do tego celu naturalne źródła promieniowania, jakimi są radiopromieniowanie atmosfery i źródła pozaziemskie, takie jak Słońce, Księżyc czy gwiazdy.

Radiopromieniowanie jest wynikiem posiadania przez ciała nagrzane własności elektromagnetycznego promieniowania o ciągłym widmie w bardzo szerokim przedziale częstotliwości od promieniowania gamma aż do częstotliwości radiowych. Radiopromieniowanie zwane jest także szumami lub promieniowaniem termicznym. Pomiar tego rodzaju stały się możliwe do realizacji dzięki rozwojowi metod odbioru słabych promieniowań mających ciągłe widmo.

Jedną z podstawowych wielkości charakteryzujących natężenie termicznego radiopromieniowania jest temperatura jasności źródła, określana jako temperatura absolutnie czarnego ciała, którego widmowe natężenie promieniowania jest równe natężeniu badanego źródła promieniowania [4, 16, 27, 29, 31]. Pomiar temperatury jasności wykonuje się za pomocą radiometru, tj. układu złożonego z anteny, odpowiedniego odbiornika, rejestratora i źródła odniesienia. Antena jest wycelowana w pozaziemskie źródło promieniowania o współrzędnych (Θ, Φ) , odbierając jego promieniowanie.

W artykule podano informacje dotyczące teorii pomiarów temperatury szumowej nieba, w zakresie koniecznym do zaprezentowania istoty opisanego zagadnienia i uzyskania czytelności zależności wykorzystywanych w pomiarach oraz obliczeniach. Ponadto omówiono wykorzystywane w praktyce niektóre metody pomiarowe, przedstawiono dane dotyczące urządzeń oraz przykładowe wyniki pomiarów przeprowadzonych zagranicą.

2. ZARYS TEORII

2.1. Temperatura jasności

Rozkład energii promieniowania wysyłanego przez rozgrzane ciało fizyczne jest opisany wzorem Plancka [4,16]:

$$E(\lambda) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/k\lambda T) - 1}, \quad (1)$$

gdzie:

h - stała Plancka, $6,6255 \cdot 10^{-34}$ [erg·s];

c - szybkość światła, $2,99742 \cdot 10^8$ [m/s];

k - stała Boltzmana, $1,38 \cdot 10^{-23}$ [J/K];

T - temperatura ciała [K];

λ - długość fali promieniowania.

W opisach promieniowania o częstotliwościach z zakresu radiowego bardziej jest przydatne przybliżenie wzoru Plancka, które stanowi wzór Rayleiga-Jeansa przedstawiający moc wypromieniowaną fali o długości λ przez każdy metr kwadratowy ciała czarnego w temperaturze T Kelwina:

$$E(\lambda) = \frac{2kT}{\lambda^2}. \quad (2)$$

Natężenie promieniowania elektromagnetycznego z zakresu fal radiowych emitowanego przez jedno z ciał pozaziemskich (takich jak Słońce, Księżyc czy gwiazdy) lub przez atmosferę ziemską, może być charakteryzowane jedną z trzech wielkości: gęstością strumienia promieniowanej energii, jasnością lub temperaturą jasności. Do celów pomiarowych najbardziej interesującą wielkością jest gęstość strumienia mocy S odbieranego w dużej odległości od źródła promieniowania. Ta gęstość strumienia promieniowania danego źródła w przedziale częstotliwości ($f, f+df$) wynosi:

$$S = \frac{dE}{dA df dt} \left[\frac{W}{m^2 Hz} \right], \quad (3)$$

gdzie:

dE - energia odbierana przez powierzchnię dA w przedziale częstotliwości df i w przedziale czasu dt .

Ponieważ promieniowanie, o którym tu wspomniano, nie jest spolaryzowane, to dla wyrażenia gęstości strumienia energii jest konieczne powiązanie go z jedną lub obydwoma płaszczyznami polaryzacji. W praktyce przyjęto wyrażać gęstość strumienia dla niespolaryzowanego strumienia jako całkowitą gęstość w obu płaszczyznach.

Gęstość strumienia energii jest wykorzystywana do pomiarów promieniowania pochodzącego od dyskretnych źródeł, których rozmiary kątowe są tak małe w porównaniu z szerokością wiązki anteny radiometru, że można je pominąć. Jeżeli natomiast nie można tego zrobić, to do wyrażenia natężenia promieniowania należy stosować wielkość zwaną jasnością.

Przez jasność b uważa się następujący stosunek:

$$b(\Theta, \Phi) = \lim_{d\Omega \rightarrow 0} \frac{dS}{d\Omega} \left[\frac{W}{m^2 Hzsr} \right], \quad (4)$$

gdzie:

dS - gęstość strumienia przypadająca na element źródła o rozmiarze $d\Omega$;

$d\Omega$ - kąt bryłowy, pod którym widać elementy źródła na Ziemi;

(Φ, Θ) - współrzędne sferyczne elementu źródła, określone względami danego punktu obserwacji znajdującego się na Ziemi (rys. 1);

Θ - kąt zenitalny;

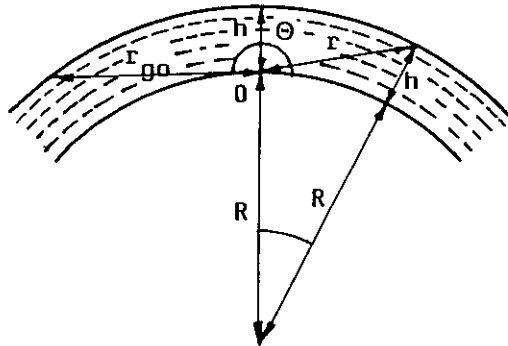
Φ - kąt określający kierunek w płaszczyźnie poziomej mierzony od dowolnie ustalonej osi.

Najczęściej używaną wielkością jest jednak wspomniana temperatura jasności T elementu źródła, zdefiniowana za pomocą wyrażenia zawierającego jasność b .

Temperaturę jasności absolutnie czarnego ciała jest jasność promieniowania równa obserwowanej jasności ciała badanego. W zakre-

sie fal radiowych, dla którego można stosować wzór Rayleigha-Jeansa, istnieje ścisły związek między jasnością a temperaturą jasności w następującej postaci:

$$b = \frac{2kT_b}{\lambda^2} = 2,77 \cdot 10^{-23} \frac{T_b}{\lambda^2} \left[\frac{W}{m^2 Hz s} \right]. \quad (5)$$



Rys. 1. Dane geometryczne trasy obserwacji

R - promień Ziemi, h - wysokość źródła promieniowania, Θ - współrzędna kątowa kierunku obserwacji, r - odległość źródła promieniowania od punktu obserwacji O, r_{go} - graniczna odległość źródła promieniowania

Pojęcie jasności jest szczególnie użyteczne w przypadku źródeł rozciągniętych, tzn. kiedy kąt bryłowy źródła jest dużo większy od szerokości wiązki anteny. Można wówczas wykreślić mapę rozkładu jasności źródła i wyrazić gęstość energii S jako funkcję temperatury jasności T_b .

$$S = b \Omega = \frac{2kT_b \Omega}{\lambda^2} \left[\frac{W}{m^2 Hz} \right]. \quad (6)$$

W zakresie fal milimetrowych radiopromieniowanie spokojnego Słońca ma charakter termicznego promieniowania jego fotosfery

i chromosfery z temperaturą około 6 000 K. W zakresie fal dłuższych większą rolę odgrywa termiczne promieniowanie słonecznej atmosfery stanowiącej koronę złożoną z wybuchającego zjonizowanego gazu o temperaturze około 1 000 000 K [13]. Całkowity strumień radiopromieniowania Słońca zmienia się od wartości $3 \cdot 10^{-18}$ W/(m² Hz) dla fali o długości 1 mm do wartości $3 \cdot 10^{-23}$ W/(m² Hz) dla fali o długości 1 m. Odpowiednio ulega również zmianie skuteczny rozmiar kątowy Słońca od około 32', co odpowiada średnicy Słońca, do 40' z uwzględnieniem korony słonecznej.

Jak wyżej wspomniano, promieniowania absolutnie czarnego ciała, atmosfery Ziemi i większości źródeł kosmicznych są niespolaryzowane. Całkowita energia promieniowania takich źródeł jest równo rozdzielona pomiędzy ortogonalnymi polaryzacjami. Natomiast promieniowanie pokrycia Ziemi i przedmiotów znajdujących się na jej powierzchni oraz niektórych źródeł kosmicznych, jak np. Słońca, może być częściowo spolaryzowane. W związku z tym wprowadza się współczynnik polaryzacji promieniowania szumów wyrażony poprzez składowe ortogonalne spolaryzowanego promieniowania T_{bmax} i T_{bmin} [13]:

$$P_p = \frac{T_{bmax} - T_{bmin}}{T_{bmax} + T_{bmin}} . \quad (7)$$

Temperatura promieniowania całej drogi przebiegającej przez atmosferę z uwzględnieniem strat jest wyrażona następującym wzorem [3, 8, 19, 32]:

$$T_{ba} = \int_0^{\infty} \gamma(r) T(r) \exp \left[- \int_0^r \gamma(r') dr' \right] dr , \quad (8)$$

gdzie:

$T(r)$ - temperatura termodynamiczna elementu atmosfery w odległości r ;

$\gamma(r), \gamma(r')$ - współczynniki pochłaniania przez elementy atmosfery znajdujące się odpowiednio w odległościach r, r' .

Dla ośrodka jednorodnego temperatura jasności ma postać:

$$T_b = T[1 - \exp(-\tau)] , \quad (9)$$

gdzie:

τ - całkowite pochłanianie ośrodka wzdłuż drogi od r_1 do r_2 , zwane głębokością optyczną atmosfery [16, 27, 32].

$$\tau = \int_{r_1}^{r_2} \gamma dr . \quad (10)$$

W związku z tym, że temperatura termodynamiczna atmosfery w funkcji wysokości zmienia się nieznacznie, a minowicie od około 220 K do około 280 K, temperatura jasności atmosfery może być określona średnią wartością rozumianą jako temperatura jasności ośrodka izotropowego, dającego promieniowanie o tym samym natężeniu, jakie daje rzeczywista atmosfera:

$$T_m = \frac{\int_0^{\infty} \gamma T \exp\left(-\int_0^r \gamma dr'\right) dr}{\int_0^{\infty} \gamma \exp\left(-\int_0^r \gamma dr'\right) dr} . \quad (11)$$

Dla kątów elewacji większych niż 5° temperatura jasności atmosfery Ziemi może być wyrażona następującym wzorem [8, 32]:

$$T_{ba} = T_m[1 - \exp(-A_a)] , \quad (12)$$

gdzie:

A_a - tłumienie całkowite atmosfery określone zależnością:

$$A_a = \int_0^{\infty} \gamma_a dh . \quad (13)$$

2.2. Temperatura antenowa

Strumień energii niespolaryzowanego promieniowania o gęstości S padającego z kierunku (Θ, Φ) na antenę w przedziale częstotliwości $(f, f+df)$ dostarcza do dopasowanego obciążenia moc równą:

$$P = \frac{1}{2} SA(\Theta, \Phi) df , \quad (14)$$

gdzie:

$A(\Theta, \Phi)$ - skuteczna powierzchnia anteny.

Wzór (14) stanowi jednocześnie definicję skutecznej powierzchni anteny. Jest to podstawowy parametr anteny odbiorczej związany z kierunkiem nadejścia fali i jej długości. Polaryzację przyjmuje się taką, jaką odbiera antena.

Odbierana moc promieniowania termicznego jest zazwyczaj wyrażona poprzez wielkość zwaną temperaturą antenową T_A , zdefiniowaną jako temperatura dopasowanego do anteny obciążenia, które w przedziale częstotliwości $(f, f+df)$ na skutek nagrzania wytwarza w stanie równowagi na swoich zaciskach moc szumów równą mocy na zaciskach anteny wytworzonej przez odebraną energię promieniowania (14):

$$P = kT_A df , \quad (15)$$

gdzie:

k - stała Boltzmana.

Korzystając ze wzorów (6), (14) i (15), określa się zależność między temperaturą antenową a temperaturą jasności T_b oraz

własności kierunkowe anteny bez strat skierowanej w niebo [4, 13, 20, 27, 32]:

$$T_A = \frac{D}{4\pi} \int \int_{4\pi} T_b(\Theta, \pi) F(\Theta, \Phi) d\Omega, \quad (16)$$

gdzie:

$F(\Theta, \Phi)$ - znormalizowana charakterystyka kierunkowa anteny.

$$F(\Theta, \Phi) = \frac{A(\Theta, \Phi)}{A_{\max}}, \quad (17)$$

gdzie:

A_{\max} - skuteczna powierzchnia dla kierunku optymalnego odbioru sygnałów przez antenę.

$$d\Omega = \sin\Theta d\Theta d\Phi,$$

gdzie:

D - zysk kierunkowy anteny, określony następującym wzorem:

$$D = \frac{4\pi}{\int \int_{4\pi} F(\Theta, \Phi) d\Omega}. \quad (18)$$

Jeśli antena jest skierowana na źródło z temperaturą jasności T_b , które rozciąga się na całą wiązkę anteny, wówczas temperatura antenowa jest równa T_b . W praktyce antena ma oprócz głównej wiązki również listki boczne. Listki boczne mogą "widzieć" obszary z różną temperaturą jasności, co może często stanowić zasadniczą różnicę między właściwą temperaturą głównej wiązki a temperaturą antenową w ogóle.

W praktyce wygodniej jest przyjąć następujący wzór na temperaturę antenową:

$$T_A = \frac{1}{4\pi} \int \int_{4\pi} T_b(\Theta, \Phi) G(\Theta, \Phi) d\Omega, \quad (19)$$

gdzie:

$$G(\Theta, \Phi) = D T(\Theta, \Phi).$$

2.3. Obliczenie tłumienia atmosferycznego

Jeżeli antena jest skierowana na Słońce, wówczas temperatura antenowa T_{AS} jest dana następującą ogólną zależnością, wynikającą ze wzorów (9) i (19):

$$T_{AS} = \frac{1}{L} \int \int_{4\pi} \frac{G(\Theta, \Phi)}{4\pi} \{ T_{bs} \exp(-\tau) + T_m [1 - \exp(-\tau)] \} d\Omega + \left(1 - \frac{1}{L} \right) T_o, \quad (20)$$

gdzie:

- L - tłumienie linii transmisyjnej między anteną a wejściem odbiornika;
- T_o - temperatura linii transmisyjnej;
- T_{bs} - temperatura jasności Słońca dla częstotliwości obserwacji;
- T_m - średnia temperatura atmosfery wzdłuż trasy obserwacji.

Natomiast kiedy antena jest skierowana na niebo, temperatura antenowa wyraża się zależnością:

$$T_{An} = \frac{1}{L} \int \int_{4\pi} \frac{G(\Theta, \Phi)}{4\pi} T_m [1 - \exp(-\tau)] d\Omega + \left(1 - \frac{1}{L} \right) T_o. \quad (21)$$

Wielkością wykorzystywaną w pomiarach pochłaniania i tłumienia atmosfery jest różnica temperatur $T_{AS} - T_{An}$ wyrażona następującą zależnością przy założeniu, że T_{AS} i T_{An} nie zmienia swojej wartości w trakcie pomiarów dla danego kąta obserwacji:

$$T_{AS} - T_{An} = \frac{1}{L} \exp(-\tau) \int \int_{4\pi} \frac{G(\Theta, \Phi)}{4\pi} T_{bs} d\Omega_s, \quad (22)$$

gdzie:

Ω_s - bryłowy kąt Słońca.

Obliczenie wartości współczynnika τ w warunkach czystego nieba jest bardzo trudne i wymaga znajomości wartości temperatury jasności Słońca T_{bs} . Natomiast porównując różnicę temperatur zmierzoną w warunkach małego tłumienia przez atmosferę $T_{AS}^1 - T_{An}^1$ z różnicą temperatur otrzymaną z pomiarów w czasie deszczu $T_{AS}^2 - T_{An}^2$, otrzymuje się wartość przyrostu tłumienia [9]:

$$\alpha = \frac{T_{AS}^1 - T_{An}^1}{T_{AS}^2 - T_{An}^2}. \quad (23)$$

Tłumienie to, wyrażone w decybelach, wynosi:

$$A = 10 \log \alpha. \quad (24)$$

Obliczenia wartości pochłaniania dla kierunków, których kąty zenitalne są mniejsze niż 80° można wykonać, wykorzystując zależność (25), która jest prawdziwa przy założeniu płaskiej Ziemi i w warunkach atmosferycznych charakteryzujących się niezmiennym pionowym uwarstwieniem w czasie pomiaru:

$$\tau = \tau_0 \sec \Theta_z, \quad (25)$$

gdzie:

τ_0 - pochłanianie zenitalne.

Wartość τ_0 jest odczytywana wówczas z wykresu funkcji:

$$\tau_0 = \log(T_{AS} - T_{An}) - f(\sec \Theta_z). \quad (26)$$

Obliczenia pochłaniania atmosferycznego można również dokonać, wykorzystując jedynie pomiary temperatury nieba lub temperatury Słońca. Jest to możliwe przy spełnieniu następujących założeń:

- antena będzie mieć wąską wiązkę główną oraz małe listki boczne, a szczególnie silnie stłumiony listek tylny;
- współczynnik pochłaniania przez atmosferę będzie stały w danym kącie obserwacji;
- do pomiarów będzie wykorzystany system odbiorczy nie wnoszący dodatkowego tłumienia.

Wzór na temperaturę nieba będzie miał wówczas postać:

$$T_{An} = [1 - \exp(-\tau_0 \sec \Theta_z)] T_m, \quad (27)$$

a tłumienie atmosfery wyniesie wtedy:

$$\tau_0 = \frac{1}{T_{An} - T_m} \frac{d(T_{An} - T_m)}{d(\sec \Theta_z)}. \quad (28)$$

Mierząc natomiast temperaturę Słońca T_{bs} i określając temperaturę antenową otrzymuje się:

$$T_{AS} = T_{bs} [\exp(-\tau_0 \sec \Theta_z)] + [1 - \exp(-\tau_0 \sec \Theta_z)] T_m. \quad (29)$$

Wartość tłumienia oblicza się z następującego wzoru:

$$\tau_0 = \ln \left(\frac{T_{bs} - T_m}{T_{AS} - T_m} \right) \cos \Theta_z \quad (30)$$

lub ze wzoru wykorzystującego nachylenie wykresu funkcji:

$$T_{AS} = T_m - f(\sec \Theta_z)$$

$$\tau_0 = \frac{1}{T_{AS} - T_m} \frac{d(T_{AS} - T_m)}{d(\sec \Theta_z)}. \quad (31)$$

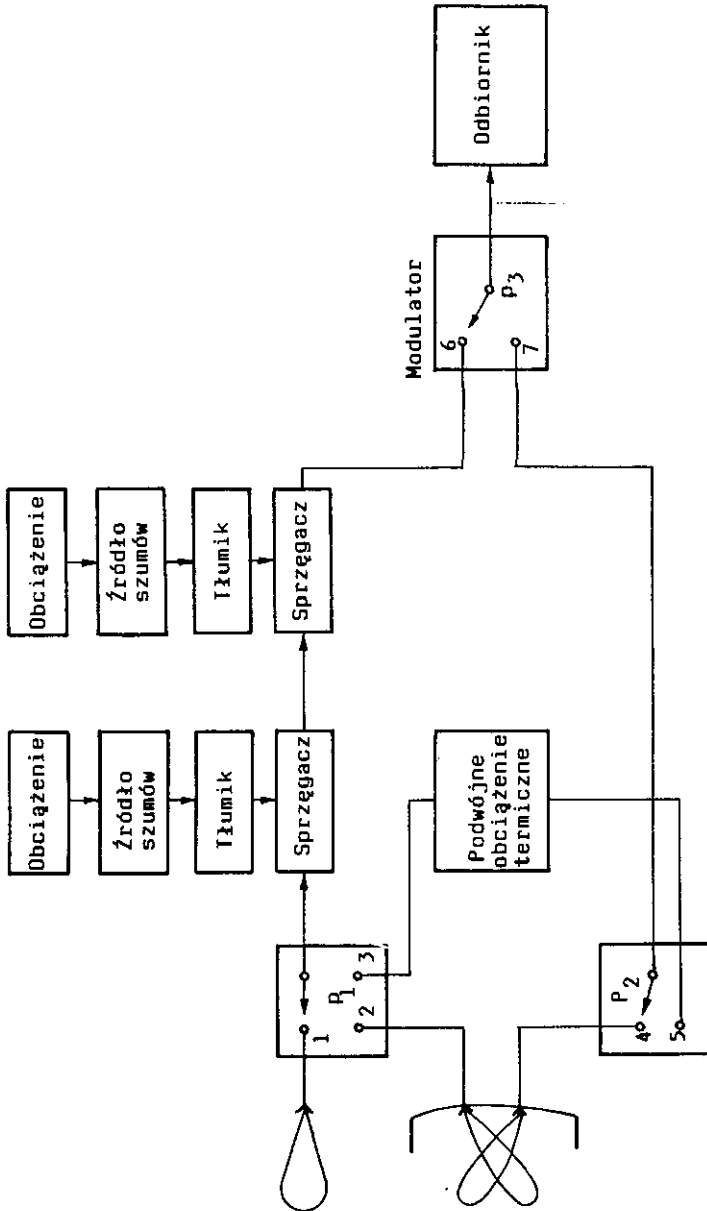
3. METODY POMIAROWE

3.1. Metoda kolejnych pomiarów

Metoda ta charakteryzuje się tym, że nie stawia żadnych wymagań dotyczących temperatury nieba [20]. Tłumienie wnoszone przez atmosferę określa się ze wzoru (25). Jako główne źródło promieniowania jest wykorzystywane Słońce. Antenę ustawia się w ten sposób, aby jej główny listek obserwował niebo przed źródłem promieniowania, w punkcie znajdującym się na drodze ruchu tego źródła. W tym położeniu antenę pozostawia się w bezruchu. Słońce, które jest źródłem promieniowania, przechodzi nad anteną przez środek głównego listka, aż do zupełnego jego odcięcia. Wtedy antenę znów wysuwa się do przodu i procedura pomiaru powtarza się.

Ze względu na dość długi czas obserwacji i niejednorodności atmosfery jest konieczne uwzględnienie w wynikach pomiaru wpływu refrakcji, szczególnie dla małych kątów elewacji. Niestabilność warunków atmosferycznych może być również przyczyną błędów w pomiarach. Metoda ta jest przydatna do pomiarów średniej wartości tłumienia. Na rys. 2 pokazano schemat systemu pomiarowego realizującego tę metodę (przełącznik P2 jest w położeniu 5, natomiast przełącznik P1 - w położeniach 1 i 3).

Wpływ na wyniki pomiarów w zmiennych warunkach atmosferycznych można częściowo wyeliminować, wykorzystując analityczną metodę przedstawioną w [30]. Metoda ta pozwala na dokładne określenie temperatury jasności źródła oraz tłumienia zenitalnego z serii pomiarów wykonanych dla różnych kątów elewacji. Pewną modyfikacją tej metody jest metoda zastosowana w Australii [27]. Polega ona na stałym śledzeniu ruchu Słońca, natomiast pomiar temperatur Słońca i nieba odbywa się w czasie ruchu anteny prostopadłym do kierunku obserwacji, tzn. że antena stale waha się wokół tego ostatniego.



Rys. 2. Schemat blokowy radiometru
(dla różnych systemów w zależności od ustawienia przełączników P1 i P2)

3.2. Metoda pomiarów zmian pochłaniania przez atmosferę

Metoda polega na wykorzystaniu zmian temperatury antenowej Słońca T_A na skutek zmian położenia Słońca przy założeniu, że temperatura jasności Słońca jest stała w czasie obserwacji. Wartość stosunku $\Delta T_A/T_A$ jest wykreślona w funkcji secansa kąta obserwacji Θ_z . Nachylenie tej krzywej wynosi τ_o . Metoda wymaga dysponowania precyzyjnym systemem śledzenia Słońca. Błędy wycelowania są zawarte w różnicy ΔT , natomiast błędy obserwacji są zredukowane przez wykonanie wielu pomiarów [30].

Zmiany w wartościach τ_o , spowodowane zmianami zachodzącymi w atmosferze, oblicza się z krzywej $\Delta T_A/T_A = f(\sec\Theta)$. Metodę tę wykorzystuje się do określenia zmian pochłaniania atmosferycznego w stosunkowo krótkim czasie rzędu 1 minuty.

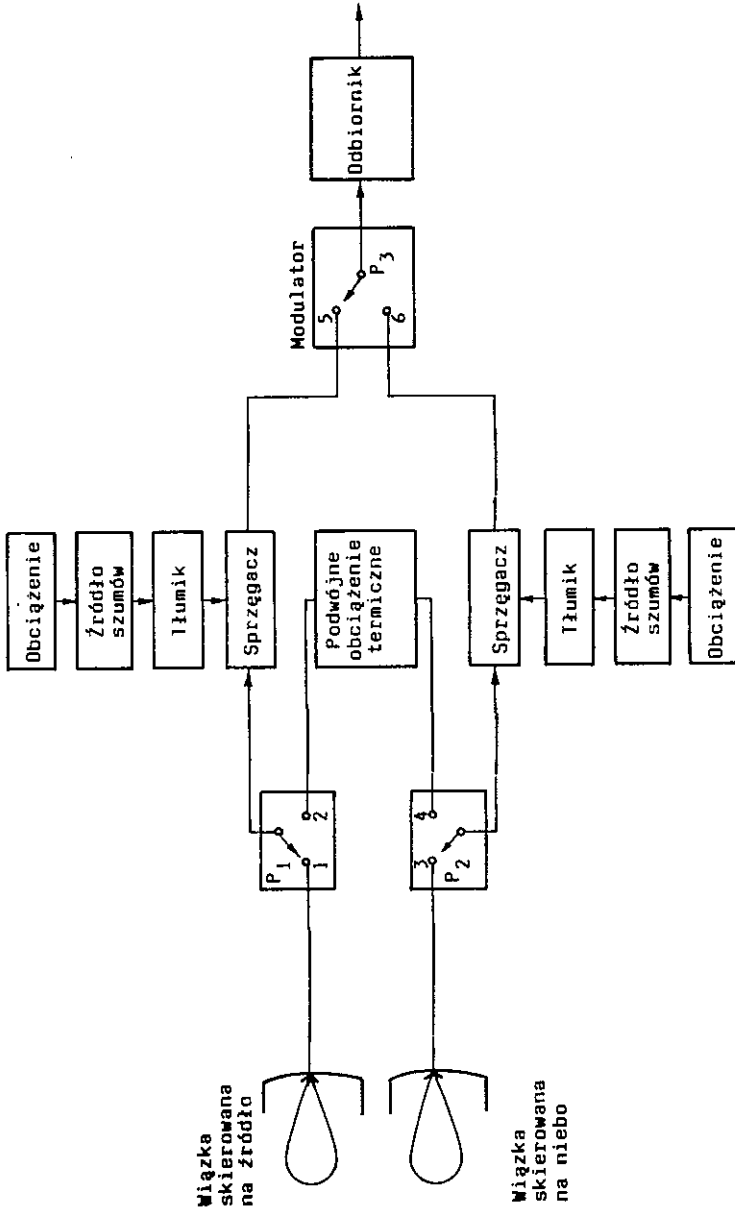
Inną metodą zmian pochłaniania atmosferycznego jest metoda wykorzystująca zmiany różnicy temperatur antenowych Słońca T_{AS} i nieba T_{An} . Pomiary tych temperatur wykonuje się za pomocą pojedynczej wiązki skierowanej na przemian na Słońce i na niebo. Miarą zmian pochłaniania jest stosunek zmian różnicy temperatur do tej różnicy. Zenitalne pochłanianie otrzymuje się z nachylenia krzywej:

$$\log(T_{AS} - T_{An}) = f(\sec \Theta_z) . \quad (32)$$

Metoda ta jest wolniejsza w związku z koniecznością dokonania zmian położenia anteny.

3.3. Metoda pomiarów bardzo szybkich zmian tłumienia

Przedstawione powyżej techniki pomiarów całkowitego pochłaniania i zmiennego tłumienia są nieprzydatne do pomiarów szybko zmieniającego się tłumienia. Techniki te opierają się na obserwacjach nieba, a następnie nieba i Słońca. Ponieważ wykorzystują pojedynczą antenę, jest wymagany pewien czas na ponowne jej nastawienie.



Rys. 3. Schemat blokowy radiometru do pomiaru szybkich zmian tłumienia

W tym czasie mogą ulec zmianie atmosferyczne pochłanianie i promieniowanie. W związku z tym proponuje się zastosowanie układu dwóch przełączanych kolejno, identycznych anten z pojedynczymi wiązkami głównymi.

Na rys. 3 pokazano system pomiarowy realizujący powyższe propozycje. Jedna z anten jest skierowana na Słońce, druga zaś na niebo. Radiometr będzie pracował w systemie przełączania z jednej anteny na drugą, a jego wskazania będą proporcjonalne do tłumienia promieniowania Słońca. Częstotliwość przełączeń może być w tym przypadku równa około 1 000 Hz [20]. System pomiarowy wymaga posiadania anten o symetrycznych charakterystykach wiązek głównych. Podobnie jak w innych metodach pomiarowych, zakłada się tutaj jednakowy przestrzenny stan atmosfery w kątach obserwacji obu anten.

3.4. Metoda koncentrycznych wiązek

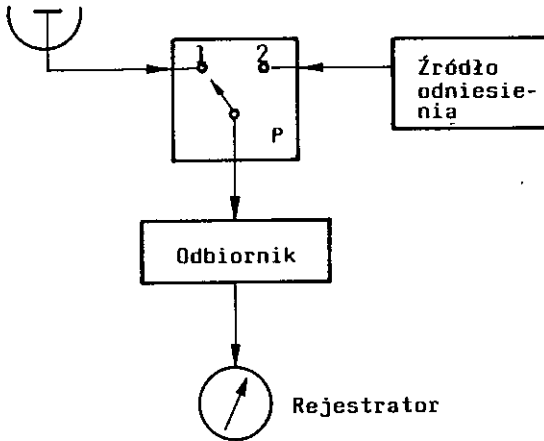
Metoda ta umożliwia pomiary różnicy temperatur antenowych pochodzących z pary koncentrycznych wiązek (rys. 2 - przełącznik P1 w położeniach 2, 5). Jedna wiązka ma kąt rozwarcia mniejszy od rozmiarów źródła promieniowania, druga zaś szeroko obejmuje źródło.

Wyniki pomiarów otrzymanych tą metodą nie zawierają efektów spowodowanych istnieniem listków bocznych. Mogą jednak mieć błędy wynikające z niejednorodnej temperatury tarczy słonecznej.

4. ODBIORCZE SYSTEMY POMIAROWE

4.1. System odbioru typu bezpośredniego porównania

System odbioru bezpośredniego porównania jest najprostszym systemem, służącym do pomiaru temperatury jasności nieba. Składa się on z odbiornika, rejestratora oraz kalibrowanego źródła szumów (rys. 4). Zasadniczą wadą tego systemu jest trudność uzyskania dużej

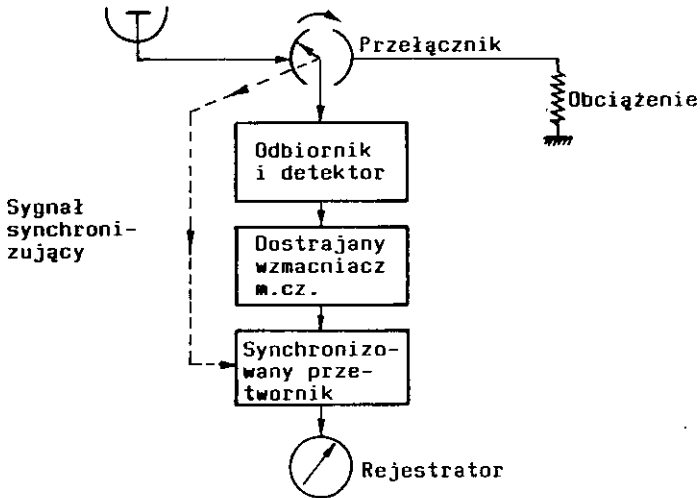


Rys. 4. System odbioru typu bezpośredniego porównania

stabilności wzmocnienia w czasie od kilku godzin do kilku dni. Narzuca to jeszcze ostrzejsze wymagania na stabilność zasilacza odbiornika. Jeśli bowiem wymagana stabilność wzmocnienia jest rzędu 0,1%, wówczas stabilność zasilania powinna być rzędu 0,01%, zaś zmiany temperatury otoczenia urządzeń nie powinny przekraczać 0,5°C [4]. Utrzymanie takiej stałości w długim czasie jest praktycznie niemożliwe. Zmiany wzmocnienia wprowadzają błędy kalibracji wyjściowego sygnału, o ile nie ograniczają od dołu odbieranego sygnału. Częściowe zmniejszenie błędów kalibracji uzyskuje się, wprowadzając okresowo źródło sygnału kalibrującego na wejściu odbiornika. Od włączeń tego źródła uzyskuje się na wyjściu odbiornika ślad zmian wzmocnienia. Mimo prostoty budowy tego systemu dostarcza on wyniki pomiarów w postaci dostatecznie komplikującej ich analizę.

4.2. System odbioru typu Dicke'a

System ten (rys. 5) ma przełącznik P łączący odbiornik na przemian z anteną i obciążeniem odniesienia o znanej temperaturze



Rys. 5. System odbioru typu Dicke'a

[4, 18]. Za detektorem odbiornika znajduje się wzmacniacz m.cz. dostrajany do częstotliwości przełącznika. Wyjście wzmacniacza jest połączone z synchronizowanym przetwornikiem przebiegów zmiennych na prąd stały. Całość kończy rejestrator z odpowiednią stałą czasu. System mierzy różnicę między mocą odbieraną przez antenę a mocą szumów pochodzących z obciążenia odniesienia. Zmiany tej różnicy są proporcjonalne do zmian temperatury antenowej.

System charakteryzuje się tym, że antena i obciążenie mają dokładnie tę samą impedancję oraz że szумы odbiornika są takie same dla obu sygnałów. Wymagania dotyczące stabilności wzmocnienia są mniejsze i wynoszą około 1%. System ten jest szczególnie użyteczny w przypadku, kiedy szумы własne odbiornika, a zwłaszcza szумы elementów obwodów w.cz. znajdujących się między wyjściem anteny a wejściem odbiornika, są dominujące. Wywołują one dokładnie te same efekty w sygnale wyjściowym, jakie wywołuje tłumienie atmosfery, a mianowicie zmierzona wówczas temperatura antenowa Słońca ma mniejszą wartość, natomiast temperatura antenowa nieba ma

wartość większą o dodatkowe promieniowanie tych elementów. Efekty te oczywiście zależą od temperatury otoczenia. Szczegółowe rozważania na ten temat zaprezentowano w dalszej części artykułu.

4.3. Metoda bezwzględnego cechowania

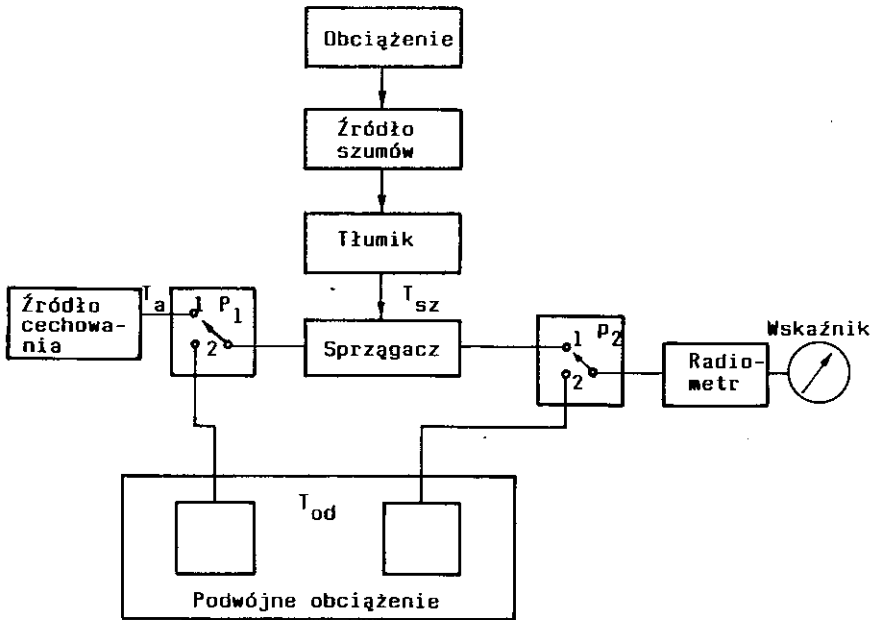
Systemy pomiarów radiometrycznych bezwzględnej temperatury szumów używają wzorcowego odniesienia temperatury i wymagają serii precyzyjnych pomiarów tłumienia poszczególnych obwodów w.cz. Pomiarów te reprezentują główne źródło błędów kalibracji, którego wartość jest określona dokładnością tych pomiarów. Występowanie tych błędów i ich wartości stwarza konieczność posiadania odniesienia wskazań wyjściowych radiometru względem absolutnego zera.

Cechowanie wyjściowego wskaźnika radiometru w kelwinach jest zazwyczaj przeprowadzone z bardzo dużą dokładnością. Istnieje kilka metod kalibracji radiometrów. Metoda, która zostanie tu przedstawiona nie potrzebuje na stałe źródła bardzo niskich temperatur, a w dodatku obwody w.cz. radiometru mogą pracować w temperaturze otoczenia [19, 21]. Dokładność tej metody jest ograniczona dynamiką odbiornika oraz stabilnością temperatury i własności elektrycznych obwodów w.cz.

Charakterystycznymi cechami tej metody są:

- konieczność posiadania źródła szumów o niskiej temperaturze jedynie w czasie cechowania lub w czasie okresowych sprawdzianów pracy radiometru, które przeprowadza się w laboratorium;
- możliwość pracy wszystkich obwodów w.cz. w temperaturze otoczenia;
- zastosowanie na wejściu radiometru przełączników niezbędnych do kalibracji urządzenia;
- wprowadzenie dodatkowych szumów w obwody wejściowe, umożliwiającących cechowanie radiometru w jednostkach bezwzględnych.

Na rys. 6 pokazano system blokowy cechowania radiometru [10].



Rys. 6. Schemat cechowania bezwzględnego

T_a - temperatura szumów z wzorcowego źródła, T_{sz} - temperatura szumów z dodatkowego źródła, T_{od} - temperatura odniesienia

Podstawowym założeniem tej metody jest równość temperatur szumów doprowadzonych do wejścia modulatora. Jeśli przełącznik P1 jest w pozycji 2, a przełącznik P2 w pozycji 1 i jeżeli temperatura obciążenia odniesienia wynosi T_{od} , wówczas temperatura na wejściu modulatora jest równa:

$$T_{21} = T_{od}\alpha_{21} + T_o(1 - \alpha_{21}), \quad (33)$$

gdzie:

T_o - temperatura otoczenia.

α_{21} - tłumienie na drodze od wejścia obciążenia odniesienia do wejścia modulatora (przełącznik P1 i P2 ustawione odpowiednio w położeniach 2 i 1);

$T_o(1-\alpha_{21})$ - dodatkowa temperatura szumów na wejściu modulatora wprowadzona przez elementy obwodów w.c.z.;

Przełączenie przełącznika P2 w położenie 2 na wejściu modulatora spowoduje wystąpienie szumów o temperaturze:

$$T_{22} = T_{od}\alpha_{22} + T_o(1 - \alpha_{22}), \quad (34)$$

gdzie:

α_{22} - tłumienie drogi sygnału od obciążenia odniesienia na wejście modulatora, przełącznik P2 w położeniu 2.

Zgodnie z założeniami, wartość różnicy temperatur szumów T_{21} i T_{22} na wejściu modulatora powinna być równa zero, co odpowiada zero wskazań radiometru. Założenie to jest spełnione wówczas, kiedy $T_{od} = T_o$, ponieważ:

$$T_{21} - T_{22} = (T_{od} - T_o)(\alpha_{21} - \alpha_{22}). \quad (35)$$

Widać stąd, że wartości współczynników α_{21} i α_{22} nie są istotne i nie powinny mieć wpływu na czułość urządzenia.

Jeśli przełącznik P1 jest w położeniu 1 i jeśli na wejście radiometru podłączono wzorcowe źródło szumów o temperaturze T_a , wówczas wskazania radiometru są proporcjonalne do różnicy temperatur na wejściu modulatora, gdy przełącznik P2 jest w pozycji 1 i są wyrażone następującym wzorem:

$$T_{11} = T_a\alpha_{11} + T_o(1 - \alpha_{11}), \quad (36)$$

gdzie:

α_{11} - tłumienie sygnału od zacisków wejściowych radiometru do wejścia modulatora $\alpha_{11} = 1/L$ (pkt 2.3). Dla skompensowania

wychylenia radiometru zostaje wprowadzona przez sprzęgacz dodatkowa moc szumów o temperaturze T_{sz} . Wtedy na wyjściu modulatora wystąpi sygnał odpowiadający różnicy temperatur równej:

$$T'_{11} - T_{22} = T_a \alpha_{11} + T_o(\alpha_{22} - \alpha_{11}) - T_{od} \alpha_{22} T_{od} \alpha_{22} + T_{sz}, \quad (37)$$

gdzie:

$$T'_{11} = T_{11} + T_{sz}.$$

Dla $T_a = 0$ K radiometr powinien wskazywać zero. Zatem różnica $T_{11} - T_{22}$ powinna być równa różnicy $T_{21} - T_{22}$. Z porównania odpowiednich wzorów można określić wartość temperatury dodanych szumów:

$$T_{sz} = T_o(\alpha_{11} - \alpha_{21}) + T_{od} \alpha_{21}. \quad (38)$$

Wprowadzenie dodatkowych szumów powoduje nie tylko zerowanie wyjścia radiometru, ale również kompensuje symetrię tłumienia, spowodowaną wprowadzeniem przełącznika P1.

Szumy z dodatkowego źródła szumów można wykorzystać do określenia charakterystyki wzmocnienia całego układu radiometru, zgodnie z następującą zależnością:

$$T'_{21} - T_{22} = (T_{od} - T_o)(\alpha_{21} - \alpha_{22}) + T_{sz}, \quad (39)$$

gdzie:

$T'_{21} = T_{21} + T_{sz}$ - temperatura na wejściu modulatora, kiedy przełącznik P2 jest w położeniu 1.

Jeśli temperatura odniesienia T_{od} jest różna od temperatury otoczenia, wówczas do osiągnięcia różnicy temperatur $T_{12} - T_{22}$ równej zero na wejściu modulatora jest konieczne wprowadzenie szumów o temperaturze T_{sz} (39) równej:

$$T_{sz} = (T_{od} - T_o) (\alpha_{22} - \alpha_{21}) . \quad (40)$$

Dla temperatury wzorcowej $T_a = 0$ K wskazanie radiometru będzie proporcjonalne do różnicy temperatur $T_{od} - T_a$, ponieważ różnica między temperaturami szumów doprowadzanymi do modulatora, gdy przełącznik P2 jest w pozycji 1, wynosi:

$$T'_{11} - T'_{21} = T_{11} - T_{21} = T_{od}\alpha_{21} - T_a\alpha_{11} + T_o(\alpha_{11} - \alpha_{21}) \quad (41)$$

i nie zależy od wprowadzonych dodatkowo szumów koniecznych do wyzerowania układu, pod warunkiem, że ich temperatura jest stała w czasie pomiaru.

Do skalowania bezwzględnego radiometrów pracujących na częstotliwościach 8 GHz i 15 GHz, które opisano w [21], wykorzystano obciążenie odpowiedniej konstrukcji zanurzone w wannie z acetonem i suchym lodem. Natomiast cechowanie kontrolowano kilka razy w okresie pracy radiometrów. Obciążenia odniesienia umieszczono w materiale zapewniającym dostateczną stabilizację termiczną. Obciążenie odniesienia źródła szumów stale kontrolowano za pomocą mostka z termoparą, który był z kolei kalibrowany za pomocą termometru rtęciowego z dokładnością wskazań 0,05 K.

Jako źródła szumów stosuje się obecnie diody lawinowe charakteryzujące się dostateczną stabilnością zarówno krótkookresową, jak i długookresową [18]. Badania wykazały, że zależność mocy wyjściowej od temperatury otoczenia wynosi około 0,01 dB/°C.

4.4. Antena

Antena wykorzystywana do pomiarów radiometrycznych powinna mieć duży zysk i małe szumy własne oraz odpowiednią szerokość wiązki głównej. Stosowane w praktyce anteny mają szerokość wiązki rzędu 1°, zaś zysk rzędu 40 dB.

Istotnym problemem w tego typu antenach są listki boczne charakterystyki anteny. Od udziału tych listków w odbiorze sygnałów zależy całkowita temperatura antenowa. Wyeliminowanie listków bocznych realizuje się m.in. przez założenie na krawędzi anteny odpowiednich osłon. W przypadku anten parabolicznych, obecnie powszechnie używanych w pomiarach radiometrycznych, stosuje się nałożenie kołnierza pierścieniowego na krawędzi paraboli [19, 20]. Długość tego kołnierza jest nieco większa od ogniskowej anteny. W systemach pomiarowych na wyjściu anteny stosuje się wzmacniacze w.cz.

Każda z anten wykorzystywanych do pomiarów radiometrycznych ma odpowiedni układ mechaniczny, służący do nastawienia anteny w żądanym położeniu.

Pomiary tłumień za pomocą radiometrów są związane na ogół ze śledzeniem Słońca przez antenę. Antena zatem powinna mieć możliwość obrotu dookoła osi równoległej do osi obrotu Ziemi oraz dookoła osi do niej prostopadłej. Jako przykład takiego systemu może służyć wspomniany już wcześniej system przedstawiony w [10]. Antena tam opisana ma możliwość śledzenia Słońca pod różnymi kątami elewacji oraz ruchu wokół osi prostopadłej do kierunku obserwacji, w ograniczonym przedziale kątów. Czas jednego okresu takiego obrotu - wahnięcia anteny wynosi 5 minut. Antena waha się w przedziale kątów 3° na południe i $0,5^\circ$ na północ od Słońca. W pierwszym skrajnym położeniu antena odbiera jedynie temperaturę nieba, natomiast w drugim skrajnym położeniu zatrzymuje się na chwilę i jest poprawiane jej wycelowanie w kierunku Słońca.

Podobny system ruchów anteny zastosowano w pomiarach opisanych w [12]. W tym przypadku maksymalne odchylenie anteny osiągnęło około 3° , a okres wahnięcia trwał jedną minutę.

4.5. Odbiornik

Ostatnie lata cechowały się znacznym wzrostem zainteresowania niskoszumnym odbiorem sygnałów o częstotliwości powyżej

100 GHz. Było ono stymulowane przede wszystkim rozwojem m.in. radioastronomii. W porównaniu z latami siedemdziesiątymi czułość odbiorników poprawiła się więcej niż o rząd wielkości. Na przykład, zastępcza wejściowa jednowstęgowa temperatura szumów odbiornika na częstotliwości 100 GHz, która na początku lat siedemdziesiątych wynosiła około 2 000 K, uległa obniżeniu poniżej 200 K [17].

Wyróżnia się dwa podstawowe rodzaje odbiorników: bezpośrednie i heterodynowe. Wśród odbiorników bezpośrednich największe znaczenie mają odbiorniki z detektorami pyroelektrycznymi i elementami bolometrycznymi. Detektory pyroelektryczne są obecnie szeroko stosowane do detekcji promieniowania elektromagnetycznego w zakresach częstotliwości aż do podczerwieni włącznie. Preferowane są one wszędzie tam, gdzie wysoka czułość, niski koszt, prostota, niezawodność i odporność mechaniczna mają podstawowe znaczenie. Pracują one w temperaturach bliskich temperaturze Curie, zapewniając czułości opisywane wartością mocy równoważnej szumom (NEP - *Noise Equivalent Power*) rzędu 10^{-10} W/Hz^{1/2}. W zastosowaniach, w których czułość ma decydujące znaczenie, używa się odbiorników wykorzystujących detektory bolometryczne. W temperaturze ciekłego helu, tzn. około 2 K, czułości tych odbiorników osiągają poziom opisywany wartością NEP rzędu 10^{-14} W/Hz^{1/2} przy stałych czasowych odpowiedzi około 25 ms.

W odbiornikach heterodynowych praktyczne zastosowanie znalazły tylko bolometryczne elementy mieszające z gorącymi elektronami. Odbiorniki takie są w zakresie częstotliwości powyżej 200 GHz odbiornikami heterodynowymi o największej czułości. Nawet przy częstotliwości 575 GHz zastępcze wejściowe temperatury szumów mogą być niższe od 400 K (współczynnik szumów 3,77 dB). Mała moc heterodyny, potrzebna do optymalnej pracy tych odbiorników (rzędu 1 μ W), pozwala wytwarzać sygnał lokalnego oscylatora drogą powielania częstotliwości w powielaczach z waraktorowymi diodami Schottky'ego.

4.6. Prowadnice falowe

W ostatnich latach obserwuje się ciągle poszukiwanie nowych prowadnic falowych [1]. Znajduje to swoje uzasadnienie w nieustannym rozwoju technologii, głównie miniaturowych elementów półprzewodnikowych, przeznaczonych do pracy z sygnałami o coraz większych częstotliwościach. Istota budowy układów zintegrowanych w.cz. polega głównie na wykorzystaniu możliwości prowadzenia fal elektromagnetycznych w strukturach o konfiguracji planarnej. W konsekwencji pozwala to ukształtować właściwości takich prowadnic poprzez kontrole wymiarów w jednej tylko płaszczyźnie.

Obecnie istnieje wiele typów prowadnic falowych spełniających te wymagania. Są to struktury typu przewodnik - dielektryk, wśród których można wyróżnić dwie zasadnicze grupy: grupę prowadnic wywodzącą się z powszechnie dzisiaj stosowanej niesymetrycznej linii paskowej oraz grupę opartą na zaproponowanej przez Cohna linii szczelinowej. Jednak straty w dielektrycznych liniach paskowych są znacznie większe niż w falowodach. Z tych względów, w wyższych pasmach mikrofalowych w powszechnym użyciu znajduje się falowód prostokątny rodzaju podstawowego. Ponieważ wymiary prowadnic muszą być mniejsze niż długości fali, wymiary rury prostokątnej stają się niezmiernie małe dla częstotliwości większych od 100 GHz. Pojawiają się więc poważne trudności konstrukcyjne, co stanowi o wysokim koszcie tych prowadnic. Ze wzrostem częstotliwości występuje również wzrost tłumienia. Dla stałego stosunku długości fali z pasma przepustowego do długości fali krytycznej, teoretyczne tłumienie na jednostkę długości wzrasta jak $f^{3/2}$, natomiast tłumienie na jednostkę długości fali jak $f^{1/2}$. Ponadto stwierdzono, że stosunek tłumienia zmierzonego do teoretycznego wzrasta z częstotliwością, np. przy częstotliwości 70 GHz wynosi on 1,5.

Straty typowego falowodu na częstotliwości 220 GHz osiągają wartość 0,3 dB/cm. Zmusza to z jednej strony do minimalizowania

długości stosowanych odcinków falowodu, a z drugiej do poszukiwania środków umożliwiających realizację wymaganych funkcji układowych w strukturach o znacznie mniejszych stratach. Dobre rezultaty daje wykorzystanie metod oraz technik stosowanych w układach optycznych i dalekiej podczerwieni.

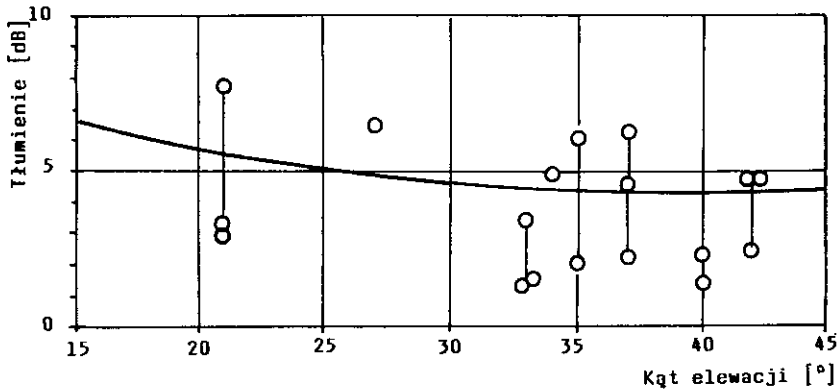
5. UWAGI DOTYCZĄCE NIEKTÓRYCH POMIARÓW

Pomiary radiometryczne mają tę przewagę nad pomiarami z użyciem sztucznego źródła promieniowania, że mogą być przeprowadzane praktycznie na dowolnych częstotliwościach. Natomiast ich zasadniczą wadą jest to, że do otrzymania dokładnych pomiarów jest konieczne posiadanie precyzyjnego systemu pomiarowego, umożliwiającego sprawdzanie otrzymywanych wyników różnymi metodami. Miało to miejsce w pomiarach całkowitego pochłaniania fal przez atmosferę w warunkach czystego nieba na częstotliwościach 19 i 35 GHz, wykonanych w USA [19]. Osobno wykonywano tam pomiary funkcji kąta elewacji, wykorzystując jako źródło Słońce i oddzielnie wykorzystując promieniowanie nieba. W wyniku porównania otrzymanych danych uzyskano dużą zgodność między średnimi wartościami, umożliwiającą obliczenie wartości tłumień. Dla przykładu wartości te wynosiły 0,258 dB dla 35 GHz i 0,15 dB dla 19 GHz dla kąta zenitalnego Θ_z , którego $\sec\Theta_z = 4,7$.

Z dotychczasowych badań wynika, że najbardziej jest przydatne wykorzystanie promieniowań Słońca i nieba do pomiarów średnich wartości tłumienia powodowanego przez atmosferę.

Jedną z niedogodności wykorzystania Słońca jako źródła promieniowania w pomiarach tłumienia powodowanego przez opady stanowi zmienność kąta elewacji. Drugą ważną wadą jest fakt występowania zakłóceń w promieniowaniu Słońca i w związku z tym konieczność współpracy z obserwatorium astronomicznym, mającym możliwość oceny stanu promieniowania tego źródła.

Z dostępnych materiałów dotyczących pomiarów tłumienia atmosferycznego na częstotliwościach z zakresu 11 GHz najbardziej miarodajne dla naszego położenia geograficznego wydają się być wyniki kilkuletnich pomiarów przeprowadzanych w czasie realizacji programu European Communication Satellite [5]. Pomiarów te przeprowadzono na częstotliwości 11,5 GHz w dziesięciu różnych punktach Europy, których lokalizacja odpowiadała zmianom kąta elewacji w przedziale od 20° do 45° . Na rys. 7 przedstawiono wartości tłumień, wybrane dla każdego punktu pomiarowego z najgorszych miesięcy każdego roku, w funkcji kąta elewacji. Z danych tych wynika, że rozrzut wartości tłumienia jest dużo większy niż spodziewana zależność od wartości kąta elewacji.



Rys. 7. Tłumienie w najgorszym miesiącu sygnałów o częstotliwości 11,5 GHz w funkcji kąta elewacji, występujące w przekraczonym czasie 0,1% roku [4]

○ - przedział wartości tłumień dla danego kąta elewacji,
 — - spodziewane wartości tłumienia otrzymane z obliczeń

Pomiary zależności tłumienia wnoszonego przez opady deszczu dla częstotliwości 11 GHz w funkcji kąta elewacji były przeprowadzone

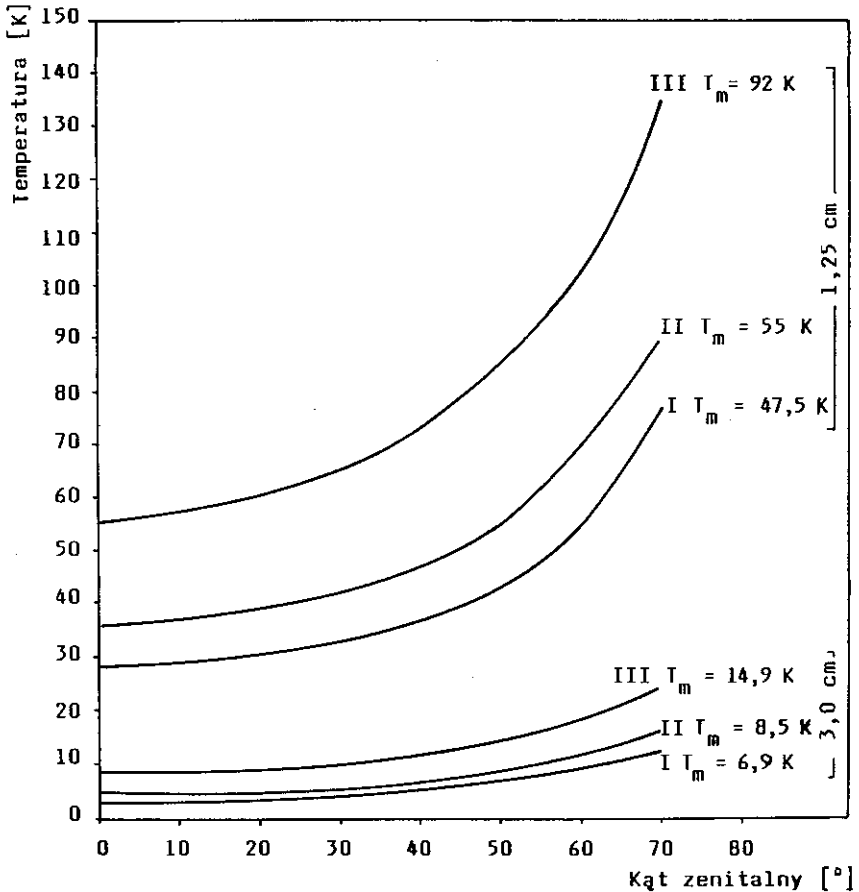
w latach 1973-1974 w Australii [22]. Mimo, że jest to rejon różniący się znacznie od naszego kraju pod względem warunków klimatycznych, warto zauważyć, że zależność tłumienia od kąta elewacji stwierdzono jedynie dla opadów o małych intensywnościach rzędu 1 mm/h. Natomiast dla opadów o większych intensywnościach nie zauważono żadnej korelacji. Tłumaczy się to dużą niejednorodnością kolumn deszczowych, która w przypadku opadów burzowych może spowodować zmniejszenie się tłumienia dla mniejszych kątów elewacji.

Zależność tłumienia wnoszonego przez opady od kąta elewacji stwierdzono w badaniach przeprowadzonych na częstotliwościach większych niż 15 GHz [12, 33]. Najsilniejszy związek tłumienia ze zmianami kąta elewacji zaobserwowano na częstotliwości 36 GHz.

Dla częstotliwości niższych niż 15 GHz zależność tłumienia od kąta elewacji stwierdzono w warunkach ciągłego zakłócenia stanu atmosfery. Na rys. 8 przedstawiono wyniki pomiarów temperatury nieba w funkcji kąta zenitalnego dla fal o długościach 1,25 i 3,0 cm oraz dla trzech różnych warunków atmosferycznych charakteryzujących się wspomnianą cechą [20]. W tym przypadku widać zależność od kąta elewacji.

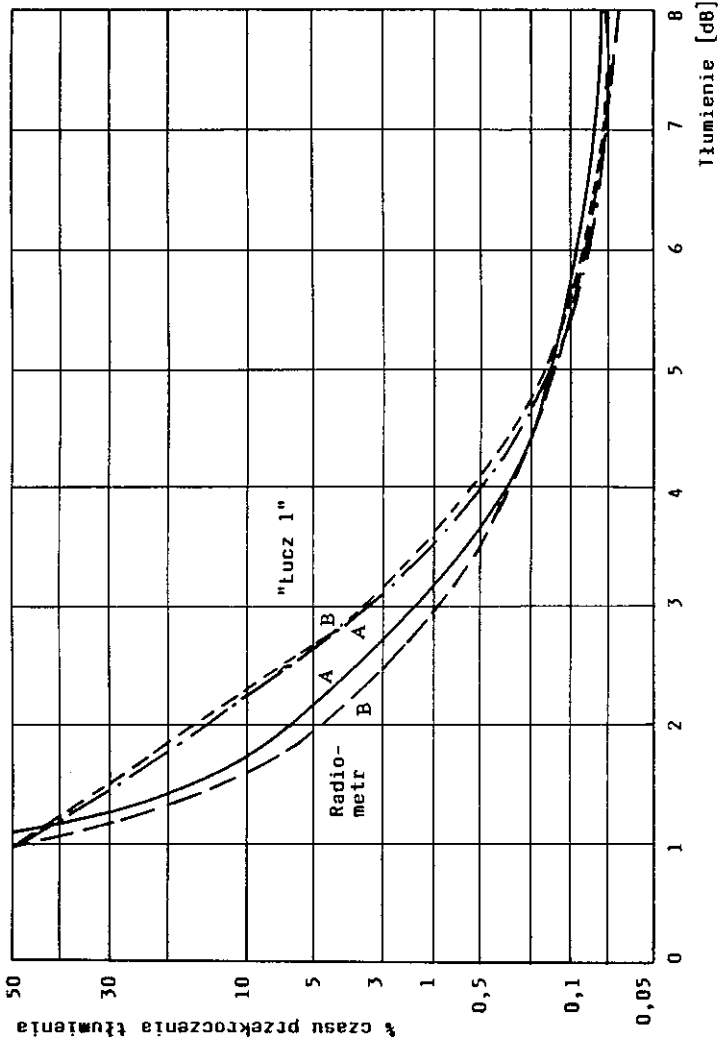
Uzyskiwane z pomiarów rozkłady tłumień wykazują dużą korelację z wynikami naziemnych pomiarów intensywności opadu deszczu i mogą być z powodzeniem wykorzystywane do projektowania satelitarnych systemów telekomunikacyjnych dla rejonów, w których te pomiary były przeprowadzone.

Interesujące badania przeprowadzono również w Międzynarodowym Ośrodku Badań Kosmicznych w Dubnej [28]. Wykonano tam badania stanu atmosfery dwiema metodami: radiometrem oraz za pomocą sztucznego satelity Ziemi "Łucz 1". Rozrzut wyników otrzymanych tymi dwiema metodami jest bardzo mały - mniejszy od 1 dB, a wyniki pomiarów podano na rys. 9. Badania przeprowadzone przez ESA z wykorzystaniem satelity "Olympus" dostarczyły podobnych



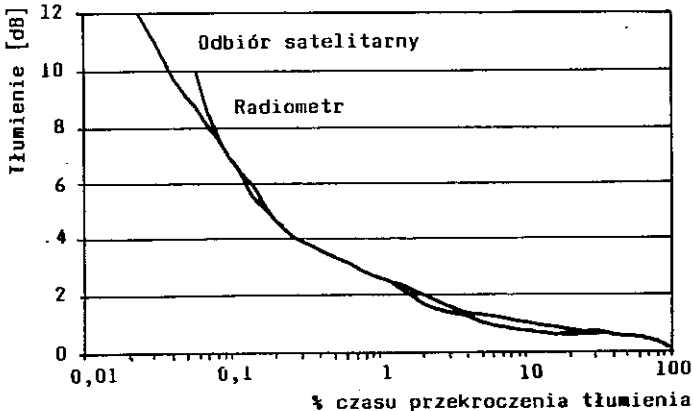
Rys. 8. Porównanie zmian temperatury jasności nieba dla fal o długościach 3 cm i 1,25 cm oraz różnych warunków atmosferycznych w funkcji kąta zenitalnego

I - niebo bezchmurne (na poziomie morza: temp. -290 K, wilgotność 7,5 g/cm³), II - zachmurzenie umiarkowane (T_0 -290 K, 0,3 g wody w m³ w przedziale wysokości od 900-1800 m), III - umiarkowany deszcz (4 mm/h w przedziale 0÷900 m, 0,3 g wody w m³ w przedziale 900÷1800 m, T_0 - 290 K), T_m - średnia temperatura jasności atmosfery



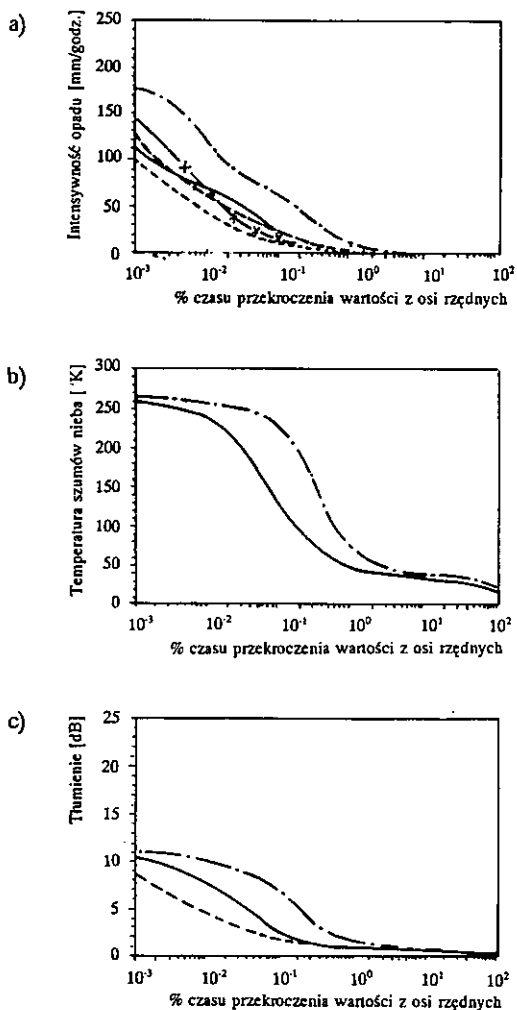
Rys. 9. Rozkład tłumień atmosfery, otrzymany z pomiarów radiometrem oraz z trasy satelitarnej "Łucz 1" - Ziemia
 A - IV÷VII 1984 r., B - IV÷X 1984 r.

wyników [9]. Potwierdziły one całkowitą przydatność radiometru do pomiarów małych tłumień - do 10 dB (rys. 10).



Rys. 10. Rozkłady tłumień atmosfery, otrzymane z pomiarów wykonanych za pomocą radiometru oraz odbiornika satelitarnego na trasie satelitarnej "Olympus" - Ziemia (w maju 1991 r. na częstotliwości 12 GHz)

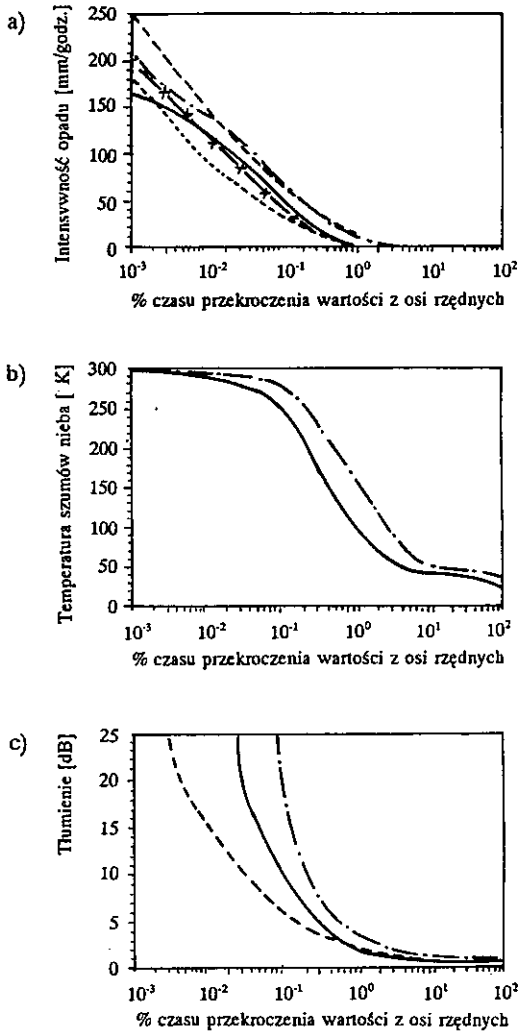
W 1987 r. rozpoczęto także badania radiometryczne w kompleksowym programie propagacyjnym dla Afryki. Wyniki badań - z pierwszego roku pomiarów - przeprowadzonych w Nairobi (Kenia) [25] na trasie o kącie elewacji $56,9^\circ$ i azymucie $83,8^\circ$ przedstawiono na rys. 11. Natomiast na rys. 12 zaprezentowano wyniki pomiarów z tego samego okresu badań przeprowadzonych na trasie o kącie elewacji $15,3^\circ$ i azymucie $257,25^\circ$ w Ile-Ife (Nigeria) [24]. Pomiary te wykonano wykorzystując radiometr Dicke'a, którego średnica anteny wynosiła 1,8 m. Kalibrację przeprowadzono w okresach czystego nieba oraz z generatora wewnętrznego (diodowego) szumów - co godzinę.



Rys. 11. Wyniki pomiarów przeprowadzonych w Kenii

a) rozkład intensywności opadu; b) rozkład temperatury szumów nieba; c) rozkład tłumienia

— roczny, - - - - najgorszy miesiąc, -x- roczny Rice-Holmberg,
 - · - - - roczny CCIR dla strefy K, - - - - roczny CCIR dla strefy M



Rys. 12. Wyniki pomiarów przeprowadzonych w Nigerii
 a) rozkład intensywności opadu; b) rozkład temperatury szumów nieba; c) rozkład tłumienia
 — roczny, - - - najgorszy miesiąc, —·—·— roczny Rice-Holmberg,
 ······ roczny CCIR dla strefy N, - - - - - roczny CCIR dla strefy P

Wyniki podane w [24, 25, 26] są o tyle interesujące, że okazały się one dość zbieżne ze sobą, natomiast dane otrzymane z materiałów CCIR przedstawiają mniejsze wartości tłumień.

6. WNIOSKI

Pomiary radiometryczne mają tę przewagę nad pomiarami z użyciem sztucznego źródła promieniowania, że mogą być przeprowadzone praktycznie na dowolnych częstotliwościach. Pozwalają one precyzyjnie określić stan atmosfery z dokładnością do części dB. Natomiast ich zasadniczą wadą jest to, że aby otrzymać dokładne pomiary trzeba mieć precyzyjny system pomiarowy, umożliwiający sprawdzanie otrzymanych wyników różnymi metodami.

Z dotychczasowych badań wynika, że najbardziej jest przydatne wykorzystanie promieniowań Słońca i nieba. Jednak jedną z niedogodności wykorzystania Słońca jako źródła promieniowania w pomiarach tłumienia powodowanego przez zjawiska atmosferyczne jest zmienność kąta elewacji.

WYKAZ LITERATURY

1. Bogucki J.: Prowadnice fal milimetrowych. Wiadomości Telekomunikacyjne, nr 7-8, 1983.
2. Bogucki J.: Satelitarne systemy zbiorcze przestrzennie. Wiadomości Telekomunikacyjne, nr 9, 1989.
3. Borrett A.H., Chung V.K.: Method for the Determination of flight - Altitude Water - Vapour Aboudance from Ground - Based Microwave Observations. J. Geoph. Res., Vol. 67, No. 11, pp. 4259-4266.
4. Brown R.H., Lovell A.C.B.: The Exploration of Space by Radio. J. Wiley & Sons Inc.; New York 1956.

5. CCIR: Doc.4/13-E, Doc.5/59-E. European Space Agency. Radiometric Measurements of Total Atmospheric Absorption at 11,5 GHz on Slant Paths. Geneva 1975.
6. CCIR: Doc.5/22-E. United Kindom. Proposed Amedments to Report 564. Propagation Date Required for Space Telecommunications System. Geneva 1975.
7. CCIR: Rep. 564-3. Propagation data and prediction methods required for Earth - space telecommunication system. Geneva 1990.
8. CCIR: Sprawozdanie 234-3. Influnce of the non-ionized atmosphere on wave propagation. Geneva 1974.
9. Chakraborty D., Davarian F., Stutzman W.L.: The Ka-band propagation measurements campaign at JPL. Antennas and Propagation Magazine, No. 1, 1993.
10. Craig E.R., Jenkinson G.F.: The Study of Tropical Rain Attenuation at 11 GHz Using a Solar Radiometer. ATR, Vol. 7, No 1, 1973.
11. Croom D.L.: Naturally Occuring Thermal Radiation in the Range 1-10 GHz. Proc. IEE 1964, Vol. 111, No. 5, pp. 967 - 980.
12. Davies P.G.: Radiometer Measurements of Atmospheric Attenuation at 19 and 37 GHz along Sun-Earth Paths. Proc. IEE, No. 20, 1973.
13. Dubinskij B.A., Clys B.I.: Radioastronomija. Sovetskoe Radio, Moskva 1973.
14. Dusiński A.: Przegląd propagacyjnych skutków w łączności Ziemia - Kosmos na częstotliwościach większych niż 10 GHz. Instytut Łączności, Warszawa 1970.
15. Dusiński A., Lisicki W.: Warunki propagacji w zakresie 11 GHz. Instytut Łączności, Warszawa 1970.
16. Encyklopedia fizyki. PWN, Warszawa 1972.
17. Faber M.T.: Niskoszumne odbiorniki z detektorami termicznymi zakresu fal prawie milimetrowych. Kwartalnik Elektroniki i Telekomunikacji, nr 2-3, 1992.
18. Flawin R., Howard S., Kilby R., Sastradipradia S.: An 11 GHz Radiometer for Rain Attenuation Studies. ATR, No. 1, 1973.
19. Heroules G.G., Brown W.E.: Radiometric Measurement of Attenuation and Emission by Earth's Atmosphere at Wavelength from 4 cm

- to 6 mm. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, No. 9, 1966.
20. Heroules G.G., Brown W.E.: The Simultaneous Investigation of Attenuation and Emission by the Earth's Atmosphere at Wavelengths from 4 Centimeters to 8 Millimeters. J. of Geophysical Research, No. 18, 1969.
 21. Heroules G.G., Brown W.E.: Technique for Absolute Temperature Measurements at Microwave Frequencies. The Review of Scientific Instruments, No. 8, 1967.
 22. Jenkinson G.F.: Tropical Rain Attenuation at 11 GHz - A Study of 18 Months. ATR, No. 1, 1975.
 23. Konopka A., Konopka J.: Wykorzystanie efektu pyroelektrycznego do detekcji fal milimetrowych i submilimetrowych. Mat. III Krajowej Konferencji Mikrofalowej Elektroniki Ciała Stałego, Zakopane 1974.
 24. McCarthy D.K., Allnut J.E., Salazar W.E., Omeata E.C., Owolabi B.R., Oladiran T., Aiayi G.O., Raji T.I., Zaks C.: Results of 11,6 GHz radiometric experiment in Nigeria. Electronics Letters, Vol. 28, No. 3, 1992.
 25. McCarthy D.K., Allnut J.E., Salazar W.E., Sitati R.W., Okoth M., Mutungi M.J., Odhiambo C.D., Zaks C.: Results of 11,6 GHz radiometric experiment in Kenya. Electronics Letters, Vol. 28, No. 3, 1992.
 26. McCarthy D.K., Allnut J.E., Salazar W.E., Wanmi F., Techinda M., Ndinayi T.D.G., Zaks C.: Results of 11,6 GHz radiometric experiment in Cameroon. Electronics Letters, Vol. 28, No. 3, 1992.
 27. Pawsky J. L., Bracewell R.N.: Radio Astronomy. Oxford Univ. Press, London 1955.
 28. Poliwka I.: Pierwsze rezultaty eksperymentu n.4 - Izmierzanie szumowej temperatury atmosfery. Sympozjum ekspertów stron uczestników tematu I, Drezno 1985.
 29. Smith A.G., Garr T.D.: Badania radiowego układu planetarnego. PWN, Warszawa 1966.
 30. Stelzried C.T., Rusch W.V.T.: Improved Determination of Atmospheric Opacity from Radio Astronomy Measurements. J. of Geophysical Research, No. 9, 1967.

31. Szczeniowski S.: Fizyka doświadczalna. Cz. 4 - Optyka. PWN, Warszawa 1971.
32. Tuckov L.T.: Estestvennyye sumovye izlucenie v radiokanalach. Sovetskoe Radio, Moskva 1969.
33. Turner D.: Variation of Tropospheric Slant-Path Attenuation in the UK at 11,75 and 17 GHz. Electr. Lett., Vol. 8, No. 18, 1972.

