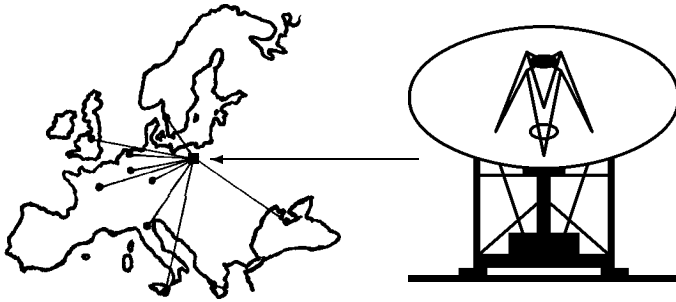


Kazimierz M. Borkowski

# Radiowa interferometria wielkobazowa (VLBI)



Toruń 1993

UNIWERSYTET MIKOŁAJA KOPERNIKA

Kazimierz M. Borkowski

**Radiowa  
interferometria  
wielkobazowa  
(VLBI)**

Toruń 1993

Recenzenci

Prof. dr hab. Andrzej Kus  
Prof. dr hab. Józef Masłowski

© Copyright by Wydawnictwo Uniwersytetu Mikołaja Kopernika,  
Toruń 1993

ISBN 83-231-0427-1

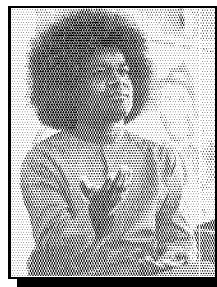
---

Wydanie I. Nakład 200+60 egz. Obj. 18 ark. wyd. Cena zł 50 000,-  
Druk: Drukarnia POZKAL w Inowrocławiu

---

*Pracę tę dedykuję Bhagawanowi Sri Sathyi Sai Babie (1926 – 2019/20), którego niepojętą wielkość miałem szczęście zaledwie rozpoznać. Jakkolwiek niewiarygodnie to zabrzmie, a stwierdzam to po półrocznych studiach, życie i nauki Bhagawana — przypominające jako żywo Krysznę, Buddę czy Jezusa — świadczą dramatycznie, że Ten oto rzeczywiście może ucieleśniać od tysiącleci oczekiwanych przez narody Kalki Awatara, Maitreję, Mesjasza, Chrystusa i Mahdiego, zarazem.*

*Niektórzy ludzie myślą, że dla Pana Boga wspaniałą rzeczą jest pobyt na Ziemi w ludzkiej postaci, ale gdybyś był na moim miejscu nie odczułbyś, że to takie piękne. Wiem o wszystkim, co przydarzyło się każdemu w przeszłości, co zdarza się obecnie i co zdarzy się w przyszłości... Wiem dlaczego dana osoba musi cierpieć w tym życiu i co się z nią stanie następnym razem, gdy urodzi się z powodu obecnego cierpienia.*



*Człowiek dobrego serca, który nie wyznaje żadnej religii, jest prawdziwie religijnym... Nie miej wrażenia, że będę się na ciebie gniewał jeśli mnie nie zaakceptujesz jako Dhyanarupam. Nie zależy mi na tym wcale; masz pełną swobodę wyboru Imienia i Formy, które dają ci konieczną zachętę.*

*Dzisiejszy świat znajduje się w szponach straszego kryzysu moralnego i duchowego... Na wszystkich ziemiach praktyki duchowe zostały zredukowane przez człowieka do miernych i powierzchownych zewnętrznych rytuałów... Lecz budzi się nowy świat i nowa era, era Ducha, szybko ku nam zmierza... Niedola jaka dotknęła ludzkość zostanie oddalona. Powróci nowy Złoty Wiek.*

*Moja rewolucja jest potężniejsza i bardziej przenikliwa niż jakakolwiek z tych, które dotąd przeszedł człowiek — czy to polityczna, ekonomiczna, naukowa czy też technologiczna. Jest ona głębsza, bardziej podstawowa. To rewolucja duchowa. Wyostrzy ona wewnętrzne widzenie człowieka tak, by mógł postrzegać swą atmiczną rzeczywistość. Jej skutek obejmie i ubogaci wszystkie społeczności ludzkie i przemieni rodzaj ludzki w rzekę Sadhaków (aspirantów duchowych) płynnie zmierzającą ku bezgranicznemu morzu Boskości.*

*Na pewno nie zawiodę; niepowodzenie nie leży w naturze Awatarów... Opuzczę świat dopiero, gdy moja misja będzie ukończona... Pamiętajcie, nie ma nikogo, kto w najmniejszym stopniu mógłby zmienić moje zamiary albo wpłynąć na me zachowanie.*

*Nadejdzie czas, kiedy [...] będę musiał poniechać używania samochodu, a nawet samolotu, ponieważ gromadzić się będą zbyt wielkie tłumy. Będę zmuszony poruszać się poprzez nieboskłon; tak — tak będzie, wierzcie mi.*

*Sathya Sai Baba*

[Kompozycja z wypowiedzi]

# Spis treści

|  |           |
|--|-----------|
| O tej monografii i intencjach autora . . . . .                                     | 10        |
| <b>1 VLBI — wprowadzenie</b> . . . . .   | <b>13</b> |
| 1.1 Z historii interferometrii radiowej . . . . .                                  | 16        |
| 1.2 Szумы w radioastronomii . . . . .  | 21        |
| <i>Szумы termiczne</i> . . . . .   | 24        |
| <i>Promieniowanie dipoli</i> . . . . .   | 27        |
| <i>Wzór na czułość radiometru (wyprowadzenie)</i> . . . . .                        | 28        |
| 1.3 Wprowadzenie do interferometrii . . . . .                                      | 30        |
| 1.3.1 Obraz źródła i jego widmo . . . . .  | 30        |
| <i>Odpowiedzi interferometru</i> . . . . .   | 32        |
| <i>Przekształcenie Fouriera</i> . . . . .  | 37        |
| <i>Charakterystyka promieniowania anteny</i> . . . . .                             | 38        |
| 1.3.2 Zapóźnienie sygnału a pasmo przenoszenia . . . . .                           | 43        |
| <i>Szerokość pasma a odpowiedź interferometru</i> . . . . .                        | 45        |
| 1.4 Obserwable interferometrii . . . . .   | 46        |
| 1.4.1 Pojęcia podstawowe . . . . .   | 46        |
| <i>Geometria interferometru wielkobazowego (VLBI)</i> . . . . .                    | 51        |
| 1.4.2 Współczynnik korelacji przy próbkowaniu jedno-<br>bitowym . . . . .          | 55        |
| <i>Wzór Van Vlecka (wyprowadzenie)</i> . . . . .                                   | 55        |
| 1.4.3 Faza interferometru wielkobazowego . . . . .                                 | 57        |
| 1.4.4 Zawartość informacji geodezyjno-astrometrycznych<br>w obserwablach . . . . . | 60        |
| <i>Przykład rachunkowy</i> . . . . .   | 62        |
| 1.4.5 Kalibracja amplitudy funkcji korelacji . . . . .                             | 63        |
| 1.4.6 Dokładność pomiarów obserwabli . . . . .                                     | 65        |

|   |            |
|---|------------|
| <b>2 Instrumentarium VLBI</b>                           | <b>67</b>  |
| 2.1 Wzorce częstości . . . . .                          | 68         |
| <i>Stabilność zegara</i> . . . . .                      | 71         |
| 2.2 Synchronizacja czasu . . . . .                      | 72         |
| 2.3 Systemy VLBI . . . . .                              | 74         |
| 2.3.1 Analogowy system kanadyjski . . . . .             | 75         |
| 2.3.2 System Mark II i IIc . . . . .                    | 76         |
| 2.3.3 System Mark III . . . . .                         | 79         |
| 2.3.4 Terminal K-4 . . . . .                            | 81         |
| 2.3.5 Rekordery Penny+Giles . . . . .                   | 82         |
| <br>  |            |
| <b>3 Obróbka danych VLBI</b>                            | <b>84</b>  |
| 3.1 Wstępna redukcja danych . . . . .                   | 86         |
| 3.1.1 Korelacja . . . . .                               | 86         |
| 3.1.2 Odpowiedź interferometru VLBI . . . . .           | 87         |
| 3.1.3 Pole widzenia korelatora . . . . .                | 90         |
| 3.2 Obróbka pokorelacyjna . . . . .                     | 93         |
| 3.2.1 Ekstrakcja obserwacji . . . . .                   | 94         |
| 3.2.2 Metoda standartowa . . . . .                      | 96         |
| 3.2.3 Metoda globalna . . . . .                         | 97         |
| 3.3 Korekcja amplitudy funkcji widzialności . . . . .   | 99         |
| 3.4 Końcowa analiza wyników . . . . .                   | 101        |
| <br>  |            |
| <b>4 Synteza apertury</b>                               | <b>103</b> |
| 4.1 Problemy odtwarzania obrazów w VLBI . . . . .       | 105        |
| 4.1.1 Luki w pokryciu płaszczyzny uv . . . . .          | 105        |
| <i>Twierdzenie o próbkowaniu (Shannona)</i> . . . . .   | 106        |
| 4.1.2 Problem odtworzenia fazy . . . . .                | 107        |
| 4.2 Metody odtwarzania rozkładów jasności . . . . .     | 108        |
| 4.2.1 Inwersja bezpośrednia . . . . .                   | 109        |
| 4.2.2 Szybkie przekształcenie Fouriera (FFT) . . . . .  | 109        |
| 4.2.3 Metody analogowe . . . . .                        | 110        |
| 4.2.4 Dopasowywanie modeli rozkładów jasności . . . . . | 111        |
| 4.2.5 Odejmnowanie źródeł . . . . .                     | 112        |
| 4.2.6 Czyszczenie map (CLEAN) . . . . .                 | 112        |
| 4.2.7 Kalibracja fazy na źródłach punktowych . . . . .  | 114        |
| 4.2.8 Metoda maksimum entropii (MEM) . . . . .          | 114        |

|          |  |            |
|----------|--|------------|
| 4.2.9    | Metody bezfazowe (mapy hybrydowe) . . . . .                                  | 116        |
| 4.2.10   | Metody zamkniętych obserwacji . . . . .                                      | 117        |
| 4.2.11   | Metoda minimum informacji (MIM) . . . . .                                    | 121        |
| 4.2.12   | Metody stosowane przy dużych polach widzenia . . . . .                       | 122        |
| 4.3      | Dynamika map . . . . .   | 124        |
| <b>5</b> | <b>Widmowa VLBI</b>  | <b>126</b> |
| 5.1      | Masery kosmiczne . . . . .   | 132        |
| 5.2      | Przykłady obserwacji . . . . .   | 137        |
| 5.3      | Korelacja danych . . . . .   | 140        |
| 5.4      | Kalibracja funkcji korelacji . . . . .                                       | 141        |
| 5.4.1    | Kalibracja amplitudy listków . . . . .                                       | 141        |
| 5.4.2    | Kalibracja fazy listków . . . . .  | 142        |
| 5.4.3    | Kalibracja zapóźnienia . . . . .   | 144        |
| 5.5      | Jeszcze trochę teorii . . . . .  | 145        |
| 5.5.1    | Obserwable różnicowe . . . . .   | 145        |
| 5.5.2    | Dwuwymiarowe rozkłady a ich widma przestrzenne                               | 146        |
|          | <i>Uogólnione twierdzenie o projekcji</i> . . . . .                          | 147        |
| 5.6      | Metody wyznaczania położenia maserów . . . . .                               | 151        |
| 5.6.1    | Metoda jednopunktowa ( <i>fringe rate mapping</i> ) . . . . .                | 151        |
| 5.6.2    | Metoda wielopunktowa ( <i>multiple-point fringe rate mapping</i> ) . . . . . | 152        |
| 5.6.3    | Modelowanie fazy . . . . .   | 153        |
| 5.6.4    | Synteza apertury . . . . .   | 155        |
| 5.7      | Wyznaczanie odległości maserów . . . . .                                     | 156        |
| <b>6</b> | <b>Znaczenie i zastosowania VLBI w astrometrii, geofizyce i nawigacji</b>    | <b>158</b> |
| 6.1      | VLBI jako narzędzie do pomiarów kątów i odległości . . . . .                 | 160        |
| 6.2      | Wczoraj i jutro astrometrii . . . . .  | 162        |
| 6.3      | Problemy geofizyki a VLBI . . . . .  | 166        |
| 6.4      | Astrometryczno-geodezyjne modele fazy . . . . .                              | 168        |
| 6.5      | Technika syntezy pasma częstotliwości . . . . .                              | 171        |
| 6.6      | Techniki zliczania cykli . . . . .   | 176        |
| 6.7      | Zastosowania VLBI w nawigacji kosmicznej . . . . .                           | 179        |



|          |   |            |
|----------|---|------------|
| 6.8      | Opracowywanie danych obserwacyjnych . . . . .                               | 185        |
| 6.8.1    | Wstępna analiza pokorelacyjna . . . . .                                     | 188        |
| 6.8.2    | Modele . . . . .  | 189        |
| 6.8.3    | Analiza końcowa . . . . .   | 194        |
|          | <i>Metoda najmniejszych kwadratów</i> . . . . .                             | 196        |
|          | <i>Filtry Kalmana</i> . . . . .   | 198        |
| <b>7</b> | <b>Organizacja i wyniki astrometryczno–geodezyjnych<br/>obserwacji VLBI</b> | <b>199</b> |
| 7.1      | Programy i organizacja obserwacji . . . . .                                 | 202        |
| 7.1.1    | GSFC i CDP . . . . .  | 202        |
| 7.1.2    | NGS i POLARIS/IRIS . . . . .  | 203        |
| 7.1.3    | JPL . . . . .   | 205        |
| 7.1.4    | Kampania MERIT i IERS . . . . .   | 206        |
| 7.1.5    | Inne programy . . . . .   | 206        |
|          | WYNIKI ASTROMETRYCZNE . . . . .   | 209        |
| 7.2      | Bezwzględne wyznaczenia położeń . . . . .                                   | 209        |
| 7.2.1    | Katalogi . . . . .  | 210        |
| 7.2.2    | Porównania katalogów . . . . .  | 212        |
| 7.2.3    | Układy odniesienia . . . . .  | 214        |
| 7.3      | Położenia, struktura i kinematyka źródeł . . . . .                          | 217        |
| 7.4      | Astrometria pulsarów . . . . .  | 218        |
|          | WYNIKI GEODEZYJNE . . . . .   | 220        |
| 7.5      | Wyznaczenia wektorów baz . . . . .  | 220        |
| 7.5.1    | Tektonika płyt . . . . .  | 220        |
| 7.5.2    | Tektoniczna sytuacja w Europie . . . . .                                    | 224        |
| 7.5.3    | Inne przedsięwzięcia . . . . .  | 226        |
| 7.6      | Parametry pływów ziemskich . . . . .  | 227        |
| 7.7      | Rotacja Ziemi . . . . .   | 229        |
| 7.8      | Ruch biegunów Ziemi . . . . .   | 231        |
| 7.9      | Nutacje i precesja . . . . .  | 233        |
| 7.10     | Inne wyniki pomiarów kątowych . . . . .                                     | 235        |
| 7.10.1   | Stała Hubble’a . . . . .  | 235        |
| 7.10.2   | Efekty relatywistyczne . . . . .  | 235        |

|                   |  |            |
|-------------------|--|------------|
| <b>8</b>          | <b>VLBI lat 90.</b>                                    | <b>237</b> |
|                   | <i>Stan obecny głównych sieci VLBI</i> . . . . .       | 238        |
| 8.1               | Projekty nowych sieci VLBI . . . . .                   | 241        |
| 8.1.1             | VLBA . . . . .   | 241        |
| 8.1.2             | Sieć australijska (Australia Telescope, AT) . . . . .  | 243        |
| 8.1.3             | Kanadyjski interferometr geofizyczny . . . . .         | 244        |
| 8.1.4             | CVN – chińska sieć VLBI . . . . .                      | 245        |
| 8.1.5             | Sieci VLBI w byłym ZSRR . . . . .                      | 245        |
| 8.1.6             | Japońska sieć VERA . . . . .                           | 247        |
| 8.1.7             | Indyjska sieć na fale metrowe . . . . .                | 247        |
| 8.2               | Kosmiczna VLBI . . . . .                               | 248        |
| 8.2.1             | QUASAT i IVS . . . . .                                 | 249        |
| 8.2.2             | RADIOASTRON . . . . .                                  | 250        |
| 8.2.3             | VSOP . . . . .   | 251        |
| 8.2.4             | LFSA . . . . .   | 252        |
| <b>Dodatek A:</b> | <b>VLBI w Toruniu</b>                                  | <b>253</b> |
| A.1               | Toruńska radioastronomia . . . . .                     | 253        |
| A.2               | Stacja VLBI . . . . .                                  | 255        |
|                   | <i>Parametry radioteleskopu 15-metrowego</i> . . . . . | 256        |
| A.3               | Nowa antena (32 m) . . . . .                           | 258        |
|                   | <i>Parametry radioteleskopu 32-metrowego</i> . . . . . | 260        |
|                   | <i>Martwy obszar wokółzenitalny</i> . . . . .          | 265        |
| A.4               | Współrzędne teleskopu 15-metrowego . . . . .           | 266        |
| <b>Dodatek B:</b> | <b>Współrzędne geodezyjne</b>                          | <b>269</b> |
|                   | <i>Program GEOD (wydruk)</i> . . . . .                 | 273        |
| <b>Dodatek C:</b> | <b>Jak uzyskać własne dane VLBI</b>                    | <b>275</b> |
|                   | <b>Spis literatury</b>                                 | <b>279</b> |

## Przedmowa



dlaczego zająłem się tą tematyką i po cóż ta monografia? Można odpowiedzieć krótko: dlatego, że wynikła taka potrzeba w miejscu mego zatrudnienia i dlatego, że rzecz (VLBI) jest godna upowszechnienia. Rozwijając nieco dodam, że do 1980 r. zajmowałem się interferometrycznymi obserwacjami Słońca i po obronie doktoratu miałem swobodę kontynuowania tamtych zainteresowań. Nieliczny zespół Katedry Radioastronomii UMK — mej macierzystej instytucji — podjął się w tym czasie rzeczy niemal niemożliwej w ówczesnej sytuacji. Zdecydowano mianowicie włączyć się do najnowocześniejszej i najbardziej obiecującej dziedziny badań bodajże w całej astronomii naziemnej — interferometrii na bardzo długich bazach czyli VLBI. Wiele postronnych osób, ale tylko w kraju, było zdecydowanie przeciwnych (niekiedy nawet wrogich) zamysłom Katedry. Jednakże dla nas, dla toruńskich radioastronomów, była to chyba jedyna alternatywa przybliżenia się do awangardy światowej nauki. Bez wahania zdecydowałem więc czynnie wesprzeć nasz skromny zespół faworyzując (z powodów czysto praktycznych) specjalność mniej znaną wśród astronomów — geodezyjne zastosowania VLBI. I to jest główny powód, że w tym opracowaniu stosunkowo dużo miejsca poświęcam tej tematyce. Całkiem naturalnym początkiem mego zainteresowania były studia literaturowe, a ponieważ u podstaw wszelkich badań leży metodyka stąd starałem się zgłębić zasadność metod stosowanych w interferometrii wielkobazowej. Znajduje to swe odbicie w treści pracy.

Książkę tę opracowałem w zasadzie na podstawie artykułów przeglądowych (i jednego popularnonaukowego) wcześniej opublikowanych na łamach *Postępów Astronomii* i *Młodego Technika* (Borkowski i Kus 1983a, 1983b, 1984, Borkowski 1983, 1984a, 1984b, 1985a, 1985c, 1986a,

1987a). Naturalnie, tamte materiały poprawiłem i uaktualniłem korzystając z najnowszej literatury. Pewne zmiany wynikły z charakteru niniejszego opracowania stanowiącego inną jakość niż zwykła kolekcja artykułów. Nowy materiał zawiera część rozdz. 7, poczynając od wyników astrometrycznych, i cały rozdz. 8, które przygotowałem oryginalnie także dla *Postępów Astronomii*, lecz zostały mi zwrócone przez nową redakcję po zmianie profilu tego pisma (na popularnonaukowy). Także dodatki zostały napisane tylko dla potrzeb tej monografii.

Z posiadanym dotąd sprzętem (nasza 15-metrowa antena jest najmniejszą na świecie wśród stosowanych systematycznie do obserwacji VLBI!) nie ma perspektyw na prowadzenie jakichś interesujących programów geodezyjnych. Przy Katedrze rośnie jednak już konstrukcja nowej całkiem okazałej anteny zaprojektowanej tym razem specjalnie do celów VLBI. Zmodernizowana toruńska stacja VLBI zostanie w związku z tym wyposażona w wodorowy wzorzec częstości z prawdziwego zdarzenia i nowoczesny terminal (Mark IV). Stąd już tylko krok by uczynić ją ważnym punktem do pomiarów geodezyjnych (przede wszystkim potrzebne byłyby podwójne systemy odbiorcze na tzw. pasma S i X).

Trzeba także wiedzieć, że — również w związku z rozbudową naszej stacji — Toruń będzie potrzebował dodatkowej kadry specjalistów. Mam nadzieję, że ta publikacja posłuży jako pewna zachęta i pomoc dla przyszłych kandydatów. W związku zaś z chronicznym brakiem polskiego podręcznika do radioastronomii<sup>1</sup> to opracowanie — chociaż jego szczegółowość jest odstręczająca — mogłoby być polecane studentom tego przedmiotu przy omawianiu niektórych tematów.

Rozdział 1. jest ogólnym wprowadzeniem do radioastronomii, do interferometrii i do VLBI. W następnych rozdziałach przedstawiam kolejno szczegółowe tematy: instrumenty specyficzne dla VLBI, opracowanie materiału obserwacyjnego, syntezę apertury, widmowe metody VLBI, geodezyjno-astrometryczne zastosowania VLBI oraz najbliższą przyszłość w rozwoju techniki VLBI. Uzupełnieniami są prezentacje toruńskiej stacji, oryginalny algorytm zamiany współrzędnych geocen-

---

<sup>1</sup>Na półkach polskich księgarń jak dotąd — o ile mi wiadomo — pojawiły się tylko następujące pozycje: Mergentaler (1953), Szkłowski (1956), Iwanowska (1957) i Smith i Carr (1968).

trycznych na geodezyjne oraz „instrukcja” składania propozycji obserwacji VLBI. Całość zamyka skumulowany spis literatury.

Na koniec kilka podziękowań. Przede wszystkim chcę wyrazić szczerze wdzięczność recenzentom, prof. prof. Józefowi Maślowskiemu (Kraków) i Andrzejowi Kusowi (Toruń), którzy przejrawszy szczegółowo pierwszą wersję tej pracy poczynili bardzo wiele krytycznych i trafnych uwag. Praktycznie wszystkie rzeczowe uwagi uwzględniłem w ponownej redakcji przez co monografia zawiera mniej błędów i zyskała znacząco na przejrzystości.


Imponujące inicjały użyte na początkach rozdziałów opracował i udostępnił Yannis Haralambuos, zaś profile teleskopów toruńskich (15- i 32-metrowego), wykorzystane m.in. na stronie 18, są dziełem Janusza Mazurka.

Toruń, w czerwcu 1993 r.

K.M. Borkowski

# Rozdział 1

## VLBI — wprowadzenie

istoria rozwoju radioastronomicznej interferometrii na bardzo długich bazach, albo interferetrii wielkobazowej, liczy obecnie 25 lat. W światowej literaturze przyjęła się dla niej nazwa Very Long Baseline Interferometri i powszechnie stosuje się skrót VLBI, którym będziemy posługiwać się również w tym opracowaniu. Ta radioastronomiczna technika pozwala osiągać rozdzielczości kątowe przewyższające o całe rzędy wielkości wszystkie dotychczasowe metody — zarówno astronomii optycznej, jak i radioastronomii.

Powszechnie wiadomo, że nawet największe pojedyncze radioteleskopy mają rozdzielczości rzędu jednej minuty łuku (np. Esepkina i in. 1973) — bliskie nieuzbrojonomu ludzkiemu oku. W metodzie okultacji radioźródeł przez Księżyc (np. Hazard 1976) praktycznym ograniczeniem są kątowne rozmiary pierwszej strefy Fresnela [ok.  $8''$  na falach metrowych; prowadzi to do rozdzielczości ok.  $0,2''$  (Cohen 1969)]. Potencjalnie możliwości od 10 do 100 razy wyższych rozdzielczości kątowych tkwią w metodzie scyntylacji międzyplanetarnych (np. Little 1976), ale dopiero interferometria wielkobazowa pozwoliła obejrzeć struktury o wymiarach zaledwie rzędu kilkudziesięciu mikrosekund łuku (np. Bååth i in. 1991, Bååth 1991a, Wright 1991). Dzięki temu od pierwszych lat po wprowadzeniu VLBI po dziś technika ta stanowi potężne narzędzie astrofizycznych badań radioźródeł i szybko znalazła zastosowania rewolucjonizujące niektóre gałęzie astrometrii i geodezji. VLBI wymaga jed-

nak stosowania najbardziej zaawansowanych osiągnięć techniki (wszak dzięki tym osiągnięciom mogła zaistnieć), co się wiąże ze znacznymi kosztami.

Jeśli w obserwacjach VLBI uczestniczy  $n$  stacji, to każdą ze stacji można „sparować” z pozostałymi  $(n - 1)$  antenami tworząc tyleż prostych (dwuantenowych) interferometrów. Nietrudno jest obliczyć, że łącznie jest w takiej sieci

$$\binom{n}{2} = \frac{n(n-1)}{2}$$

interferometrów. Tyle samo jest też różnych *baz*, tj. wektorów odległości między antenami. Długości baz w praktyce mieszczą się pomiędzy kilkaset i ok. 8000 kilometrów. Pomędzy antenami sieci nie ma żadnych łącz, a spójność i synchroniczność zapisu zapewniają oscylatory lokalne i specjalne terminale kontrolowane przez niezależne wysokostabilne zegary atomowe (najczęściej są to masery wodorowe lub rubidowe wzorce częstości<sup>1</sup>). W każdej stacji rejestruje się odbierany sygnał na taśmie magnetycznej, by po pewnym czasie — potrzebnym na transport nośników zapisu — korelować dane obserwacyjne w jednym ośrodku wyposażonym w specjalny procesor. Obserwacje prowadzi się zazwyczaj w jednym z kilkunastu umownych zakresów częstości rozmieszczonych pomiędzy kilkudziesięciu megahercami a kilkuset gigahercami (najczęściej używane zakresy odpowiadają falom o długościach: 2,8, 3,8, 6, 13, 18, 21 i 50 cm). Czułość interferometrów wykorzystujących największe radioteleskopy wynosi kilka milijańskich (jansky, albo „dżanski”, to jednostka gęstości strumienia promieniowania o wartości  $10^{-26} \text{ Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1} \equiv 1 \text{ Jy}$ ).

Zgodnie z kryterium Rayleigha rozdzielczość interferometru wynosi:

$$\frac{\lambda}{2d} \tag{1.1}$$

radianów, gdzie  $d$  jest długością bazy, a  $\lambda$  — długością fali; obie te wielkości wyrażone są oczywiście w tych samych jednostkach. Wyrażając tę rozdzielczość w sekundach łuku dostajemy dla typowych dla VLBI baz i częstości wartości z zakresu 0,1 do 0,0001. Precyzję tych

<sup>1</sup>W tej pracy terminy *częstość* i *częstotliwość* traktowane są jako synonimy.

pomiarów lepiej uzmysłowi fakt, że przemieszczenie się obserwatora o jeden krok na powierzchni Ziemi zmienia położenie jego zenitu o ok.  $0,002''$ . Wprawdzie w praktyce te najwyższe rozdzielczości nie jest łatwo osiągać w sensie absolutnych pomiarów położen radioźródeł (astrometryczne katalogi źródeł mają dokładności rzędu 1 mas, tj. 1 milisekundy albo  $0,001''$ ), ale za to przy pomiarach względnych położen detali (składników) radioźródeł bądź niezbyt odległych źródeł osiąga się nawet mikrosekundowe dokładności. Graniczne możliwości pomiaru pozycji radioźródeł w naziemnej VLBI wynikają z ograniczeń na fizyczną wielkość bazy oraz/albo z zakłócającego wpływu atmosfery ziemskiej (drogi propagacji sygnału przez atmosferę fluktuują w zakresie około 10 cm i z szybkościami rzędu  $10^{-3}$  cm/s).

Podobnie, w zastosowaniach VLBI do geodezji, milisekundowa rozdzielczość czy dokładność pomiarów kątowych odpowiada milimetrycznym dokładnościom wyznaczeń wektorów baz. Pozwala to mierzyć w sposób bezpośredni wiele dotąd niemierzalnych zjawisk geofizycznych, w szczególności zaś ruchy płyt tektonicznych. Mimo praktycznej złożoności tej techniki idea geodezyjnych i astrometrycznych pomiarów VLBI jest prosta. Jeśli znamy przybliżone położenia obserwowanych radioźródeł na niebie i zmierzmy różnice dróg od tych źródeł do poszczególnych stacji VLBI to, przy zgrubnej znajomości położen tych stacji, możemy jednoznacznie rozwiązać układ równań obserwacyjnych zawierający dokładne współrzędne stacji i radioźródeł.

Wysoka dokładność pomiarów VLBI uzależniona jest przede wszystkim od stabilności wzorców częstotliwości i czasu (wymaga się wzorców atomowych), szerokości zapisywanego pasma częstości radiowych (stosuje się specjalne techniki syntezy szerokiego pasma i wielościeżkowe „magnetowidy”), czułości systemów odbiorczych (radioteleskopy o kilkudziesięciometrowych średnicach głównych reflektorów oraz niskoszumowe odbiorniki) i od sumarycznego czasu prowadzenia obserwacji. Proces pomiarowy jest więc dość złożony i kosztowny, zwłaszcza jeśli jeszcze uwzględnimy opracowanie wyników obserwacji, które zawiera wiele etapów i w sumie jest stosunkowo skomplikowane.

Na świecie można liczyć się dzisiaj około 50 stacji wyposażonych na ogół w nowoczesny sprzęt elektroniczny i duże anteny. Ciągłe przy tym obserwuje się szybki postęp ilościowy i jakościowy w upowszechnianiu VLBI. Polska weszła do klubu krajów dysponujących tą techniką w



1981 r., kiedy to przeprowadzono pierwszy udany eksperyment — obserwacje testowe na fali 6 cm interferometrem złożonym ze 100-metrowego radioteleskopu w Effelsbergu (Max-Planck-Institut für Radioastronomie — MPI, RFN), systemu anten z Westerborka (Holandia) i toruńskiego teleskopu 15-metrowego (Katedra Radioastronomii UMK).

Literatura światowa liczy obecnie tysiące pozycji dotyczących metod i zastosowań techniki VLBI. Wcześniejsze publikacje na te tematy można było zebrać we w miarę kompletne spisy. Np., H.Z. Knudsen (u Cohena 1980) sporządziła listę 377 prac (do połowy 1980 r.), zaś u Benjauthrita (1978) jest ich 424. Uzupełnia to ponad 100 pozycjowa literatura na temat obserwacji radioźródeł pozagalaktycznych z lat 1975 – 1981 u Preussa (1981). W niniejszej monografii cytuję kilkadziesiąt prac, jednak jest to kolekcja dalece niekompletna i nakierowana na dostępność dla polskiego czytelnika — tylko w ważnych wypadkach powoływałem się na publikacje praktycznie u nas nieosiągalne.

Chyba najważniejszymi osiągnięciami w astrofizyce uzyskanymi dzięki VLBI jest odkrycie prędkości nadświetlnych w kwazarach (Whitney i in. 1971, Pearson i in. 1981, Zensus i Pearson 1987) oraz wyznaczenie nowej skali odległości w Galaktyce z ruchów własnych składników maserów kosmicznych metodami widmowej VLBI (Genzel i in. 1981a). Istnieje jednak ogrom innych odkryć i szczegółowych wyników (np. Reid i Moran 1988b), których nie będziemy omawiać w tej monografii.

## 1.1 Z historii interferometrii radiowej

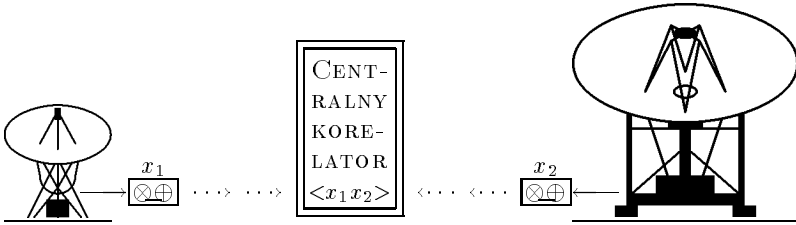
Początki interferometrii na falach radiowych sięgają roku 1946, kiedy McCready i in. (1947) rozpoczęli obserwacje Słońca za pomocą jednoantenowego interferometru klifowego w Sydney (Australia). Rolę drugiej anteny w tym instrumencie odgrywało odbicie pierwszej w powierzchni morza. W tymże 1946 roku w podobnych celach uruchomiono interferometr dwuantenowy w Cambridge (Anglia). Oba wymienione instrumenty pracowały wówczas na falach metrowych i miały rozdzielczość kątową ok.  $10'$ . W kilku następnych latach, do 1952 r., Mills zbudował interferometr o bazie 10 km wykorzystując łącza radiowe, Ryle i Smith z powodzeniem używali już interferometru z przełączaniem fazy, a Hanbury Brown ze współpracownikami zrealizowali pierwszy inter-

ferometr intensywnościowy. O tych pierwszych latach interferometrii szerzej piszą Pawsey i Bracewell (1955). Rokujący początkowo duże nadzieje (i znaczne kontrowersje) interferometr intensywnościowy nie zrobił wielkiej kariery w radioastronomii z powodu małej czułości, natomiast notował znaczne sukcesy w dziedzinie optycznej (np. Hanbury Brown 1968, 1979, Davis 1976, Tokovinin i Shcheglov 1979).

Dzięki interferometrom o coraz to większych bazach okazało się szybko, że jest wiele radioźródeł o rozmiarach znacznie poniżej  $1'$ . Jeszcze później, w połowie lat 60., dołączono kilka innych przesłanek na to, że istnieją obiekty o rozmiarach rzędu milisekundy łuku. Tak np., słynna seria obserwacji prowadzonych od 1958 r. w Wielkiej Brytanii (np. Adgie i in. 1965, Palmer i in. 1967) ujawniła, że nawet interferometr o bazie 127 km (na łączach radiowych: Jodrell Bank – Malvern) nie ma wystarczającej rozdzielczości dla zmierzenia średnic kątowych kilku z obserwowanych źródeł. Ponadto czasowa zmienność mocy promieniowania kwazarów i radiogalaktyk sugerowała rzeczywiście znikome ich rozmiary kątowe. Doświadczenia wykazywały wszakże, że tradycyjne dotąd techniki nie dają nadziei na realizację interferometrów o bazach znacznie przekraczających 100 km — już to ze względu na koszty (szczególnie w przypadku łącz kablowych), już to z powodu ograniczeń natury fizycznej: zbyt duże fluktuacje fazy i drogi sygnałów na trasie łącz. W tym czasie jednak zaistniały już warunki realizacji nowego typu instrumentu z niezależną rejestracją sygnałów. Sama idea była oczywista i rozważano ją już wcześniej w Jodrell Bank i w Związku Radzieckim, lecz przełom nastąpił po pojawieniu się powszechnie dostępnych względnie tanich atomowych wzorców częstości i szerokopasmowych rejestratorów z taśmami magnetycznymi. Autorami pierwszej opublikowanej dyskusji techniki VLBI byli Matveyenko i in. (1965), którzy wówczas błędnie wnioskowali, że wymagana stabilność częstości zależy od długości bazy. Poprawniejszą analizę przedstawił Slyph (1965).

Prace nad nowym instrumentem prowadzono równolegle w Kanadzie i Stanach Zjednoczonych. Ukończono je u schyłku 1966 r., a pierwsze udane obserwacje przeprowadzono w następnym roku prawie jednocześnie w obu krajach (nieco wcześniej w Kanadzie; Gush 1966, Broten i in. 1967, Bare i in. 1967, Kellermann i Cohen 1988). Jeśli zaś chodzi o pierwszeństwo w niezależnej rejestracji, to jednak należy się ono innej grupie badaczy. Carr i in. (1965) używając oddzielnych oscylatorów

kwarcowych zapisywali na magnetofonach sygnał podetkcyjny, by za pomocą interferometru intensywnościowego mierzyć kątowe rozmiary wybuchów radiowych na Jowiszu na częstotliwości 18 MHz.



**Rys. 1.1:** Ogólny schemat pracy interferometru wielkobazowego. Sygnały w pierw są zapisywane w każdej stacji niezależnie na taśmach magnetycznych, z których — po przetransportowaniu taśm do korelatora — są one odtwarzane i korelowane

W tych początkowych eksperymentach VLBI Kanadyjczycy i Amerykanie stosowali odmienne rozwiązania techniczne — każde ze swoimi zaletami i wadami: jedno z analogową rejestracją i obróbką danych, drugie — metodami cyfrowymi. System amerykański przejęło później znacznie więcej stacji, m.in. praktycznie cała europejska sieć VLBI.

Do 1969 r. przeprowadzono już obserwacje na bazach sięgających 80 % średnicy Ziemi (Cohen 1969, Broderick i in. 1970, Kellermann 1971): Goldstone (USA) – Tidbinbilla (Australia) (10 589 km,  $d/\lambda = 81 \cdot 10^6$ ), czy Green Bank (USA) – Simeiz (Krym, wówczas ZSRR) (8 030 km,  $d/\lambda = 134 \cdot 10^6$ ). Wtedy to rozpoczęto próby obserwacji interferometrycznych z niezależnymi oscylatorami lokalnymi (stabilizowanymi wzorcami rubidowymi) w Związku Radzieckim (w sierpniu 1969 r. na częstotliwości 86 MHz i bazie 0,5 km). Stosowano wówczas analogowy zapis pasma od 10 do 80 kHz na taśmie magnetofonowej, a dalsza obróbka prowadzona była w postaci dyskretnej (tj. cyfrowej) na maszynie cyfrowej. Eksperyment ten powtórzono w 1970 r. na bazie Pushchino – Pereslavl' (230 km) z rozdzielczością 3".

W czerwcu 1971 r. wykonano obserwacje VLBI na bazach Goldstone – Green Bank – Simeiz, w których wszystkie stacje stosowały po raz pierwszy powszechnie później używany system Mark II (jednobitowe próbkowanie sygnału z pasma 2 MHz i rejestracja na magnetowidach; Clark 1973). Wykorzystano wówczas dwa wzorce rubidowe i jeden wodorowy (w Goldstone), a wyniki były opracowywane w Green Bank (Clark i in. 1972). Europejska sieć VLBI, tzw. EVN (od European VLBI Network), rozpoczęła regularne obserwacje (cztery 8-dniowe sesje w roku) w 1980 r., chociaż okazjonalnie eksperymenty przeprowadzono już od 1976 r.

Dużym krokiem naprzód w rozwoju VLBI było zrealizowanie w końcu lat 70. w USA trzeciej generacji systemów cyfrowych — systemu Mark III. System ten pozwala na zapis 28 ścieżek — na każdej sygnał z pasma o szerokości do 2 MHz.

Wąskim gardłem interferometrii wielkobazowej jest obróbka wielkiej ilości danych obserwacyjnych. Ilość stacji, których dane można korelować jednocześnie, jest ograniczona przez możliwości centralnego procesora do liczby zwykle mniejszej niż ilość uczestników sesji obserwacyjnej. Zmusza to do czasochłonnego wielokrotnego powtarzania procesu przetwarzania danych — za każdym razem z inną kombinacją stacji. Sytuacja poprawiła się znacznie po zbudowaniu i niedawnym uruchomieniu korelatora Blok II połączonymi siłami JPL (Jet Propulsion Laboratory, Pasadena) i Caltech (California Institute of Technology, Pasadena). Można na nim korelować obserwacje przeprowadzone systemem Mark II w 16 stacjach w czasie „rzeczywistym”, a 24-stacjowy eksperyment daje się zredukować w ciągu zaledwie trzykrotnego czasu „rzeczywistego”.

Ważkie astrofizyczne wyniki uzyskane dotychczas za pomocą VLBI ujawniają rzeczywiście wielkie możliwości tej techniki. Mapy jąder radiogalaktyk i kwazarów wykonywane z rozdzielczościami kątowymi nigdzie indziej nie osiąganymi wskazują np. na niezwykle pamięć kierunkową centralnego źródła energii w radioźródłach rozciągniętych, a kiedy indziej — na nadświetlną widomą prędkość ekspansji struktur o wymiarach rzędu milisekund łuku lub mniejszych. Obserwacje obłoków galaktycznych źródeł promieniowania maserowego służą poznaniu ewolucyjnych procesów w gwiazdach, zaś szczegółowe badania ich ruchów własnych mają zastosowania przy ocenach odległości i pomagają w zro-

zumieniu ewolucji struktur galaktycznych. W dziedzinie astrometrii radiowej powstał już tak długo oczekiwany prawie inercjalny układ odniesienia oparty na radioźródłach pozagalaktycznych, niemal całkowicie pozbawionych ruchów własnych. Posiada on dokładność rzędu jednej milisekundy łuku — o blisko trzy rzędy wielkości lepiej niż było to możliwe przy użyciu metod astrometrii klasycznej. M.in. dzięki temu technika VLBI znalazła ważne zastosowania w geofizyce oraz geodezji — poprzez precyzyjne pomiary położenia i ruchu osi rotacji Ziemi w przestrzeni i względem skorupy ziemskiej oraz wyznaczenia ruchów płyt tektonicznych z geodezyjnych pomiarów odległości między antenami sieci VLBI. Stąd wiemy już np., że najnowsza teoria precesji i nutacji ma błędy na poziomie kilku milisekund łuku i że Ameryka rzeczywiście oddała się od Europy (właściwie tektoniczne płyty: północnoamerykańska od euroazjatyckiej) z prędkością około 1,5 cm/rok. Na bazie specjalnej sieci interferometrów VLBI zorganizowano nową służbę rotacji Ziemi i ruchu jej biegunów, która obecnie zastępuje działające dotąd (do 1987 r.) służby oparte o instrumenty klasyczne (o dokładnościach około rzędu wielkości gorszych).

Po 25 latach od pierwszych udanych obserwacji interferometria wielkobazowa prezentuje się dziś jako interdyscyplinarna technika o ustabilizowanych metodach obserwacji i analizy danych. Kilka wybranych stacji VLBI prowadzi regularną służbę ruchu biegunów i rotacji Ziemi. Około 20 innych stacji zorganizowano w sieci: wspomniana już EVN (której członkiem stowarzyszonym jest stacja w Toruniu) i US VLBI Network (sieć amerykańska). Sieci te prowadzą regularne, zwykle wzajemnie skoordynowane, obserwacje na ogół o charakterze astrofizycznym. Ponadto wiele z teleskopów wspomnianych sieci wraz z kilkoma innymi (także dedykowanymi) antenami wyposażonymi w terminale VLBI uczestniczy w regularnych obserwacjach specjalnych programów geodezyjno-astrometrycznych (np. amerykański Crustal Dynamics Program — CDP). Do celów astrometryczno-geodezyjnych oraz do nawigacji kosmicznej wykorzystuje się także regularnie, chociaż nie bardzo intensywnie ze względu na potrzeby agencji NASA, duże anteny amerykańskiej sieci Deep Space Network (DSN) wyposażone, obok tradycyjnego sprzętu, także w specjalny system VLBI (zbliżony do Mark II).

Nie oznacza to bynajmniej, że VLBI osiągnęła jakiś punkt graniczny

w swym rozwoju. Wręcz przeciwnie: istnieje wiele projektów narodowych i międzynarodowych mających na celu budowę zarówno całkiem nowych sieci VLBI jak i wzbogacenie sieci istniejących. Wspomnijmy w tym miejscu tylko o amerykańskiej dedykowanej 10-teleskopowej sieci zwanej VLBA (od Very Long Baseline Array), sieciach kanadyjskiej (geofizycznej) i australijskiej oraz o kilku projektach kosmicznej VLBI (jeden radioteleskop w przestrzeni kosmicznej współpracujący z sieciami VLBI na Ziemi). W miarę ekspansji VLBI także *softwarowe* (tj. związane z oprogramowaniem) standardy redukcji i analizy danych obserwacyjnych muszą ulegać uaktualnianiu, unowocześnianiu bądź nawet całkowitej wymianie. Przykładem może być VLBI w zakresie fal milimetrowych — technika o kilkuletnim zaledwie stażu, w której wiele ze standardów na różnych etapach [na obserwacjach poczynając i na mapach rozkładu jasności kończąc] musi być gruntownie modyfikowanych, gdyż nie spełnia swego zadania w tak skrajnych wymaganiach.

## 1.2 Szумы w radioastronomii

Środkiem uzyskiwania informacji o wszechświecie w radioastronomii są pomiary charakterystyk promieniowania elektromagnetycznego docierającego do miejsca obserwacji ze źródeł kosmicznych. Promieniowanie większości naturalnych obiektów w przestrzeni kosmicznej ma charakter losowy, co czyni, że nie można z góry przewidzieć jego szczegółowego przebiegu. Przyczyną losowości jest ogromna ilość procesów fizycznych zachodzących w skalach mikroskopijnych w źródłach i składających się na obserwowany sygnał. Ta ogromna ilość powoduje, że charakterystyki sygnału są zwykle bardzo stabilne i można je opisać bardzo dokładnie pewnymi parametrami średnimi. Uzasadnione jest także na ogół założenie o *stacjonarności* konkretnej *realizacji* procesu losowego mówiące, że jego charakterystyki (wartość średnia, moc) nie zależą od czasu. Istnieją oczywiście także sygnały o zmiennych charakterystykach (np. milisekundowe wybuchy promieniowania, promieniowanie pulsarów, a nawet krótkookresowa zmienność kwazarów). W tych szczególnych sytuacjach musimy stosować pewne inne założenia i przybliżenia. W pewnych analizach teoretycznych czynione jest też wygodne założenie o *ergodyczności* procesu, które pozwala utożsamiać

uśrednianie w czasie i po przestrzeni realizacji.

Po obiektach astronomicznych, ze względu na złożone pochodzenie ich promieniowania, możnaby oczekiwać normalności (gaussowskości) sygnału. Rzeczywiście, zwykle przyjmuje się, że prawdopodobieństwo, iż sygnał  $x(t)$  (gdzie  $t$  jest czasem) osiągnie wartość  $z$  przedziału od  $x$  do  $x + dx$  wynosi:

$$p(x) dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-x^2/(2\sigma^2)} dx. \quad (1.2)$$

Wykonując, w ogólności, pewne operacje  $f(x)$  na sygnale o znanym rozkładzie prawdopodobieństwa, możemy z góry ocenić wyniki końcowych pomiarów obliczając tzw. *wartość oczekiwaną* (albo *nadzieję matematyczną*; np. Papoulis 1972):

$$E[f(x)] = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)p(x) dx$$

W szczególności, rozkład (1.2) ma zerową wartość średnią:

$$\lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} x(t) dt \equiv \langle x(t) \rangle = E(x) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} xp(x) dx = 0$$

i odchylenie standartowe (wartość średniokwadratową):

$$E(x^2) = \sigma^2.$$

Drugi z tych parametrów reprezentuje *moc* sygnału  $x(t)$ , i należy do najważniejszych jego charakterystyk w radioastronomii.

Można przyjąć, że sygnały astronomiczne są całkowicie niezależne od siebie na różnych częstotliwościach obserwacji. Jeśli zatem zmierzmy moc sygnału w paśmie (niezbyt szerokim)  $\Delta f$ , to na jednostkę częstotliwości przypadnie  $\sigma^2/\Delta f$ . Wielkość ta, traktowana jako funkcja częstotliwości  $f$ , nazywana jest *widmową gęstością mocy*. Moglibyśmy zmierzyć tę gęstość wykonując przekształcenie Fouriera sygnału  $x(t)$  i sumując kwadraty części rzeczywistej i urojonej uzyskanego widma zespolonego. Pojawia się jednak podstawowa trudność ideowa w takim podejściu: transformata Fouriera ze stacjonarnego procesu losowego nie

istnieje! Całką z  $x^2(t)$  bowiem, przy stałej mocy  $\sigma^2$ , jest oczywiście różnie. Z tego powodu w teorii i praktyce wykorzystuje się twierdzenie Wienera–Chinczyna mówiące, że widmo mocy i tzw. *funkcja autokorelacji* (albo *funkcja korelacji*) są parą transformat Fouriera. Funkcja autokorelacji jest zdefiniowana przez:

$$R(\tau) = \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \frac{1}{2\Delta t} \int_{-\Delta t}^{\Delta t} x(t)x(t + \tau) dt = E[x(t)x(t + \tau)] \quad (1.3)$$

i w szczególności, jak łatwo jest to zauważyć,  $R(-\tau) = R(\tau)$  i  $R(0) = \sigma^2$ .

Widmo uzyskane z przekształcenia Fouriera funkcji autokorelacji nie wyraża, niestety, czysto monochromatycznych składowych analizowanego sygnału, których najbardziej byśmy oczekiwali. Jest to podstawowa wada klasycznej *teorii koherencji (spójności)* (Born i Wolf 1964, Mandel i Wolf 1965). Być może nowa teoria Wolfa (1982), która nie ma tego niedostatku (kosztem wprowadzenia innego niż fourierowski przekształcenia całkowego), okaże się praktyczna i w przyszłości nieco inaczej będzie się formułować zależności między mocą widmową a sygnałem losowym.

Moc sygnału szumowego radioastronomowie często wyrażają w *równoważnych temperaturach szumowych*. Bierze się to stąd, że mierzony sygnał swym charakterem nie różni się od szumów generowanych w pomiarowej aparaturze elektronicznej, a te z kolei przyrównuje się do szumów termicznych o gęstości  $kT$  dostępnych z opornika. Gęstości widmowej mierzonego sygnału  $\sigma^2/\Delta f$  możemy zatem przypisać temperaturę szumową  $T = \sigma^2/(k\Delta f)$ .

Analogicznie, szumom innego pochodzenia przypisuje się równoważne temperatury szumowe. Tak np. *temperatura systemowa*,  $T_{sys}$ , odpowiada mocy mierzonej na wyjściu systemu odbiorczego (wraz z anteną, ale zwykle bez znaczącego źródła w jej wiązce). Na  $T_{sys}$  składają się szumy wygenerowane w aparaturze odbiorczej<sup>2</sup> ( $T_R$ ), liniach

<sup>2</sup>W praktyce radimetrycznej własności szumowe odbiorników wyraża się nierzadko tzw. *liczbą szumową*, którą (w decybelach) oblicza się ze wzoru  $10 \lg(1 + T_R/290)$ , gdzie  $T_R$  oznacza temperaturę fizyczną (w kelwinach) opornika umieszczonego na wejściu idealnie bezszumowego odbiornika powodującą, że na jego wyjściu pojawia się szum o mocy równej szumom własnym charakteryzowanemu odbiornika.



## Szumy termiczne

Zwykły nieobciążony rezystor o oporności  $\mathcal{R}$  podgrzany do temperatury  $T$  (w skali Kelvina) na swych zaciskach generuje napięcie fluktuujące losowo, którego źródłem są chaotyczne ruchy elektronów. Średnią wartość kwadratu tego napięcia w przedziale częstości  $\Delta f$  określa zależność Nyquista (1928):

$$\langle v^2 \rangle = 4kT\mathcal{R}\Delta f g(f),$$

gdzie  $k$  jest stałą Boltzmann<sup>a</sup> ( $1,38066 \cdot 10^{-23}$  J/K), zaś mnożnik Plancka<sup>b</sup> ma postać  $g(f) = hf/(kT)[e^{hf/(kT)} - 1]^{-1}$  i ma wartość bliską jedności w dużym zakresie częstości  $f$  i temperatur  $T$  ( $h$  jest stałą Plancka<sup>a</sup>:  $h = 6,62076 \cdot 10^{-34}$  Js). Na dopasowanym obciążeniu urządzenia mierzącego odłoży się tylko połowa fluktuacji napięcia, a więc dostępna moc szumiącego opornika wynosi w przybliżeniu

$$\langle (v/2)^2 \rangle = kT\Delta f.$$

Przybliżeniu mnożnika Plancka jednością jest równoważne przybliżeniu *Rayleigha–Jeansa* prawa Plancka dla promieniowania ciała doskonale czarnego i jest słuszne, gdy  $hf \ll kT$ . Ten warunek przestaje jednak być spełniony dla nazbyt niskich temperatur i zbyt wysokich częstości. Popęłniamy już błąd 3,5 % oceniając moc szumów na częstości 22 GHz przy  $T = 15$  K. Ogólniej, jeśli długość fali  $\lambda$  wyrazimy w centymetrach, a temperaturę w kelwinach to błąd oceny mocy jest mniejszy od 1 % gdy  $\lambda T > 72$ . Dla niektórych nowoczesnych interferometrów na fale milimetrowe może być konieczne używanie pełnej formy mnożnika Plancka.

<sup>a</sup>Wartości stałych podajemy według rekomendacji CODATA z 1986 r. (Cohen i Taylor 1987).

<sup>b</sup>MacDonald (1962) cytując poprawiony przez innych autorów wzór na ten mnożnik:  $g(f) = hf/(kT)\{1/2 + [e^{hf/(kT)} - 1]^{-1}\}$ .

przesyłowych i dochodzące do anteny z otoczenia (Ziemia, atmosfera i tło nieba). Po skierowaniu anteny na kosmiczny obiekt na wyjściu systemów odbiorczych pojawi się pewien przyrost rejestrowanego sygnału spowodowany wzrostem całkowitej mocy o *temperaturę antenową*,  $T_A$ .

Zwróćmy tu uwagę, że sumowanie napięć indukowanych przez różne sygnały w antenie prowadzi — inaczej niż w przypadku sygnałów *deterministycznych* — do sumowania się mocy tych sygnałów:

$$E[(\sum_i x_i)^2] = E(\sum_i \sum_j x_i x_j) = E(\sum_i x_i^2) = \sum_i E(x_i^2) \sim \sum_i T_i,$$

gdzie wykorzystaliśmy fakt, że dla dwóch całkiem niezależnych procesów losowych  $E(x_i x_j) = 0$ .

Kiedy skierujemy antenę na źródło rozciągłe, znacząco większe od rozmiarów głównej wiązki charakterystyki kierunkowej anteny, wtedy temperatura antenowa jest równa fizycznej temperaturze źródła jeśli owo promieniowanie jest *termiczne*. Niezależnie jednak od mechanizmu promieniowania źródła mówimy o jego *temperaturze jasnościowej*,  $T_B$ , mierzonej temperaturą antenową. Gdy rozmiary kątowe źródła są mniejsze od wiązki radioteleskopu, to mierzona temperatura antenowa będzie mniejsza od jasnościowej proporcjonalnie do stosunku kątów bryłowych źródła,  $\Omega$ , i wiązki anteny,  $\lambda^2/A_e$ , gdzie  $A_e$  jest *skuteczną (efektywną) powierzchnią* anteny (zwróćmy uwagę, że ta ostatnia wielkość — kąt bryłowy wiązki — jest analogiczna do kątowej rozdzielczości teleskopu  $\lambda/d$ ):

$$T_A = \Omega \frac{A_e}{\lambda^2} T_B.$$

Moc promieniowania źródła niezależną od własności systemu odbiorczego charakteryzuje się wielkością zwaną *gęstością strumienia*,  $F$ , i wyraża w  $W/(m^2 Hz)$ . Jest to więc gęstość w sensie widmowym (na Hz) i przestrzennym (na  $m^2$ ). Ten parametr występuje w katalogach radioźródeł dyskretnych (punktowych). Jeśli powierzchnia zbierająca (apertura) anteny wynosi  $A$  (w  $m^2$ ), a jej skuteczność  $\eta$  (bezwymiarowe,  $0 \div 1$ ), to na każdy herc pasma odbieramy  $F\eta A/2$  watów<sup>3</sup>. Równoważna temperatura antenowa wynosi zatem:

$$T_A = \frac{\eta A}{2k} F. \quad (1.4)$$

<sup>3</sup>Pojawił się tutaj czynnik 2, gdyż pojedynczą anteną zwykle odbiera się tylko jedną składową polaryzacji sygnału. Jeśli sygnał jest niespolaryzowany (spolaryzowany losowo), to odbieramy połowę całkowitej mocy.

### Kierunkowość anteny

Często używanym parametrem charakteryzującym anteny jest jej *wzmocnienie* (ang. gain) *kierunkowe* (kierunkowość) wyrażające ile razy mniejszy jest kąt bryłowy wiązki od pełnego kąta bryłowego, tj. od  $4\pi$  (taką wiązkę ma antena bezkierunkowa, izotropowa):

$$\mathcal{D} = 4\pi \frac{A_e}{\lambda^2}.$$

Krótki symetryczny dipol (dipol Hertza), o toroidalnej charakterystyce kierunkowej  $\mathcal{F}(\vartheta, \zeta) = \sin \zeta$ , ma wzmocnienie  $\mathcal{D} = 4\pi / \int \mathcal{F}^2(\vartheta, \zeta) d\Omega$ , gdzie całkowanie odbywa się po całej sferze. Kładąc w tym wzorze  $\sin \zeta d\zeta d\vartheta$  za  $d\Omega$  dostajemy  $\mathcal{D} = 4\pi / \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \sin^3 \zeta d\zeta d\vartheta = 3/2$  (np. Rohlfs 1986) i powierzchnię skuteczną (niejako przekrój czynny)  $3\lambda^2/(8\pi)$ . Dipol półfalowy ma  $\mathcal{D} = 1,64$  (albo  $10 \lg 1,64 = 2,15$  dB).

Widać stąd, że wygodną charakterystyką systemu jest wielkość  $\eta A/2k$  nazywana *czułością anteny*. Czulość mówi o ile przyrasta temperatura antenowa na każdą jednostkę strumienia i wyraża się ją w K/Jy, gdzie  $Jy = 10^{-26} \text{ W}/(\text{m}^2\text{Hz})$ .

W radioastronomii bardzo pożyteczną zależnością jest wzór na *czułość radiometru*:

$$\Delta T_{min} = \frac{T_{sys}}{\sqrt{\Delta f \Delta t}}, \quad (1.5)$$

który mówi, że najmniejszy jeszcze wykrywalny sygnał jest odwrotnie proporcjonalny do pierwiastka kwadratowego z iloczynu szerokości odbieranego pasma częstotliwości ( $\Delta f$ ) i czasu integracji ( $\Delta t$ ). W praktyce detekcję uważa się za wiarygodną przy sygnale przewyższającym kilkakrotnie (5–6 razy) wartość  $\Delta T_{min}$ . Nieformalnie wzór ten uzasadnia się zauważając, że przy mierzeniu dowolnych wielkości obciążonych błędami losowymi wynik końcowy uśredniania ma rozrzut (dyspersję) mniejszy od błędu pojedynczego pomiaru o czynnik  $1/\sqrt{N}$ , gdzie  $N$  jest ilością uśrednionych próbek. Wiadomo, że z szumu wąskopasmowego w czasie  $\Delta t$  można wybrać co najwyżej  $2\Delta f \Delta t$  niezależnych próbek.

## Charakterystyki promieniowania dipoli

Dipole są jednym z najczęściej stosowanych typów anten w radiotechnice i radioastronomii. Nierzadko także tzw. oświetlacze wielkich anten reflektorowych są dipolami. Napięciową charakterystykę promieniowania dipola można uzyskać rozkładając dipol na wiele elementarnych wibratorów Hertza i sumując przyczynki do natężenia pola elektrycznego. W odległości od dipola dużej w porównaniu do długości jego ramienia,  $l$ , tj. w tzw. *dalekim polu*, mamy (np. Kotcherzhewskij 1972):

$$\mathcal{F}(\vartheta, \zeta) = \frac{\cos(2\pi \frac{l}{\lambda} \cos \zeta) - \cos(2\pi \frac{l}{\lambda})}{[1 - \cos(2\pi \frac{l}{\lambda})] \sin \zeta},$$

gdzie kąt  $\zeta$  liczony jest od kierunku dipola w płaszczyźnie zawierającej dipol ( $0 \div \pi$ ), zaś  $\vartheta$  jest kątem w płaszczyźnie doń prostopadłej ( $0 \div 2\pi$ ). Widać, że charakterystyka ta nie zależy od  $\vartheta$ , czyli ma symetrię osiową.

Jeśli dipol jest krótki, na tyle byśmy mogli położyć  $\sin(2\pi l/\lambda) = 2\pi l/\lambda$ , to  $\mathcal{F} = \sin \zeta$ . Jest to charakterystyka dipola Hertza. Dipol półfalowy ma  $l = \lambda/4$  i

$$\mathcal{F} = \frac{\cos(\frac{\pi}{2} \cos \zeta)}{\sin \zeta}.$$

Dla dipoli o ramionach dłuższych niż  $\lambda/4$  charakterystyka przestaje już być pojedynczym torusem, gdyż pojawiają się „listki boczne” o zmiennych rozmiarach, jednak symetria osiowa jest utrzymana.

Formalne uzasadnienie jest przynajmniej nietrywialne. Pierwsze teoretyczne przybliżenie tego wzoru (choć nie dosłownie w takiej postaci) wyprowadził Dicke (1946) oceniając czułość swojego — później słynnego — odbiornika przełączanego. Z innych uzasadnień wspomniemy dość łatwo osiągalne publikacje Tiuriego (1964), Christiansena i Högboma (1969/1986), Borkowskiego (1980a), Tiuriego i Räisänen (1986) oraz Crane i Napiera (1989; tutaj można znaleźć więcej odesłań do literatury). Nie są to jednak przejrzyste wywody i na ogół inaczej uzasadniane, a ponieważ wzór ten jest tak powszechnie stosowany próbujemy wyprowadzić go w tym miejscu bazując na elementarnym rozumowaniu.

By nie komplikować notacji ograniczymy się do najprostszego przypadku pomiaru mocy całkowitej białego<sup>4</sup> szumu normalnego ograniczonego do idealnie prostokątnego pasma częstości o szerokości  $\Delta f$  (ze względów formalnych musimy przyjąć, że pasmo jest dwustronne: od  $-\Delta f$  do  $+\Delta f$  o dwukrotnie mniejszej gęstości widmowej niż odpowiednie widmo jednostronne). Moc sygnału dostaniemy wprost stosując detektor kwadratowy (albo inny, ale wówczas odpowiedź detektora na szum wąskopasmowy jest bardziej złożona; np. Borkowski 1987g). Założmy również idealny integrator uśredniający sygnał na odcinku czasu  $\Delta t$ . Estymatorem mocy sygnału jest oczywiście *statystyka*

$$\hat{P} = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} x^2(t) dt,$$

której wartość oczekiwana — jak już zauważyliśmy — wynosi  $E(\hat{P}) = \sigma^2$ . Interesuje nas teraz błąd pomiaru wielkości  $\hat{P}$ , tj. dyspersja pomiarów  $\hat{P}$  wokół  $\sigma^2$ , czyli pierwiastek kwadratowy z odchyłki średniokwadratowej  $\sigma_P = \sqrt{E[(\hat{P} - \sigma^2)^2]}$ . Mamy:

$$E[(\hat{P} - \sigma^2)^2] = E(\hat{P}^2) - 2E(\hat{P})\sigma^2 + \sigma^4 = E(\hat{P}^2) - \sigma^4$$

$$E(\hat{P}^2) = \frac{1}{\Delta t^2} \int_0^{\Delta t} \int_0^{\Delta t} E[x^2(t)x^2(t')] dt dt'.$$

Do przekształcenia funkcji podcałkowej wykorzystamy znaną w statystyce matematycznej zależność dla momentów wielokrotnych procesów gaussowskich o zerowej średniej:  $E(x_1 x_2 x_3 x_4) = E(x_1 x_2)E(x_3 x_4) + E(x_1 x_3)E(x_2 x_4) + E(x_1 x_4)E(x_2 x_3)$ . W naszym przypadku pod całką znajdzie się więc suma następujących trzech wyrażeń:

$$\begin{aligned} E[x^2(t)]E[x^2(t')] &= \sigma^2 \sigma^2 \\ E[x(t)x(t')]E[x(t)x(t')] &= R(t' - t)R(t' - t) \\ E[x(t)x(t')]E[x(t)x(t')] &= R^2(t' - t) \end{aligned}$$

czyli  $\sigma^4 + 2R^2(t' - t)$ . Zatem

$$\sigma_P^2 = \frac{1}{\Delta t^2} \int_0^{\Delta t} \int_0^{\Delta t} [\sigma^4 + 2R^2(t' - t)] dt dt' - \sigma^4 = \frac{2}{\Delta t^2} \int_0^{\Delta t} \int_0^{\Delta t} R^2(t' - t) dt dt'.$$

W ostatniej całce, wyrażenie podcałkowe zależy tylko od różnicy  $\tau = t' - t$ , co pozwala

<sup>4</sup>Szum biały to taki, którego widmo jest jednostajne i jest tak nazywany przez analogię do światła białego.

uproszczyć ją do<sup>5</sup>

$$\sigma_P^2 = \frac{2}{\Delta t} \int_{-\Delta t}^{\Delta t} \left(1 - \frac{|\tau|}{\Delta t}\right) R^2(\tau) d\tau \approx \frac{2}{\Delta t} \int_{-\infty}^{\infty} R^2(\tau) d\tau.$$

Na pierwszy rzut oka można mieć dużo wątpliwości co do zastosowanego tutaj przybliżenia. Pamiętajmy jednak, że funkcja autokorelacji  $R(\tau)$  dość szybko maleje ze wzrostem  $\tau$  oraz że w praktyce  $\Delta t$  jest znacznie większe od  $1/\Delta f$  — tak, że w istocie całkowanie w obszarze  $[-\Delta t, \Delta t]$  obejmuje znakomitą większość mocy funkcji  $R(\tau)$ . Ponadto zależy nam na ocenie błędu, a więc możemy pozwolić sobie na popełnienie błędu tej wyceny sięgającego nawet rzędu 10 %.

Jeśli zgodzimy się na podane przybliżenie to, uwzględniając łatwe do udowodnienia twierdzenie Parsewala i fakt (wynikający z założeń), że funkcji autokorelacji w dziedzinie częstości odpowiada płaskie widmo o gęstości  $\sigma^2/(2\Delta f)$ , już prosto dostajemy:

$$\sigma_P^2 \approx \frac{2}{\Delta t} \int_{-\infty}^{\infty} R^2(\tau) d\tau = \frac{2}{\Delta t} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\sigma^2}{2\Delta f}\right)^2 df = \frac{\sigma^4}{2\Delta t \Delta f^2} \int_{-\Delta f}^{\Delta f} df = \frac{\sigma^4}{\Delta t \Delta f}.$$

Biorąc pod uwagę, że  $\sigma_P \approx \sigma^2/\sqrt{\Delta f \Delta t}$  oznacza w istocie najmniejszy wykrywalny sygnał (mówmy  $\sigma_P = k \Delta T_{min} \Delta f$ ) na tle szumów o mocy  $\sigma^2 = k T_{sys} \Delta f$ , otrzymujemy natychmiast wzór (1.5).

Podanym tutaj sposobem można wyprowadzić analogiczny wzór dla interferometru korelacyjnego, w którym sygnały szumowe z dwóch anten są mnożone przez siebie (operacja odpowiadająca detekcji kwadratowej) i uśredniane. W tej konfiguracji zamiast pośredniczącej funkcji  $2R^2(\tau)$  pojawiają się kombinacje funkcji korelacji skrośnej (zwanej też krzyżową albo wzajemną). Niemniej, końcowy wynik jest zgodny z oczekiwaniami: czułość ma postać (1.5), ale temperaturę systemową zastępuje średnia geometryczna temperatur systemowych obu teleskopów,  $\sqrt{T_{sys1} T_{sys2}}$ . Zwykle  $T_A$  stanowi mały ułamek całkowitej odbieranej mocy. Jeśli ten warunek nie jest spełniony, wówczas dla interferometru korelacyjnego o identycznych systemach odbiorczych i antenowych zachodzi (Crane i Napier 1989):

$$\Delta T_{min} = \sqrt{\frac{T_A^2 + T_A T_{sys} + T_{sys}^2/2}{\Delta f \Delta t}}.$$

<sup>5</sup>Jeśli to przejście okaże się dla kogoś nazbyt trudne, to może znaleźć proste wyjaśnienie u Bendata i Piersola (1971; w polskim wydaniu na s. 219).

Przy  $T_A \approx 0$  K, wzór ten uprości się do (1.5), lecz z dodatkowym czynnikiem  $1/\sqrt{2}$ . Wyraża to wyższą czułość interferometru w stosunku do pojedynczego teleskopu, jednak nie o czynnik 2, jak moglibyśmy się spodziewać po dwukrotnie większej powierzchni zbierającej.

O skuteczności detekcji czy pomiaru decyduje stosunek temperatury antenowej do najmniejszego wykrywalnego sygnału, tj. do  $\Delta T_{min}$ , nazywany *stosunkiem sygnału do szumu*:

$$\mu = \frac{T_A}{T_{sys}} \sqrt{\Delta f \Delta t}. \quad (1.6)$$

Stosunek ten można poprawić w trojaki sposób: przez zmniejszenie  $T_{sys}$  (udoskonalenie własności szumowych aparatury), zwiększenie  $T_A$  (poprawa charakterystyk anteny), poszerzenie pasma częstości i zwiększenie czasu integracji (uśredniania) sygnału. Możliwość logicznie oponować, że skoro uśredniamy tak samo sygnał, jak i tło, to ani poszerzenie pasma, ani dłuższa integracja nie powinny poprawiać stosunku sygnału do szumu. Zwróćmy jednak uwagę, że uśrednianie nie zmienia średniego poziomu, natomiast powoduje, że poziom ten jest stabilniejszy (mniej fluktuuje), że obserwujemy węższą *ścieżkę szumową* względem której mierzymy przyrost  $T_A$ , który to przyrost także nie zależy od czasu uśredniania. Tak więc, uśredniając zmniejszamy szerokość ścieżki szumowej, co pozwala dokładniej mierzyć przyrosty.

## 1.3 Wprowadzenie do interferometrii

### 1.3.1 Obraz źródła i jego widmo

Z codziennej praktyki wiemy, że antena w postaci krótkiego (w porównaniu do długości fali odbieranego promieniowania,  $\lambda$ ) przewodu jest prawie bezkierunkowa. Bezkierunkowość objawia się tym, że słyszalność odbieranego sygnału stacji radiowej prawie nie zależy od ustawienia takiej anteny, a już w żadnym wypadku nie uda się nam zlokalizować kierunku, skąd nadchodzi sygnał. Mówimy wtedy, że rozdzielczość kierunkowa naszego systemu odbiorczego jest bardzo zła. Kątową rozdzielczość teleskopu — tak optycznego, jak i radiowego — wyznaczają liniowe rozmiary albo *apertura* instrumentu. Teleskop o średnicy czaszy, soczewki lub lustra równej  $d$  ma zdolność rozdzielczą około

$\lambda/d$  radianów ( $1 \text{ rad} \approx 200\,000''$ ). Duże teleskopy optyczne osiągają rozdzielczości przewyższające kilkaset razy możliwości nieuzbrojonego ludzkiego oka (tj. około  $3'$ ), przy czym ich potencjalnie większe rozdzielczości ogranicza turbulencja atmosfery Ziemi. Na to, aby radioteleskop osiągnął rozdzielczość teleskopu optycznego — powiedzmy  $1''$  — musiałby mieć czaszę, tj. reflektor, o średnicy nawet milion razy większej niż ten optyczny; dokładniej: tyle razy, ile razy dłuższa jest fala radiowa od optycznej. Łatwo jest obliczyć, że rozdzielczość  $1''$  ma teleskop o średnicy około  $200\,000 \lambda$ , co dla fali o długości np.  $10 \text{ cm}$  (zakres radiowy) czyni już  $20 \text{ km}$ . Największy radioteleskop paraboliczny (w Arecibo, Puerto Rico) ma średnicę zaledwie  $300 \text{ m}$ . Na szczęście wspomniana formuła na rozdzielczość jest znacznie ogólniejsza niż sugerowaliśmy i stosuje się do dość dowolnych układów teleskopów, a wielkość  $d$  interpretuje się wtedy jako największą odległość między elementami danego układu. Oznacza to, że dwa odpowiednio połączone radioteleskopy mają rozdzielczość kątową taką, jaką miałyby jeden teleskop o średnicy równej odległości tych dwóch anten. Przeanalizujemy to bliżej.

Promieniowanie elektromagnetyczne odległych źródeł kosmicznych dociera do Ziemi w postaci fal niemal płaskich. Jeśli oś parabolicznej czaszy skierowana jest na źródło promieniowania, to wszystkie promienie po odbiciu od czaszy wpadają do ogniska — skupiają się w punkcie O, jak pokazaliśmy na rys. 1.2. Ponieważ drogi przebyte przez poszczególne promienie, licząc od czoła fali do ogniska, są jednakowe to mówimy, że sygnały im odpowiadające dodają się w ognisku z jednakową *fazą*, przez co ulegają wzmocnieniu. Jeśli jednak źródło znajdzie się pod kątem  $\theta$  do osi teleskopu, to drogi takie będą różne dla różnych promieni i na przeciwległych skrajach czaszy będą różnić się najbardziej: o  $d \sin \theta$ . Dwie początkowo spójne (o takiej samej fazie) fale po przebyciu różnych dróg i zsumowane dają na ogół mniejszy sygnał niż w przypadku jednakowych dróg propagacji. W skrajnym przypadku, gdy różnica dróg wyniesie dokładnie  $\lambda/2$ , co odpowiada wzajemnemu przesunięciu fazy o  $180^\circ$  (albo  $\pi \text{ rad}$ ), fale takie całkowicie wygaszają się — dokładnie tak, jak znikłyby na wodzie dwie fale o jednakowych amplitudach, których grzbiety jednej przypadałyby na doliny drugiej. Jest tu mowa o tzw. interferencji destrukcyjnej.

Przy wzroście różnicy dróg promieni o następane  $\lambda/2$  sygnały ponow-



## Odpowiedź interferometru addytywnego na monochromatyczne źródło punktowe

Wprawdzie promieniowanie elektromagnetyczne naturalnych źródeł kosmicznych na ogół niewiele ma wspólnego z sinusoidą — w praktyce są to raczej fragmenty (tym dłuższe im węższe jest pasmo przenoszenia systemów odbiorczych) sinusoid o ciągłe, i w sposób losowy, zmieniających się parametrach — ale wspomniany w tekście efekt znoszenia się pozostaje dokładnie tak samo skuteczny, jeśli tylko względne opóźnienie dwóch jednakowych sygnałów losowych jest niewielkie. Wtedy to obie repliki, w każdej chwili z osobna, można traktować jako czyste sinusoidy typu

$$\cos \psi \quad \text{i} \quad \cos\left(\psi + 2\pi \frac{d}{\lambda} \sin \theta\right), \quad (1.7)$$

w których na  $\psi$  składa się przyczynek losowy i  $2\pi f t$ , gdzie  $f$  jest częstotścią odbieranego sygnału, zaś  $t$  — czasem. Wypisane tutaj dwie funkcje możemy traktować jako uproszczony napięciowy model odbieranych sygnałów z dwóch przeciwległych fragmentów czaszy radioteleskopu, albo z dwóch oddzielnych radioteleskopów tworzących interferometr. Moc rejestrowanego sygnału (z radioteleskopu albo interferometru sumującego) jest proporcjonalna do kwadratu sumy tych funkcji, czyli do

$$\left[ \cos\left(\pi \frac{d}{\lambda} \sin \theta\right) \cos\left(\psi + \pi \frac{d}{\lambda} \sin \theta\right) \right]^2.$$

Przy uśrednianiu takiej funkcji czynnik wysokoczęstotściowy (ten zawierający fazę w.c.z.  $\psi$ ) zostaje wygładzony (formalnie możemy podane wyrażenie scałkować po jednym okresie  $\psi$ , tj. od 0 do  $2\pi$ ) i otrzymujemy na wyjściu odbiornika przebieg proporcjonalny do:

$$\cos^2\left(\pi \frac{d}{\lambda} \sin \theta\right) = \frac{1 + \cos\left(2\pi \frac{d}{\lambda} \sin \theta\right)}{2}. \quad (1.8)$$

Traktując teraz  $\theta$  tak, jak czas widzimy, że  $\frac{d(2\pi d/\lambda \sin \theta)}{d(2\pi \theta)} = \frac{d}{\lambda} \cos \theta$  jest częstotścią otrzymanej sinusoidy (listków). Skoro jednak  $\theta$  nie jest czasem lecz należy do dziedziny przestrzeni, to wskazaną częstotliwość nazywamy *przestrzenną*.

### Odpowiedź interferometru korelacyjnego na monochromatyczne źródło punktowe

W interferometrach korelacyjnych, także w VLBI, sygnały z dwóch anten nie sumuje się lecz wymnaża, dzięki czemu nie ma już potrzeby detekcji kwadratowej. Mamy w tym przypadku:

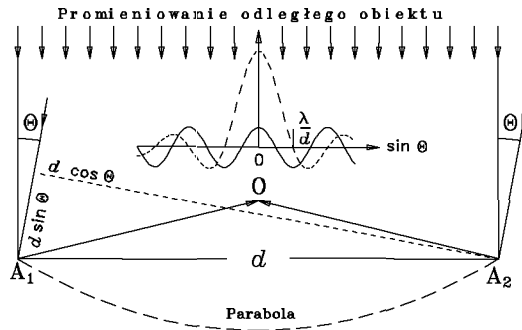
$$\cos \psi \cdot \cos(\psi + 2\pi \frac{d}{\lambda} \sin \theta) = \frac{1}{2} \left[ \cos(2\pi \frac{d}{\lambda} \sin \theta) + \cos(2\psi + 2\pi \frac{d}{\lambda} \sin \theta) \right].$$

Podczas uśredniania wysokoczęstotliwościowy składnik tej sumy (ten zawierający fazę  $2\psi$ ) zostaje wygładzony i otrzymujemy odpowiedź postaci

$$\cos(2\pi \frac{d}{\lambda} \sin \theta), \quad (1.9)$$

czyli taką jak w interferometrze addytywnym, ale bez składowej stałej.

nie dodadzą się w fazie i zaobserwujemy drugie maksimum ich mocy (napięciowo będzie to minimum). Widzimy już, że ze zmianą kąta na wyjściu prostego (tj. dwuantenowego) interferometru pojawia się sygnał zmodulowany sinusoidą z ekstremami (minimami lub maksimami) tam, gdzie różnica dróg jest całkowitą wielokrotnością  $\lambda$  i z miejscami zerowymi przy nieparzystych wielokrotnościach  $\lambda/2$ . Te ekstrema to nic innego, jak znane z optyki prążki interferencyjne, w radioastronomii zwane *listkami* ze względu na ich związek z charakterystyką kierunkową anteny (posiadającą m.in. tzw. listki boczne i listek główny). Kilka listków interferencyjnych zilustrowaliśmy linią ciągłą na wykresie przy ognisku paraboli na rys. 1.2. Zauważmy, że położenie listka wyznacza nam kierunek (tj. odpowiedni kąt  $\theta$ ) w przestrzeni. Oznacza to także, że jeśli w polu widzenia interferometru znajdzie się źródło rozciągłe obejmujące równocześnie kierunki kilku listków, to system odbiorczy umieszczony w punkcie O zarejestruje jedynie część mocy wypromieniowanej przez źródło — tę, która dociera poza miejscami zer i która nie jest kompensowana przez promieniowanie wpadające przez listki przeciwnego znaku (napięciowo). Jeśli w rozkładzie jasności źródła występują struktury o rozmiarach mniejszych niż odstęp list-



**Rys. 1.2:** Ilustracja zasad działania radioastronomicznych systemów antenowych. Miejsca oznaczone symbolami  $A_1$  i  $A_2$  są powierzchniami zbierającymi sygnał. Mogą to być fragmenty czaszy parabolicznej, jak w zwykłym teleskopie, albo dowolnej konstrukcji anteny wyposażonej w systemy odbiorcze, jak w przypadku interferometru. Sposób doprowadzenia sygnału do miejsca korelacji (punkt  $O$ ) wiąże się z typem instrumentu. W szczególności, w interferometrach połączonych na drogach  $A-O$  są łącza kablowe lub mikrofalowe, zaś w VLBI sygnały pokonują te drogi najczęściej... samolotami w postaci zakodowanej na taśmach magnetycznych. Interferometr dwuelementowy ma napięciową charakterystykę kierunkową typu sinusoidy (krzywa ciągła przy ognisku paraboli), zaś wypełniona do końca paraboloida — sumę wielu sinusoid odpowiadających składających się na nią interferometrom (krzywa przerywana). Moc promieniowania odbieranego z danego kierunku jest proporcjonalna do kwadratu charakterystyki napięciowej na tym kierunku

ków interferencyjnych, to zmiany położenia źródła (np. skutek ruchu dobowego) względem kierunku bazy interferometru (tj. wektora  $\vec{d}$  wyznaczonego przez elementy interferometru) spowodują przesuwanie się

tych struktur przez kolejne ekstrema charakterystyki kierunkowej, a w ślad za tym okresowe zmiany na wyjściu interferometru. Łatwo jest zauważyć, że częstość tych zmian będzie ściśle odzwierciedlać odstęp listków interferencyjnych charakterystyki kierunkowej, ich amplituda — intensywność obserwowanych struktur, faza zaś (efektywnie położenie maksimum) — umiejscowienie struktur względem środka źródła. Odnotujmy też, że dyskutowana tutaj częstość jest funkcją nie tyle czasu, ile położenia w przestrzeni i że jest ona proporcjonalna do  $d$ : odstępów listków maleją, gdy  $d$  rośnie.

Być może pouczające będzie prześledzenie odpowiedzi interferometru prostego na źródło punktowe, tzn. źródło o rozmiarach kątowych znacznie mniejszych od odstępu listków, oraz na źródło o prostokątnym (jednostajnym) rozkładzie jasności o rozciągłości kątowej dokładnie równej odległości maksimum (nie ekstremów!) listków. W pierwszym przypadku, jak się łatwo domyślamy z poprzedzającej analizy, amplituda interferencji będzie równa całkowitej mocy źródła, a faza będzie zerowa (maksimum w zerze odpowiadającym kierunkowi źródła), zaś w drugim — listki interferencyjne w ogóle się nie pojawią. Dzieje się tak dlatego, że każde dwa punkty źródła odległe o połowę odstępu maksimum generują niezależne listki interferencyjne o dokładnie przeciwnych (różniących się o  $\pi$ ) fazach i jednakowych amplitudach, zatem znoszące się doskonale. Nasze źródło prostokątne zawiera tylko takie pary punktów, dlatego jest niewidoczne przez interferometr. Z takiego samego powodu źródła jeszcze bardziej rozciągnięte ujawniają się jako pozbawione tego znoszącego się prostokątnego fragmentu rozkładu jasności, który ma szerokość równą całkowitej wielokrotności odstępu maksimum listków napięciowej charakterystyki kierunkowej.

Tak więc, w ogólnym przypadku niepunktowego źródła obserwuje się jakiś ułamek całkowitej mocy źródła w postaci listków interferencyjnych o niezerowej fazie. Ten ułamek nazywa się *widzialnością* źródła, która w połączeniu z fazą staje się tzw. *funkcją widzialności*. Amplituda i faza tej funkcji (albo listków) są podstawowymi obserwowalnymi wielkościami interferometrii (*obserwablamami*) i niosą całą dostępną informację o obserwowanych obiektach.

Fakt, że prosty interferometr jest czuły tylko na pewne struktury źródła podsuwa myśl, że jest on rodzajem filtru. Rzeczywiście, z całej różnorodności struktur źródła na odpowiedź interferometru składają

się tylko te fragmenty, które wykazują okresowość wzdłuż kąta, tzn. w przestrzeni, równą odstępowi maksimum napięciowej charakterystyki kierunkowej interferometru (przypomnijmy, że wszystkie mniejsze od tego odstepu źródła czy ich struktury wykazują taką okresowość, ale istnieje ponadto wielka różnorodność źródeł większych mających też tę własność). W związku z tym mówi się, że ów przyrząd jest filtrem *częstości przestrzennych*. Częstość własną interferometru (tę przestrzenną) definiuje się zwykle jako składową wektora bazy prostopadłą do kierunku źródła i wyraża w długościach fali odbieranego promieniowania:  $d \cos \theta / \lambda$ . Odwrotność tej wielkości, to wspomniana wcześniej kątowa rozdzielczość instrumentu w kierunku  $\theta$ .

Ponieważ częstość własna interferometru jest funkcją kąta  $\theta$ , to przy ustalonym położeniu bazy  $\vec{d}$  nasz filtr ulega przestrajaniu w częstości w zakresie od zera (dla kąta  $\theta = \pm\pi/2$ ) do  $d/\lambda$  (przy  $\theta = 0$ ), gdy źródło wędruje po nieboskłonie podążając za ruchem dziennym sfery niebieskiej. Po każdej zmianie kąta przepuszczane są przez ten filtr inne składowe struktury źródła. W ten sposób dokonuje się analiza widmowa rozkładu jasności źródła, a powstałe z pomiaru amplitudy i fazy listków widmo przestrzenne zawiera kompletną informację o kształcie jednowymiarowego źródła — aż do struktur o wymiarach kątowych  $\lambda/d$  (wszystkie struktury mniejsze od  $\lambda/d$  będą wygładzone znikając całkowicie lub dając przyczynek nieodróżnialny od tych obserwowalnych). W celu odtworzenia rozkładu jasności źródła wystarczy do otrzymanego widma zastosować operację odwrotną do analizy — syntezę obrazu. Mogłaby ona polegać na odtworzeniu wszystkich zmierzonych listków interferencyjnych z ich amplitudami i fazami, a następnie prostym zsumowaniu powstałych sinusoid. Taka suma to już obraz albo rozkład jasności. Ten sam skutek osiąga się mniej czasochłonnym aparatem matematycznym zwanym *przekształceniem Fouriera*.

Widmo przestrzenne źródła można otrzymać niemal natychmiast, bez oczekiwania na znaczący obrót Ziemi, dysponując wieloma interferometrami o bazach pokrywających dostatecznie gęsto przedział od 0 do  $d$ , niekoniecznie na tym samym odcinku w przestrzeni. Procedura taka jest podstawą metody nazywanej *syntezą apertury*, gdyż na końcowy wynik składa się szereg niezależnych obserwacji wykonanych przy użyciu niewielkich powierzchni zbierających efektywnie syntezowanych w jedną wielką. W odróżnieniu od tej, syntezę omówioną wcześniej,

### Przekształcenie Fouriera

Funkcję  $f(x)$  i jej widmo  $F(u)$  wiążą zależności (para transformat Fouriera):

$$F(u) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)e^{-j2\pi ux} dx \quad f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} F(u)e^{+j2\pi ux} du,$$

gdzie  $j$  jest jednostką urojoną ( $j = \sqrt{-1}$ ), tak że  $e^{j2\pi ux} = \cos 2\pi ux + j \sin 2\pi ux$ . Gdy  $f$  jest funkcją parzystą,  $f(-x) = f(x)$ , transformata Fouriera redukuje się do tzw. przekształcenia *kosinusowego*:

$$F(u) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \cos(2\pi ux) dx.$$

Dla dwuwymiarowej funkcji  $f(x, y)$  i jej widma  $F(u, v)$  mamy zaś następującą parę transformat:

$$F(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y)e^{-j2\pi(ux+vy)} dx dy$$

$$f(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(u, v)e^{+j2\pi(ux+vy)} du dv.$$

a wykorzystującą obrót Ziemi nazywa się *rotacyjną* albo *supersyntezą*. Specjalistyczne sieci anten do syntezy apertury zaprojektowane są do wykorzystania obu metod. Niektóre z kilku do kilkudziesięciu anten takich sieci umieszczone są na torowiskach. W celu wzbogacenia widma przestrzennego, albo — co jest równoważne — pokrycia powierzchniami zbierającymi możliwie gęsto i równomiernie pewnego obszaru, obserwacje tego samego źródła lub wycinka nieba prowadzi się często przez wiele dni — codziennie z inną konfiguracją anten.

Wróćmy jeszcze do rys. 1.2 aby wypełnić w wyobraźni elementami odbijającymi promieniowanie całą parabolę tam naszkicowaną.

## Dwuwymiarowe widmo równomiernego rozkładu pola na aperturze kołowej

Jeśli funkcja  $f(x, y)$  jest kołowo symetryczna, to także jej widmo ma taką symetrię. W tym przypadku do transformat możemy podstawić współrzędne biegunowe:  $x = r \cos \phi$  i  $y = r \sin \phi$  oraz  $u = q \cos \varphi$  i  $v = q \sin \varphi$ , uzyskując zależność od jednej tylko zmiennej ( $r$  lub  $q$ ). Jakobiany tych przekształceń wynoszą  $r$  oraz  $q$ . Dla pierwszej z transformat mamy kolejno:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{-j2\pi(ux+vy)} dx dy &= \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} f(r) e^{-j2\pi r q (\cos \phi \cos \varphi + \sin \phi \sin \varphi)} r dr d\phi \\ &= \int_0^{\infty} f(r) \left[ \int_0^{2\pi} e^{-j2\pi r q \cos(\phi - \varphi)} d\phi \right] r dr = 2\pi \int_0^{\infty} f(r) \mathcal{J}_0(2\pi q r) r dr = F(q), \end{aligned}$$

gdzie  $\mathcal{J}_0(z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-jz \cos \beta) d\beta = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \cos(z \cos \beta) d\beta$  jest funkcją Bessela. Funkcję  $F(q)$  nazywa się *transformatą Hankela* (zerowego rzędu) funkcji  $f(r)$ . Podobnie dla transformaty odwrotnej dostajemy ła-two:

$$f(r) = 2\pi \int_0^{\infty} F(q) \mathcal{J}_0(2\pi q r) q dq,$$

co jest odwrotną transformatą Hankela (zauważmy, że obie mają taką samą formę i jądro).

W szczególności zatem, transformata Fouriera dysku (równomiernego rozkładu pola promieniowania na aperturze kołowej) o średnicy  $d$  ma postać funkcji Bessela pierwszego rzędu:

$$2\pi \int_0^{\infty} \Pi\left(\frac{r}{d}\right) \mathcal{J}_0(2\pi q r) r dr = \frac{d}{2q} \mathcal{J}_1(\pi d q) = \pi \left(\frac{d}{2}\right)^2 \frac{2 \mathcal{J}_1(\pi d q)}{\pi d q}.$$

Utwórzmy wiele elementarnych interferometrów prostych o równoległych (do tego o bazie  $\vec{d}$ ) i malejących do zera bazach — każdy o takiej samej powierzchni zbierającej. Każdemu z takich interferome-

tów odpowiada inna (mniejsza) częstość przestrzenna, a więc i inna (szersza) charakterystyka kierunkowa. Suma częstości przestrzennych składa się na całe pasmo, czyniąc że nasza antena staje się dolnoprzestupowym filtrem pasmowym o równomiernej charakterystyce przenoszenia od 0 do  $d/\lambda$ . Charakterystyką kierunkową tego teleskopu jest suma elementarnych charakterystyk, czyli suma kosinusoid, jakimi są listki interferencyjne poszczególnych interferometrów. W granicznym przypadku nieskończenie wielu elementarnych baz (stowarzyszonych z nieskończenie małymi powierzchniami zbierającymi) suma, a raczej całka, wspomnianych sinusoid wynosi:

$$\int_{-d/2}^{+d/2} \cos\left(2\pi\frac{d'}{\lambda}\sin\theta\right) dd' = d \frac{\sin(\pi\frac{d}{\lambda}\sin\theta)}{\pi\frac{d}{\lambda}\sin\theta} \quad (1.10)$$

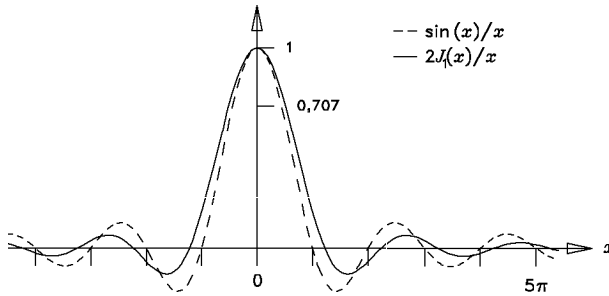
(całkując w granicach  $\pm d/2$  uczyniliśmy rozkład apertury symetrycznym, aby uniknąć wprowadzania tutaj nieistotnego czynnika fazowego). Funkcję tę naszkicowaliśmy krzywą przerywaną na rys. 1.2. Centralny składnik charakterystyki kierunkowej, zwany wiązką albo listkiem głównym, ma szerokość  $2\lambda/d$ . Taką charakterystykę ma w rzeczywistości antena z reflektorem typu cylindra parabolicznego (w płaszczyźnie przekroju poprzecznego tego cylindra<sup>6</sup>). W przypadku paraboloidy obrotowej charakterystyka kierunkowa wygląda podobnie (jest funkcją typu  $2\mathcal{J}_1(x)/x$ , gdzie  $\mathcal{J}_1$  jest funkcją Bessela), lecz ma symetrię osiową (wokół osi paraboloidy), jest nieco szersza (o czynnik ok. 1,2) i ma mniejsze listki boczne, tzn. wtórne ekstrema (rys. 1.3). Różnice biorą się z różnego ważenia każdego elementarnego interferometru (wagami są powierzchnie zbierające jednakowe dla cylindra, a różne dla paraboloidy).

Można pokazać, że transformata Fouriera prostokątnego okna naszego jednowymiarowego (jak dla cylindra parabolicznego) filtru częstości przestrzennych jest identyczna z otrzymaną przed chwilą funkcją

---

<sup>6</sup>W płaszczyźnie prostopadłej do tego kierunku, wzdłuż cylindra, charakterystyka ma w przybliżeniu taką samą formę. Bierze się to stąd, że dwuwymiarowa charakterystyka dla prostokątnej apertury z jednostajnym na niej rozkładem pola ma postać:  $\left[ \frac{\sin(\pi\frac{d_1}{\lambda}\sin\theta_1)}{\pi\frac{d_1}{\lambda}\sin\theta_1} \right] \cdot \left[ \frac{\sin(\pi\frac{d_2}{\lambda}\sin\theta_2)}{\pi\frac{d_2}{\lambda}\sin\theta_2} \right]$ , gdzie wskaźnikami odróżniono rozmiary apertury i kąty w dwóch wzajemnie prostopadłych płaszczyznach.





**Rys. 1.3:** Porównanie charakterystyk kierunkowych dla apertury prostokątnej (krzywa przerywana; cylinder paraboliczny) i kołowej (krzywa ciągła; paraboloida obrotowa). Szerokości głównych listków na połowie mocy (tj. dla wartości  $\sqrt{0,5}$ ) obu funkcji wynoszą 2,783 i 3,233 rad, zaś całkowite szerokości (do pierwszych zer) —  $2\pi$  (tj. 6,28) i 7,66 rad. Szerokość połowkowa głównej wiązki radioteleskopu parabolicznego wynosi więc  $2\theta = 2 \arcsin[3,233\lambda/(2\pi d)] \approx 1,03\lambda/d$ , zaś całkowita szerokość to  $2 \arcsin(1,22\lambda/d) \approx 2,44\lambda/d$  (podane przybliżenia są słuszne tylko dla dużych wartości  $d/\lambda$ )

opisującą charakterystykę kierunkową wypełnionego teleskopu. Jest to wyraz ogólnej prawidłowości mówiącej, że dla dowolnego układu anten wypadkowa charakterystyka kierunkowa i widmo częstości przestrzennych tego układu są parą transformacji Fouriera. Innymi słowy, aby wyznaczyć charakterystykę kierunkową systemu antenowego należy obliczyć dwuwymiarową transformację Fouriera z rozkładu powierzchni zbierających tego systemu (ściślej: rozkładu pola elektrycznego na aperturze).

To, że system antenowy jest filtrem dla widma przestrzennego kąto-owego rozkładu jasności źródła wynika z mnożenia widm przestrzennych źródła i systemu. Mamy stąd drugie bardzo ważne stwierdzenie: końcowa odpowiedź systemu antenowego w postaci obrazu lub mapy jest

**splotem** (konwolucją) rozkładu jasności źródła z charakterystyką kierunkową systemu. Widać to wyraźnie w przypadku źródła punktowego, któremu formalnie przypiszemy własności specjalnego rodzaju funkcji impulsowej (należącej do klasy dystrybucji) nazywanej *delta* Diraca. Mapa uzyskana z obserwacji źródła punktowego jest tu charakterystyką kierunkową instrumentu: splot delty Diraca z dowolną funkcją odtwarza tę funkcję. I odwrotnie: system antenowy o bardzo rozległej aperturze (teoretycznie nieskończenie rozległej) miałby nieskończenie wąską wiązkę główną bez listków bocznych, czyli charakterystykę typu delty Diraca. Taki system odtwarzałby z kolei bez zniekształceń wprost rozkład jasności źródeł.

Przy analizach czasowo/przestrzenno-widmowych pamiętajmy, że splotowi funkcji w dziedzinie czasu lub przestrzeni odpowiada mnożenie ich widm w dziedzinie częstotliwości. Z faktu, że widmo delty Diraca jest równomierne w całym zakresie częstotliwości wynika np., że sygnał impulsowy (trzask elektryczny, delta, źródło punktowe) po przejściu przez jednobarwny filtr przepuszczający bardzo wąskie pasmo staje się czystą sinusoidą o amplitudzie niezależnej od częstotliwości, na którą nastrojono filtr. Tak samo też listki interferencyjne pochodzące od źródła punktowego mają taką samą amplitudę na wszystkich bazach. Obserwowane amplitudy listków — jako iloczyn stałej mocy widmowej źródła i widma instrumentu — są odbiciem li tylko widma przestrzennego instrumentu.

Może teraz łatwiej rozpoznamy istotną różnicę pomiędzy teleskopem optycznym i radiowym. Teleskopy optyczne mają tak wielkie apertury (licząc w długościach fali), że ich charakterystyki kierunkowe są bliskie delcie Diraca (bardzo szerokie widmo przestrzenne) i dlatego zwykła suma promieni skupionych w pobliżu ogniska lustra parabolicznego daje od razu przyzwoite obrazy gwiazd i innych obiektów. W kontekście przeprowadzonej już dyskusji możemy także powiedzieć, że obraz ten jest wynikiem prostego zsumowania wszystkich listków interferencyjnych, pojawiających się na wyjściach wszystkich elementarnych interferometrów, na jakie możemy rozłożyć w myślach paraboliczny teleskop optyczny. Ale i ten instrument nie jest przyrządem idealnym, a skończoność jego rozmiarów (tj. ograniczoność widma przestrzennego filtru) ujawnia się w postaci pierścieni dyfrakcyjnych wokół obrazów gwiazd. W tych pierścieniach rozpoznajemy natychmiast znamię listków bocznych charakterystyki kierunkowej. Jakże jednak ubogie w po-

równaniu do tego jawi się nam widmo przestrzenne największych nawet radioteleskopów. Obrazy powstające naturalnie w ich ogniskach są — w porównaniu do teleskopów optycznych — całkowicie rozmyte. Wiele wysiłku radioastronomowie kierują na wzbogacenie tego widma. Czyni się to przemyślnymi sposobami składając wiele niezależnych obserwacji cząstkowych.

Odtworzenie obrazu radioźródła z jego widma (w postaci zmierzonych amplitud i faz listków interferencyjnych) ideowo jest sprawą prostą. Jak wiemy, należy tylko przekształcić widmo fourierowsko. Niestety, praktyka nie jest aż tak prosta. Po pierwsze, pomiary obarczone są błędami powstającymi zarówno wskutek niedoskonałości instrumentu pomiarowego, jak i w wyniku naturalnych fluktuacji fazy i drogi rozchodzenia się sygnałów przez turbulენტne i niejednorodne ośrodki (atmosfera Ziemi, przestrzeń kosmiczna). Po drugie, rzeczywiste systemy wymagają syntezy płaszczyzny częstości przestrzennych, a nie tylko jednego wymiaru. W związku z tym np. supersynteza, którą tak łatwo zapełnialiśmy przedział od 0 do  $d/\lambda$ , w dwóch wymiarach okazuje się znacznie mniej efektywna. Na płaszczyźnie częstości przestrzennych, która jest prostopadła do kierunku obserwowanego źródła i zwie się ją *płaszczyzną*  $uv$ , prosty interferometr w każdej chwili reprezentuje zaledwie jeden punkt wyznaczony przez rzut wektora bazy na wzajemnie prostopadłe osie  $u$  i  $v$ . Wskutek obrotu Ziemi koniec bazy widziany z kierunku źródła zatacza w ogólności elipsę, a zatem repertuar dostępnych częstości przestrzennych jest ograniczony do takiej właśnie krzywej. Wynika z tego, że obserwacja prowadzona nawet przez znaczny ułamek doby nijak nie jest w stanie zapełnić apertury, czy też płaszczyzny  $uv$ . Dopiero wiele różnych i różnie zorientowanych interferometrów daje szansę na jako tako równomiernie próbkowany dwuwymiarowy filtr częstości przestrzennych i odpowiadającą mu charakterystykę kierunkową o względnie niskim poziomie listków bocznych.

W obserwacjach typu VLBI, ze względu na złożoność i czasochłonność tej techniki, udział bierze zwykle tylko kilka stacji, a teleskopy są nieruchome. Z  $n$  teleskopów można utworzyć  $\binom{n}{2} = n(n-1)/2$  par, czyli interferometrów, zatem tyleż elips — a raczej tylko ich fragmentów — dostaje się jako pokrycie płaszczyzny  $uv$  po kilkugodzinnej sesji obserwacyjnej. Widać z tego, że efektywny, powstały ze złożenia takich obserwacji, filtr częstości przestrzennych jest skrajnie ubogo

pokryty dostępnym zestawem baz i obfituje w nieokreślone obszary. Radioastronomom używającym techniki VLBI dokuczają ponadto solennie brak fazy listków, gdyż z powodu błędów jej pomiarów staje się ona zupełnie nieprzydatna do bezpośredniej analizy. Powoduje to, że odtworzenie dwuwymiarowego rozkładu jasności z tak niekompletnego i w dodatku obciążonego licznymi błędami widma przestrzennego źródła nie jest już prostą operacją przekształcenia Fouriera. Z teorii analizy widmowej wiadomo, że do jednoznacznego odtworzenia obrazu z jego widma z zadaną rozdzielczością kątową trzeba mieć kompletne widmo próbkowane równomiernie i dostatecznie gęsto na całej płaszczyźnie  $uv$  — aż do zadanej częstości granicznej. Znaczne luki w pokryciu płaszczyzny  $uv$  powodują duży wzrost poziomu listków bocznych zsyntezowanej charakterystyki kierunkowej.

Obraz źródła odtworzony bezpośrednio z danych obserwacyjnych jest bardzo zniekształcony przez splot oryginalnego rozkładu ze wspomnianą charakterystyką. O takich obrazach mówi się „brudne mapy”. Często bardzo różnią się one od rzeczywistego rozkładu jasności. W latach siedemdziesiątych opracowano wiele coraz to doskonalszych metod rozwiązywania (dekonwolucji) tych skomplikowanych splotów prowadzących do odtwarzania tzw. „czystych map”. Największy rozgłos i najszersze zastosowanie zyskał algorytm zwany CLEAN opracowany przez J. Högboma.

### 1.3.2 Zapóźnienie sygnału a pasmo przenoszenia

Spójrzmy teraz na interferometr wielkobazowy jako jeden z najprecyzyjniejszych przyrządów do pomiaru kątów i odległości. Przypomnijmy tutaj, że technika ta pozwala osiągać dokładności wyznaczeń wektorów związanych z punktami na Ziemi (baz) porównywalne lub przewyższające satelitarne techniki laserowe. Podobnie, nie ma ona sobie równej w dokładnościach wyznaczeń położenia radioźródeł.

Te zastosowania opierają się na znajomości współrzędnych sferycznych stacji lub obserwowanych obiektów i możliwości pomiaru różnicy czasu odebrania sygnału pochodzącego z odległego źródła i zapisanego w dwóch stacjach. Różnica ta,  $d \sin(\theta)/c$ , gdzie  $c$  jest prędkością światła, nazywana jest *zapóźnieniem grupowym* i oznaczana przez  $\tau$  (w ogólniejszym przypadku  $\tau$  zawiera jeszcze inne składniki oprócz geo-

metrycznego, jednak tutaj dla prostoty zaniedbujemy wszystkie inne przyczynki). Sygnał w każdej stacji zapisany jest wraz z informacją o czasie, a pomiar  $\tau$  polega na wzajemnym przesunięciu dwóch zapisów o taki interwał, by maksymalnie dużo składowych sygnału w obu zapisach było zsynchronizowanych. Ten interwał to właśnie szukane zapóźnienie. Cóż jednak rozumie się przez wspomniane zsynchronizowanie? Gdyby oba sygnały były identyczne, to nie byłoby żadnych wątpliwości. W praktyce jednak każdy zapis zawiera w zasadzie niezależny od pozostałych szum, gdyż to co się w nich powtarza stanowi zwykle drobny ułamek mocy całkowitej (powiedzmy poniżej 0,001). Normalnym sposobem wykrywania tej wspólnej części jest *korelacja*, polegająca na wzajemnym wymnożeniu odpowiadających sobie próbek obu sygnałów i zsumowaniu otrzymanych iloczynów. Możemy przy tym proces ten powtórzyć po przesunięciu jednego z ciągów danych o określony interwał czasu uzyskując oczywiście inną wartość sumy (suma taka po znormalizowaniu nazywa się *współczynnikiem korelacji*). Nie jest już trudno domyślić się, że największa korelacja przypadnie dla interwału odpowiadającego dokładnemu zsynchronizowaniu sygnałów, tj. dla wartości zapóźnienia grupowego.

Jak dokładnie możemy zmierzyć owo zapóźnienie grupowe? Zależy to od tego, jak ostre jest maksimum funkcji korelacji (naszej sumy iloczynów), jak bardzo różnią się sąsiednie wartości w pobliżu znalezionej maksimum. Łatwo spostrzeżemy, że jeśli dwa korelowane sygnały są szybkozmiennie to i maksymalną korelację dostaniemy w bardzo wąskim przedziale interwałów (wzajemnych przesunięć). Sygnał zaś może być szybkozmienny tylko wtedy, gdy ma szerokie pasmo częstości widmowych (gdy nie jest zanadto odfiltrowany). Tę jakościową dyskusję można poprzeć rachunkowo (patrz ramka) i wówczas okazuje się, że przebieg funkcji korelacji ma postać transformaty Fouriera z funkcji przenoszenia opisującej kształt pasma przepuszczanych częstości. Dla filtracji prostokątnym pasmem przenoszenia o szerokości  $\Delta f$  i ze środkiem na częstości (w.cz.)  $f_0$  nasz interferometr daje odpowiedź typu

$$\frac{\sin \pi \Delta f \tau}{\pi \Delta f \tau} \cos 2\pi f_0 \tau. \quad (1.11)$$

Funkcja ta jest kosinusoidą o częstości średniej (tj. takiej, jaką mają listki interferencyjne w środku prostokątnego pasma) obwiedzioną zna-

### Szerokość pasma a odpowiedź interferometru

Widzieliśmy już, że odpowiedzią interferometru na źródło punktowe obserwowane na częstotści  $f = c/\lambda$  jest

$$\cos\left(2\pi\frac{d}{\lambda}\sin\theta\right) = \cos\left(2\pi f\frac{d\sin\theta}{c}\right) = \cos 2\pi f\tau.$$

Obserwacje prowadzi się jednak zawsze w paśmie częstotści o skończonej szerokości, mówimy od  $f_0 - \Delta f/2$  do  $f_0 + \Delta f/2$ . Ponieważ sygnały na różnych częstotściach są całkowicie od siebie niezależne, to na wyjściu interferometru dostajemy zwykłą sumę (całkę) przyczynków z poszczególnych częstotści:

$$\begin{aligned} \int_{f_0 - \frac{\Delta f}{2}}^{f_0 + \frac{\Delta f}{2}} \cos(2\pi f\tau) df &= \frac{\sin 2\pi\left(f_0 + \frac{\Delta f}{2}\right)\tau - \sin 2\pi\left(f_0 - \frac{\Delta f}{2}\right)\tau}{2\pi\tau} = \\ &= \frac{1}{\pi\tau} \sin(\pi\Delta f\tau) \cos(2\pi f_0\tau). \end{aligned}$$

W powyższej analizie założyliśmy, że sygnał ma stałe (jednostkowe) wzmocnienie w całym paśmie przenoszenia. Jeśli to założenie nie jest spełnione, to powinniśmy obliczyć całkę typu:

$$\int_{-\infty}^{\infty} H(f) \cos(2\pi f\tau) df,$$

czyli w zasadzie transformatę Fouriera (tutaj: jej część rzeczywistą) z funkcji przenoszenia  $H$ .

nam już funkcją  $\sin x/x$ . Pierwsze zera tej funkcji przypadają w miejscach, gdzie  $\Delta f\tau = 1$ . Oznacza to, że jeśli korelowane strumienie danych są przesunięte względem siebie (względem maksimum korelacji), albo są „rozsynchronizowane” dokładnie o  $1/\Delta f$ , to listki interferencyjne znikają całkowicie. Możemy też spodziewać się, że z korelacji dla różnych przesunięć będziemy mogli wyznaczyć miejsce maksimum

(tj. wartość  $\tau$ ) przynajmniej z dokładnością jakiegoś ułamka całkowitej szerokości głównego listka obwiedni, tj.  $2/\Delta f$ .

Jest teraz oczywiste, że w celu uzyskania możliwie dokładnych pomiarów wektora bazy (w rzeczywistości zapóźnienia grupowego) powinniśmy obserwować w możliwie szerokim paśmie częstości. W praktyce VLBI, gdzie sygnały jeszcze przed korelacją muszą być zarejestrowane, nie można zapisać na jednej ścieżce sygnału o znacząco szerszym niż kilka megaherców paśmie. Można natomiast zapisać wiele ścieżek na jednym lub wielu magnetowidach, ale jest to droga coraz uciążliwsza technicznie w miarę wzrostu ilości ścieżek, a niepraktyczna już powyżej kilkudziesięciu. Z tego powodu opracowano specjalną metodę, nazywaną *syntezą pasma* (ang. bandwidth synthesis), która pozwala uzyskiwać obwiednie listków interferencyjnych o bardzo wąskim listku głównym i jeszcze znośnie dużych listkach bocznych. Polega ona na składaniu szerokiego pasma z kilku do kilkunastu wąskich, ale umiejętnie rozłożonych na dużym przedziale częstości. Mamy tutaj dość ścisłą analogię do dyskutowanej już jednowymiarowej syntezy apertury, w której wysoką rozdzielczość kątową uzyskuje się składając obserwacje o niskiej rozdzielczości z pojedynczych teleskopów odpowiednio rozmieszczonych na bardzo dużym obszarze. Rolę charakterystyki kierunkowej syntezy apertury pełni teraz obwiednia funkcji korelacji czy listków interferencyjnych: była ona typu  $\sin x/x$  zarówno dla prostokątnej apertury (wzór 1.10), jak i dla prostokątnego pasma (wzór 1.11). Zapamiętajmy, że obwiednia ta jest transformatą Fouriera z rozkładu uzyskanego ze złożenia pewnej ilości charakterystyk przenoszenia, np. prostokątnych okien.

## 1.4 Obserwable interferometrii

### 1.4.1 Pojęcia podstawowe

Wszystkie interferometry — także optyczne — opierają się na podobnych zasadach. Zaburzone przez wszelkiego rodzaju zakłócenia promieniowanie elektromagnetyczne badanego źródła próbkuje się (w czasie) w dwóch (lub więcej) miejscach czoła fali i w wybranym zakresie częstości, a następnie analizuje się je w poszukiwaniu wspólnych własno-

ści. Radioastronom dokonuje próbkowania sygnału za pomocą anten i systemu urządzeń elektronicznych służących do wydzielenia pożądanego pasma częstotliwości i przetransponowania tego zakresu do obszaru wygodniejszego do dalszej obróbki. W konwencjonalnej interferometrii odebrane sygnały analizuje się na bieżąco, w trakcie obserwacji (w czasie rzeczywistym), zaś w technice VLBI zwykle najpierw są zapisywane w każdej stacji niezależnie, by po pewnym czasie poddać je obróbce na centralnym procesorze — specjalnym dedykowanym urządzeniu do korelacji zarejestrowanych sygnałów. W astronomii sygnały na ogół mają charakter losowy — taki sam, jak większość zakłóceń; są to szумы gaussowskie, zwane też normalnymi, o zerowej wartości średniej. W związku z tym, w celu wydzielenia sygnału, analiz dokonuje się metodami statystycznymi, a wśród nich pierwszoplanową rolę odgrywa zwykła korelacja.

Stopień zależności dwóch sygnałów,  $x_1$  i  $x_2$ , np. takich jak zarejestrowane w dwóch stacjach VLBI, czyli ułamek całkowitego sygnału występujący w obu realizacjach jednocześnie mierzy się tzw. *współczynnikiem korelacji*:

$$r(\tau) = \frac{\langle x_1(t)x_2^*(t+\tau) \rangle}{\sqrt{\langle x_1^2 \rangle \langle x_2^2 \rangle}}, \quad (1.12)$$

gdzie  $\langle \dots \rangle = \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta t} \int_{\Delta t} \dots dt$  jest oznaczeniem na uśrednianie po czasie  $t$ , a  $\tau$  wyraża wzajemne przesunięcie sygnałów w czasie i zwane jest *zapóźnieniem grupowym*<sup>7</sup>. Współczynnik korelacji znika, jeśli sygnały są zupełnie niezależne, natomiast ma wartość  $-1$  lub  $1$  w drugim skrajnym przypadku — gdy są takie same, mówimy: całkowicie spójne. Symbol \* występujący w równaniu (1.12) oznacza sprzężenie zespolone i dla sygnałów rzeczywistych można go pominąć.

Jak już pokazywaliśmy (por. też np. Swenson i Mathur 1968, Christiansen i Högbom 1969), jeśli sygnały są stacjonarne w ograniczonym paśmie częstotliwości  $\Delta f$ , to współczynnik korelacji przyjmuje następującą prostą postać:

$$r_c = r_o \cos \Phi, \quad (1.13)$$

<sup>7</sup>Przymiotnik grupowe wywodzi się z teorii fal elektromagnetycznych i nawiązuje do tzw. prędkości grupowej w odróżnieniu od prędkości fazowej; dla tej ostatniej istnieje odpowiednie pojęcie *zapóźnienia fazowego*, o którym będzie okazja napisać w dalszej części tej publikacji.



gdzie  $r_o$  nazywa się amplitudą, a

$$\Phi(\tau_o) = \omega\tau_o + \Phi_o \quad (1.14)$$

jest fazą listków interferencyjnych, w której  $\omega = 2\pi f$  jest częstotliwością kołową wspólną obu sygnałów z dwóch anten. Te dwie wielkości, amplituda i faza, są podstawowymi obserwabliami w interferometrii. Ze wzoru (1.13) widać, że współczynnik korelacji — zwany też (znormalizowaną) *funkcją korelacji* — nie zmienia się, jeśli faza wzrośnie o dowolną wielokrotność  $2\pi$ . Czyni to niejednoznaczność, którą stosunkowo prosto daje się rozwiązać w interferometrii konwencjonalnej (ze względu na małą dynamikę zmian fazy). W VLBI stanowi to poważny problem techniczny, dlatego często z konieczności zamiast z fazy korzysta się z jej pochodnych traktowanych jako podstawowe obserwabli: *częstości listków*

$$\nu = \frac{\dot{\Phi}}{2\pi},$$

gdzie kropką oznaczyliśmy różniczkowanie po czasie, oraz zapóźnienia grupowego

$$\tau_o = \frac{d\Phi}{d\omega}.$$

W obu pochodnych nie ma już nieokreśloności, która znika przy różniczkowaniu jako stała addytywna. Wraz z nią znika jednak część informacji zawartej w fazie.

Dodajmy jeszcze, że często rozważa się obserwablię zwaną *tempem zapóźnienia*, która jest inną formą częstości listków:  $\dot{\tau} = \nu/f$ .

Funkcja korelacji jest niemierzalna tam, gdzie  $\cos \Phi$  jest bliskie zeru. By zapobiec tej stracie informacji o amplitudzie (mówimy o stracie informacji, gdyż mierzone wielkości są obarczone błędami — w zasadzie odwrotnie proporcjonalnymi do wartości współczynnika korelacji) tworzy się podwójne urządzenia korelujące i na tym drugim korelatorze wymnaża się sygnały przesunięte względem siebie dodatkowo o  $\pi/2$  otrzymując

$$r_s = r_o \cos\left(\Phi - \frac{\pi}{2}\right).$$

Te dwie funkcje,  $r_c$  i  $r_s$ , tworzą wspólnie tzw. *zespoloną funkcję korelacji*:

$$r = r_o e^{j\Phi}, \quad (1.15)$$

gdzie  $j = \sqrt{-1}$ .

Można dalej pokazać, że w przybliżeniu:

$$r_o = V \operatorname{sinc}(\Delta f \tau) \frac{\Delta f}{\Delta f_o}, \quad (1.16)$$

gdzie tzw. *funkcja wygładzająca listki* (ang. fringe washing function), a w innym kontekście zwana *funkcją rozdzielczości zapóźnienia* (ang. delay resolution function),  $\operatorname{sinc}(\Delta f \tau) \equiv \frac{\sin(\pi \Delta f \tau)}{\pi \Delta f \tau}$  ma ściśle taką postać tylko w przypadku prostokątnego pasma częstości, a efektywna wstęga częstości  $\Delta f$  jest mniejsza od wspólnej części pasm obu sygnałów  $\Delta f_o$  o dopplerowskie przesunięcie w częstości — wynikające z tego, że obie anteny odbiorcze mają różne prędkości względem obserwowanego źródła — czyli o częstość listków interferencyjnych,  $\Delta f = \Delta f_o - |\nu|$  (Thomas 1972, Robertson 1975b, Moran 1976a).  $V$  we wzorze (1.16) jest tzw. *widzialnością* (ang. visibility) listków, która zależy od struktury źródła sygnałów (od rozkładu jasności) i ma wartość 1, gdy źródło jest punktowe. W przypadku jednowymiarowym (źródło znajduje się na okręgu, a nie na sferze) widzialność można zdefiniować jako (np. Kraus 1966, Fomalont i Wright 1974)

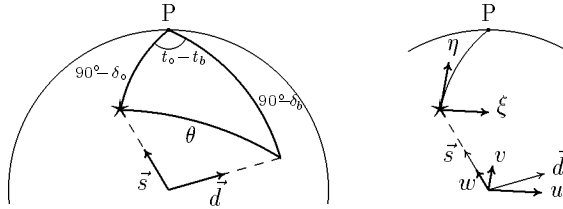
$$V = \frac{1}{F} \int_{\Delta\xi} B(\xi) e^{j[\Phi(\tau) - \Phi(\tau_o)]} d\xi = \frac{1}{F} \int_{\Delta\xi} B(\xi) e^{j\omega(\tau - \tau_o)} d\xi, \quad (1.17)$$

gdzie  $F = \int_{\Delta\xi} B(\xi) d\xi$  jest gęstością strumienia promieniowania źródła o rozkładzie jasności powierzchniowej  $B(\xi)$  na odcinku o szerokości  $\Delta\xi$  wzdłuż kąta  $\xi$  liczonego od środka źródła w kierunku wzrastającej rektascensji. Przez  $\tau_o = \tau(\theta)$  oznaczyliśmy zapóźnienie dla kierunku środka źródła —  $\theta$  jest odległością kątową środka źródła i bieguna bazy, tj. kierunku wektora bazy interferometru  $\vec{d}$ .

Wyrażenie (1.16) nie jest ściśle i w ogólności  $r_o$  nie można przedstawić w postaci iloczynu  $V$  i  $\operatorname{sinc}(\Delta f \tau)$ , podobnie zresztą jak funkcja wygładzająca nie zawsze jest postaci  $\operatorname{sinc}$  (np. Swenson i Mathur 1968, Borkowski 1980b, Thompson i D'Addario 1982a), jednak podany wzór jest wygodnym często dopuszczalnym przybliżeniem.

Na różnicę zapóźnień występującą w funkcji podcałkowej w (1.17) w głównej mierze składa się różnica w tzw. zapóźnieniach geometrycznych

$$\tau_g = \frac{\vec{d} \cdot \vec{s}}{c}, \quad (1.18)$$



**Rys. 1.4:** Zależność kąta pomiędzy kierunkami źródła i bazy ( $\theta$ ) od odpowiednich współrzędnych równikowych:  $(t_o, \delta_o)$  i  $(t_b, \delta_b)$ ; punkt P oznacza północny biegun nieba. Na prawej części rysunku przedstawiono kierunki współrzędnych związanych z rozkładem jasności  $(\xi, \eta)$  i funkcją widzialności  $(u, v)$ . Trzecia składowa wektora bazy  $\vec{d}$  — ta w kierunku źródła, czyli  $w$  — ma wartość  $d \sin \theta = \tau_g c$

gdzie  $c$  jest prędkością światła, a  $\vec{s}$  wersorem (wektorem jednostkowym) w kierunku źródła promieniowania. Dla przypadku, kiedy źródło posiada małe rozmiary kątowe i leży w strefie dalekiej tę różnicę dobrze przybliża

$$\tau - \tau_o \approx -\frac{\partial \tau_g}{\partial \theta} \xi = \frac{d}{c} \sin \theta \xi = \frac{2\pi d \sin \theta}{\omega \lambda} \xi \equiv \frac{2\pi}{\omega} u' \xi. \quad (1.19)$$

Wielkość  $u' = d \sin \theta / \lambda$  jest tzw. częstością przestrzenną na kierunku  $\theta$  i wyraża składową bazy prostopadłą do tego kierunku w długościach fali ( $\lambda$ ; niekiedy wyraża się ją w radianach traktując jako częstość wielkość  $2\pi u'$ ). Rozumiejąc teraz  $V$  jako funkcję  $u'$ , zauważamy łatwo fourierowski jej związek z  $B(\xi)$ . Rozkład jasności można zatem odtworzyć z pomiaru widzialności:

$$B(\xi) = \frac{F}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} V(u') e^{-j2\pi u' \xi} du'. \quad (1.20)$$

Proste rozszerzenie tego związku na przypadek dwuwymiarowy stanowi podstawę tworzenia map radioźródeł, o czym szerzej napiszemy nieco dalej (rozd. 4).

Przechodząc do dwuwymiarowego układu współrzędnych sferycz-

### Geometria interferometru VLBI

W rozważaniach teoretycznych i w praktycznym opracowywaniu obserwacji wykorzystuje się przybliżoną znajomość geometrii sieci VLBI. Niech  $\Delta X = X_2 - X_1$ ,  $\Delta Y = Y_2 - Y_1$  i  $\Delta Z = Z_2 - Z_1$  oznaczają różnice współrzędnych kartezjańskich dwóch stacji VLBI znajdujących się na końcach wektora bazy  $\vec{d}(\Delta X, \Delta Y, \Delta Z)$ . Modelowym zapóźnieniem grupowym (geometrycznym),  $\tau_g$ , będzie rzut tego wektora na kierunek obserwowanego radioźródła (podzielony przez prędkość światła,  $c$ ). Składowa bazy prostopadła do tego kierunku (styczna do sfery niebieskiej w miejscu źródła) po podzieleniu przez długość fali obserwowanego promieniowania ( $\lambda$ ) jest tzw. *częstością przestrzenną*. Mówi ona na jakiej częstości *widmowej* aktualnie mierzymy (amplitudę i fazę sygnału z interferometru, czyli) fourierowskie widmo rozkładu jasności źródła. Odwrotna transformacja Fouriera zmierzonego widma (zsumowanie sinusoid o obliczonych częstościach przestrzennych i amplitudach i fazach równych zmierzonym amplitudom i fazom sygnału) daje wprost obraz radioźródła (rozkład jasności).

Bazę interferometru można przedstawić w układzie równikowym godzinowym

$$\begin{aligned} d &= \sqrt{\Delta X^2 + \Delta Y^2 + \Delta Z^2} && \text{— długość bazy} \\ t_b &= \arctan \frac{\Delta Y}{\Delta X} && \text{— kąt godzinny} \\ \delta_b &= \arcsin \frac{\Delta Z}{d} && \text{— deklinacja.} \end{aligned}$$

Zakładając, że na tym samym południku geograficznym, dla którego zdefiniowaliśmy  $t_b$ , tj. dla południka Greenwich, współrzędne równikowe źródła wynoszą  $t_o$  i  $\delta_o$  łatwo znajdujemy kosinus kąta pomiędzy kierunkami bazy i źródła:  $\cos \theta = \sin \delta_o \sin \delta_b + \cos \delta_o \cos \delta_b \cos(t_o - t_b)$ . Zapóźnienie sygnałów wyniesie za tem:

$$\tau_g = \frac{d}{c} \cos \theta = \frac{d}{c} [\sin \delta_o \sin \delta_b + \cos \delta_o \cos \delta_b \cos(t_o - t_b)]. \quad (1.21)$$

☞ Ortogonalna do kierunku źródła składowa bazy to oczywiście  $d \sin \theta$ , którą rozkłada się dalej na składową równoległą do płaszczyzny równika (w kierunku wzrostu rektascensji)  $d \sin \theta \sin \psi$  i styczną do południka przechodzącego przez źródło (w kierunku deklinacji)  $d \sin \theta \cos \psi$ , gdzie  $\psi$  jest kątem przy źródle między łukiem  $\theta$  i wspomnianym południkiem — wewnątrz trójkąta sferycznego o wierzchołkach w biegunie nieba, na kierunku bazy i kierunku źródła (rys. 1.4). Nietrudno jest zauważyć (wzory trygonometrii sferycznej), że:

$$\sin \theta \sin \psi = \cos \delta_b \sin(t_o - t_b)$$

oraz

$$\sin \theta \cos \psi = \sin \delta_b \cos \delta_o - \cos \delta_b \sin \delta_o \cos(t_o - t_b).$$

Tak więc częstości przestrzenne przyjmują postać:

$$u = \frac{d}{\lambda} \cos \delta_b \sin(t_o - t_b)$$

$$v = \frac{d}{\lambda} [\sin \delta_b \cos \delta_o - \cos \delta_b \sin \delta_o \cos(t_o - t_b)].$$

Otrzymane wyniki możemy wyrazić bezpośrednio przez wielkości dane podstawiając  $\arctan(-\Delta Y/\Delta X)$  za  $t_b$  i  $\arcsin(\Delta Z/d)$  za  $\delta_b$ . Po kilku przekształceniach dostaniemy:

$$\begin{aligned} u \cdot \lambda &= \Delta X \sin t_o + \Delta Y \cos t_o \\ v \cdot \lambda &= -(\Delta X \cos t_o - \Delta Y \sin t_o) \sin \delta_o + \Delta Z \cos \delta_o \quad (1.22) \\ \tau_g \cdot c &= (\Delta X \cos t_o - \Delta Y \sin t_o) \cos \delta_o + \Delta Z \sin \delta_o \end{aligned}$$

**Uwaga:** Przy wyprowadzaniu wzorów (1.22) przyjęliśmy, że współrzędna  $Y$  jest określona dodatnio na wschód (w płaszczyźnie równika, od środka Ziemi w kierunku południka  $90^\circ \text{E}$ ). Jeśli nasze współrzędne kartezjańskie określono w układzie lewoskrętnym ( $Y$  na zachód) to w powyższych wzorach należy wszędzie zamienić znak przy  $\Delta Y$  lub tylko przy  $Y_1$  i  $Y_2$ .

nych przypiszemy środkowi źródła współrzędne równikowe  $t_o$  i  $\delta_o$ , tzn. kąt godzinny (równy czasowi gwiazdowemu zmniejszonemu o rektascensję  $\alpha_o$ ) i deklinację, a kierunkowi albo biegunowi bazy odpowiednio  $t_b$  i  $\delta_b$ . Zapóźnienie geometryczne i składowe wektora bazy (albo odpowiadające im częstotści przestrzenne) w kierunku rektascensji oraz deklinacji wyrażają się odpowiednio przez:

$$\tau_g = \frac{d}{c} [\sin \delta_o \sin \delta_b + \cos \delta_o \cos \delta_b \cos(t_o - t_b)] \quad \text{i} \quad (1.23)$$

$$u = \frac{\omega}{2\pi} \frac{\partial \tau_g}{\partial(\alpha_o \cos \delta_o)} = \frac{d}{\lambda} \cos \delta_b \sin(t_o - t_b) \quad \text{oraz} \quad (1.24)$$

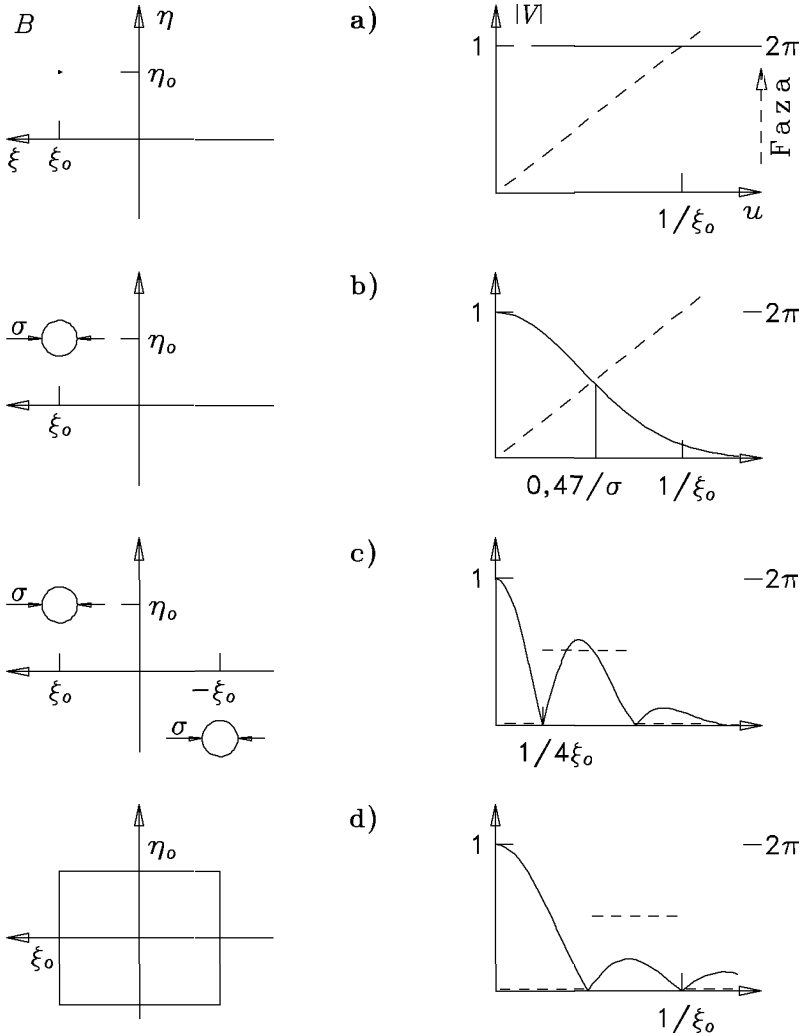
$$v = \frac{\omega}{2\pi} \frac{\partial \tau_g}{\partial \delta_o} = \frac{d}{\lambda} [\cos \delta_o \sin \delta_b - \sin \delta_o \cos \delta_b \cos(t_o - t_b)]. \quad (1.25)$$

(por. też inne wyprowadzenie tych wzorów przedstawione w ramach od s. 51). Dwuwymiarowa funkcja widzialności przyjmuje teraz formę:

$$V(u, v) = \frac{1}{F} \iint_{\text{źródło}} B(\xi, \eta) e^{+j2\pi(u\xi + v\eta)} d\xi d\eta, \quad (1.26)$$

gdzie  $\xi = (\alpha - \alpha_o) \cos \delta_o$ , zaś  $\eta = \delta - \delta_o$ . Rysunek 1.5 przedstawia kilka rozkładów jasności i odpowiadających im funkcji widzialności. Występujące tam gaussowskie rozkłady jasności opisują wyrażenia typu (5.15) (na str. 149).

We wzorach (1.24) i (1.25) można dostrzec fakt, stwierdzony po raz pierwszy przez Rowsona (1963), że rzut bazy na sferę niebieską w kierunku obserwowanego źródła zatacza elipsę w miarę rotacji Ziemi, tzn. w miarę wzrostu kąta  $t_o$ . Elipsa ta ma środek w  $u = 0$  i  $v = d \sin \delta_b \cos \delta_o / \lambda$ , mimośród  $\cos \delta_o$  i wielką półoś równą równikowej składowej bazy  $d \cos \delta_b / \lambda$ . Przystępną ilustrację tego zagadnienia podają Fomalont i Wright (1974). Z faktu, że  $B$  jest funkcją rzeczywistą, wynika że  $V$  jest hermitowskie (tzn. jego część rzeczywista jest parzysta, a część urojona — nieparzysta). To z kolei oznacza, że jeśli baza zostanie odwrócona (o  $180^\circ$ ), to nie dostanie się żadnej nowej informacji o widzialności. Niekiedy wnioskuje się stąd, że tylko połowa danej elipsy jest istotna przy obserwacjach i jeśli prowadzimy obserwacje dłużej niż 12 godzin (gwiazdowych), to w istocie powtarzamy się mogąc liczyć jedynie na poprawę dokładności wcześniej wykonanych pomiarów przez



**Rys. 1.5:** Funkcja widzialności (składowa  $u$ ) dla źródła punktowego (a), gaussowskiego pojedynczego (b) i podwójnego (c) oraz dla źródła prostokątnego o jednostajnym rozkładzie jasności (d)

wzrost statystyki. Jest to prawdą tylko w przypadku baz typu E-W (kiedy obie anteny znajdują się na tym samym równoleżniku), dla których omawiana elipsa ma środek w środku płaszczyzny  $uv$ . W pozostałych przypadkach wektor bazy nigdy nie obróci się o  $180^\circ$ , gdyż na skutek rotacji Ziemi zatacza on jedynie pewien stożek w przestrzeni.

### 1.4.2 Współczynnik korelacji przy próbkowaniu jednobitowym

W związku z ograniczeniem ilości informacji, którą można zarejestrować w jednostce czasu, w technice VLBI sygnał przed zapisem i późniejszą korelacją normalnie ogranicza się amplitudowo i pasmowo oraz próbkuje zgodnie z kryterium Nyquista (z częstością dwukrotnie większą niż wynosi szerokość zapisywanego pasma, tj.  $2\Delta f$ ). Najczęściej próbkowanie odbywa się jednobitowo, tzn. zamiast oryginalnych przebiegów  $x_i$  ze wzoru (1.12) do zapisu i późniejszej korelacji bierze

#### Wyprowadzenie wzoru Van Vlecka

Każdy z sygnałów  $x$  i  $y$  odebranych przez dwie anteny interferometru ma rozkład Gaussa. Jeśli są one częściowo skorelowane, to rozkład łącznego prawdopodobieństwa ma postać

$$p(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y\sqrt{1-r^2}} \exp\left[-\frac{(x/\sigma_x)^2 + (y/\sigma_y)^2 - 2rxy/(\sigma_x\sigma_y)}{2(1-r^2)}\right],$$

gdzie  $r$  jest współczynnikiem korelacji, a  $\sigma_i$  są rozrzutami (dyspersjami) amplitud. Na wynik korelacji w technice VLBI przyjmuje się  $+1$  jeśli oba sygnały mają taki sam znak, zaś  $-1$  gdy są przeciwnego znaku. Prawdopodobieństwo, że sygnały mają ten sam znak wynosi

$$P = P_{++} + P_{--} = 2P_{++} = 2 \int_0^\infty \int_0^\infty p(x, y) dx dy \quad \square$$



$$\begin{aligned} \square &= \frac{1}{\pi\sqrt{1-r^2}} \int_0^\infty \int_0^\infty \exp\left[-\frac{\left(\frac{x}{\sigma_x}\right)^2 + \left(\frac{y}{\sigma_y}\right)^2 - 2r\frac{x}{\sigma_x}\frac{y}{\sigma_y}}{2(1-r^2)}\right] \frac{dx dy}{\sigma_x \sigma_y} \\ &= \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \int_0^\infty e^{-(x^2 + y^2 - 2rxy)/[2(1-r^2)]} \frac{dx dy}{\sqrt{1-r^2}}. \end{aligned}$$

Jedną z całek, np. całkę po  $y$ , możemy przekształcić do prostszej postaci przez podstawienie

$$z = \frac{y - rx}{\sqrt{1-r^2}} \quad \text{i} \quad dy = \sqrt{1-r^2} dz.$$

Oczywiście, dolna granica całki po  $z$  wynosi teraz  $z = (0 - rx)/\sqrt{1-r^2}$ , co jest równaniem prostej na płaszczyźnie  $(xz)$ , leżącej pod kątem  $\Theta_0 = -\arctan(r/\sqrt{1-r^2}) = -\arcsin r$  względem osi  $x$ . Mamy zatem

$$P = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \int_{-rx/\sqrt{1-r^2}}^\infty e^{-(x^2 + z^2)/2} dz dx.$$

Przekształcenie  $x = \rho \cos \Theta$ ,  $z = \rho \sin \Theta$  (którego jacobian wynosi  $\rho$ ) prowadzi do ostatecznego rozwiązania:

$$\begin{aligned} P &= \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \int_{\Theta_0}^{\pi/2} e^{-\rho^2/2} \rho d\rho d\Theta = \frac{1}{\pi} \int_{-\arcsin r}^{\pi/2} d\Theta \int_0^\infty e^{-\rho^2/2} d(\rho^2/2) \\ &= \frac{1}{2} + \frac{\arcsin r}{\pi}. \end{aligned}$$

Nietrudno zauważyć, iż prawdopodobieństwo, że sygnały mają różne znaki wynosi  $P' = 1 - P = 0,5 - (1/\pi) \arcsin r$ . W korelatorze VLBI oblicza się wartość średnią z różnicy ilości przypadków zgodnych znaków sygnałów i znaków przeciwnych. Wartość oczekiwana wyniku korelacji wynosi zatem

$$P - P' = \frac{2}{\pi} \arcsin r,$$

co jest istotą wzoru (1.28).

się wartość:

$$\hat{x}_i = \begin{cases} 1, & \text{gdy } x_i > 0, \\ -1, & \text{gdy } x_i < 0. \end{cases} \quad (1.27)$$

Tak drastyczne zniekształcenie oznacza m.in., że całkowicie traci się informację o amplitudzie sygnału (!). Niemniej, można stąd odzyskać większość informacji o współczynniku korelacji. Mianowicie, jak pokazał Van Vleck (Van Vleck i Middleton 1966; zob. też Thomas 1969, Hagen i Farley 1973, Marecki 1980), zachodzi:

$$r(\tau) = \sin\left[\frac{\pi}{2}\hat{r}(\tau)\right], \quad (1.28)$$

gdzie  $\hat{r}$  jest współczynnikiem korelacji krzyżowej sygnałów  $\hat{x}_i$ . Informacja o amplitudzie funkcji korelacji (nieznormalizowanej) może być dołączona do współczynnika po dodatkowych kalibracjach:

$$R(\tau) = \sigma_{x_1}\sigma_{x_2}r(\tau),$$

gdzie  $\sigma_x^2 = \langle x^2 \rangle$  reprezentuje średnią moc sygnału rejestrowanego w danej stacji.

Ponieważ w praktyce prawie zawsze  $\hat{r} \ll 1$ , to związek (1.28) — nazywany *relacją Van Vlecka* — można przepisać do:

$$r(\tau) = \frac{\pi}{2}\hat{r}(\tau). \quad (1.29)$$

Już stąd widać, a możemy to stwierdzić pełniejszą analizą, że owo drastyczne ograniczenie prowadzi do spadku czułości — albo stosunku sygnału do szumu — jedynie o czynnik  $2/\pi \approx 0,6366$ , albo o około 36 %.

### 1.4.3 Faza interferometru wielkobazowego

Faza listków interferencyjnych — taka, jak ją opisaliśmy wcześniej — jest dobrym przybliżeniem w interferometrii konwencjonalnej. Rozważymy teraz ogólniejszy przypadek, w którym interferometr ma niezależne oscylatory lokalne.

Fazę sygnału indukowanego w antenie reprezentuje czynnik

$$e^{j[\omega(t + \tau_g) + \chi]},$$

gdzie  $\chi(\omega, t)$  jest zaburzeniem fazy wywołanym przez ośrodek propagacji sygnału do anten. W kolejnych stopniach systemu odbiorczego następuje wzmocnienie sygnału i przemiana częstości, co odpowiada wymnożeniu sygnału przez czynnik (amplitudę tutaj zaniedbujemy)

$$e^{-j(\omega_0 t + \psi_0)},$$

gdzie  $\omega_0$  jest częstością oscylatora lokalnego, a  $\psi_0(\omega, t)$  uwzględnia niestabilność fazy wzorca częstości oraz zawiera w sobie składnik zależny od częstości i pochodzący od przesunięć fazowych w torze wzmocnienia systemu odbiorczego. Dla uproszczenia założyliśmy ponadto, że system filtruje tylko górną wstęgę w.c.z. Sygnał zapisany na taśmie magnetycznej ma zatem fazę postaci:

$$\phi(\omega, t) = \omega(t + \tau_g) - \omega_0 t + \chi - \psi_0. \quad (1.30)$$

Podobną fazę ma sygnał rejestrowany w drugim terminalu interferometru, z tym tylko, że nie występuje tam już  $\tau_g$ , które z definicji jest wielkością różnicową. W korelatorze, przed samą korelacją, ów drugi sygnał zostaje przesunięty w czasie (opóźniony lub przyspieszony) o  $\tau_m$  — modelową wartość zapóźnienia, obliczoną *a priori*<sup>8</sup> (przybliżoną), w celu skompensowania zapóźnienia geometrycznego i innych opóźnień możliwych do oceny (w tym instrumentalnych na kablach i ewentualnego błędu ustawienia epoki zegarów; np. Thomas 1972, 1973). Ten drugi sygnał ma więc fazę

$$\phi'(\omega, t) = \omega(t + \tau_m) - \omega'_0(t + \tau_m) + \chi' - \psi'_0. \quad (1.30a)$$

W czasie korelacji pierwszy sygnał jest wymnażany przez sprzężenie zespolone drugiego, zatem operacja ta daje w wyniku fazę różnicową:

$$\Phi = \phi - \phi' = \omega\tau + \Delta\omega_0 t + \Phi_0, \quad (1.31)$$

gdzie położyliśmy  $\tau$  za  $\tau_g - \tau_m$ ,  $\Delta\omega_0$  za  $\omega'_0 - \omega_0$ , zaś  $\Phi_0 = \omega'_0\tau_m + \chi - \chi' - \psi_0 + \psi'_0$ . Istotną różnicą w wyrażeniach (1.31) i (1.14) jest przyrządek do częstości listków interferencyjnych pochodzący od różnicy w częstościach i fazach oscylatorów lokalnych,  $\Delta\omega_0$ .

<sup>8</sup>Często używany w literaturze VLBI zwrot łaciński oznaczający „przed doświadczeniem”, bądź „z założenia”, w odróżnieniu od *a posteriori*.

Wspomnieliśmy o wprowadzaniu modelowego zapóźnienia  $\tau_m$  do jednego z korelowanych strumieni danych, które w konwencjonalnej interferometrii też się realizuje, ale za pomocą włączania odpowiednio dobranych odcinków linii zapóźniającej (zwykle w obwodach pośredniej częstotliwości, p.cz.) w obu gałęziach interferometru. Procedura ta wynika z istnienia funkcji wygładzającej listki — typu  $\text{sinc } x \equiv \frac{\sin \pi x}{\pi x}$ , jak we wzorze (1.16) — która szybko maleje ze wzrostem zapóźnienia  $\tau$ , a to rośnie z kolei liniowo z długością bazy (por. wzór 1.23). By strata amplitudy listków była niewielka,  $\Delta f \tau$  musi być znacznie mniejsze od 1, gdyż dla tej wartości przypada pierwsze zero funkcji sinc (por. np. Christiansen i Högbom 1969). Wymóg, aby  $\tau \ll 1/\Delta f$ , jest równoważny warunkowi, by całkowite zapóźnienie było znacznie mniejsze od tzw. czasu spójności sygnałów (Born i Wolf 1964, Mandel i Wolf 1965). Przy wstędze o szerokości 2 MHz ten czas wynosi zaledwie 0,5  $\mu\text{s}$ .

W czasie obróbki sygnałów w korelatorze wykonywana jest jeszcze jedna ważna operacja zmieniająca fazę: zmniejszanie częstotliwości (mówi się też o *wstecznej rotacji* — ang. counterrotation) listków interferencyjnych. Naturalna częstotliwość listków jest różna dla różnych baz i zmienia się w trakcie obserwacji, a ponadto na ogół jest zbyt wysoka (np. 1 kHz) do dalszej obróbki (chodzi tu przede wszystkim o integrację sygnału). Wstecznej rotacji dokonuje się przez mieszanie (przemiana częstotliwości poprzez cyfrowe lub analogowe mnożenie) jednego z sygnałów przed korelacją — albo, alternatywnie, samej funkcji korelacji — z sinusoidalnym sygnałem o modelowej częstotliwości obliczonej przez komputer na podstawie znanych przybliżonych (*a priori*) parametrów obserwacji (takich, jak np. współrzędne źródła i bazy interferometru). Modelowa częstotliwość obliczana jest tak, by praktycznie całkowicie skompensować naturalną częstotliwość listków. Na wyjściu korelatora obserwuje się zwykle jednak rezidualną (resztkową) częstotliwość wynikającą albo z niedoskonałości użytego modelu, albo celowego pozostawienia niewielkiej odchyłki po to, by widać było listki. W niektórych systemach VLBI tę operację przeprowadza się podczas obserwacji poprzez odpowiednie komputerowo kontrolowane przestrajanie częstotliwości oscylatorów lokalnych (efektywnie dobieranie odpowiedniej wartości  $\Delta\omega$ , we wzorze 1.31).

### 1.4.4 Zawartość informacji geodezyjno–astrometrycznych w obserwablach

Na obserwable VLBI, tzn. na amplitudę i fazę listków interferencyjnych oraz na ich pochodne, oprócz oczywistych czynników typu współrzędnych obserwowanych źródeł i parametrów bazy interferometru, wpływ mają w ogólności efekty związane z ośrodkami propagacji sygnałów, strukturą źródła, jego ruchem, wpływami skorupy ziemskiej, ruchami kontynentów, ruchem bieguna Ziemi, nutacją i precesją osi ziemskiej, zachowaniem się wzorców częstości i innymi mniej znaczącymi zjawiskami. Efekty związane z Ziemią i źródłem oddziałują na fazę poprzez czasową zależność wektorów  $\vec{d}$  i  $\vec{s}$ , odpowiednio. Umiejętnie parametryzując te wpływy można odzyskać ilościowe o nich informacje z analizy obserwabli. Same obserwacje powinny, oczywiście, być tak zorganizowane, aby — oprócz zapewnienia wymaganej dokładności i czasokresu — wyeliminować maskowanie niektórych parametrów przez kombinacje innych.

Upraszczając istotnie całe zagadnienie, pokażemy teraz dla przykładu — podobnie lub analogicznie jak Shapiro (1976), Robertson (1975a) albo Elsmore (1974) — jak i jakie informacje można odzyskać z pomiaru zapóźnienia, które jest pochodną fazy listków po częstości obserwacji i które mierzy się za pomocą technik szerokowstęgowych, tj. syntezy pasma (Rogers 1970). Uproszczenie zawiera się w założeniach, że obserwowane źródła są punktowe i nieskończenie odległe, że Ziemia rotuje jak ciało sztywne ze znaną stałą prędkością i że do całkowitego zapóźnienia nie ma innych przyczynków oprócz zapóźnienia geometrycznego (1.23) i rozbieżności epoki nastawienia (synchronizacji) i szybkości chodu zegarów. Przyjmując, że względny chód zegarów da się opisać funkcją liniową, całkowite zapóźnienie można sparametryzować następująco:

$$\tau(t_0) = \frac{\vec{d}\vec{s}}{c} + a'_1 + a_2 t_0 = a_1 + a_2 t_0 + a_3 \cos(t_0 - t_b), \quad (1.32)$$

gdzie  $a_1 = d \sin \delta_0 \sin \delta_b / c + a'_1$  (wielkość  $a'_1$  — to błąd epoki zegarów),  $a_2$  wyraża niewspółmierność chodu zegarów, zaś  $ca_3 = d \cos \delta_0 \cos \delta_b$ . Nie tracąc na ogólności tej analizy, kąt godzinny  $t_0$  traktujemy chwilowo

jako czas (w rzeczywistości różni się on od czasu o rektascensję źródła: czas gwiazdowy  $= t_o + \alpha_o$ ).

Model zapóźnienia (1.32) implikuje, że będzie ono sinusoidą o dobowym okresie nałożoną na przebieg liniowy o nachyleniu  $a_2$  i wysokości  $a_1$  w chwili  $t_o = 0$ . Jeśli zatem obserwacje obejmą znaczny ułamek okresu tej sinusoidy (czyli doby), to będzie można stąd wyznaczyć dwa parametry liniowego składnika równania (1.32) oraz amplitudę i fazę sinusoidy, czyli razem cztery parametry. Z amplitudy można odzyskać wartość składowej równikowej bazy, zaś z fazy — nachylenie tej bazy względem płaszczyzny prostopadłej do  $\vec{s}$ . Niewiadomych jest jednak aż siedem (trzy składowe wektora bazy, dwie współrzędne źródła i dwa parametry zegarów), a zatem układ nie da się rozwiązać w tym przypadku. Jeżeli jednak do obserwacji włączyć dodatkowe źródło, to wprowadza się tylko dwie nowe niewiadome (współrzędne tego źródła), a uzyskuje trzy parametry z pomiarów (czwarty parametr,  $a_2$ , nie zmienia się). Przy obserwacjach kilku źródeł istnieje dowolność w wyborze początku współrzędnej rektascensji (punktu Barana nie daje się wyznaczyć w oparciu o obserwacje pozagalaktyczne) i rektascensję jednego ze źródeł musimy ustalić jako wzorzec, co czyni że już przy trzech obserwowanych radioźródłach ilość niewiadomych jest równa ilości mierzonych parametrów. Zatem w takiej sytuacji możliwe staje się określenie współrzędnych wszystkich źródeł, parametrów bazy i charakterystyki chodu zegarów jednocześnie za pomocą pojedynczego interferometru (Shapiro i Knight 1970). Można dalej pokazać, że w przypadku sieci VLBI liczącej więcej anten, w celu wyznaczenia wszystkich parametrów, należy obserwować przynajmniej dwa źródła (Shapiro 1976).

Podstawowa obserwacja, faza listków interferencyjnych, zawiera oczywiście wszystkie informacje, które nosi zapóźnienie grupowe i można by powtórzyć dla niej dopiero co przedstawioną analogię w sposób analogiczny (np. Rogers i in. 1978). Niestety faza zawiera w sobie niejednoznaczność wielokrotności  $2\pi$ , o czym już wspominaliśmy. Jeśli tej niejednoznaczności nie da się usunąć, to problem wyznaczenia współrzędnych bazy i źródeł oraz parametrów zegarów (wszystkich wielkości jednocześnie) jest nierozwiązywalny, gdyż ilość niewiadomych dodana przy każdym nowym źródle jest równa liczbie wiadomych. Ponadto, jeśli nie uda się prześledzić przebiegu fazy listków bez utraty dodatkowych pełnych okresów ( $2\pi$ ) przez znaczną część doby, to także z

### Prosty przykład rachunkowy

Dnia 18.06.1984 r. przeprowadzono 12-godzinne obserwacje VLBI radioźródła 3C286 ( $\delta = 30^{\circ}35'34''$ ) na fali 21 cm w celach związanych z badaniami rozkładu jasności. Wśród uczestniczących stacji były m.in. Toruń i Onsala (Szwecja). Na skutek niedokładnej znajomości współrzędnych toruńskiej stacji korelacja danych na bazie Toruń-Onsala wykazała znaczne sinusoidalne (dobowe) zmiany zapóźnienia rezidualnego (resztkowego). Wartość zapóźnienia w minimum wyniosła  $\tau_1 = 15,58 \mu\text{s}$ , a po około 6 godzinach wzrosła do  $\tau_2 = 15,80 \mu\text{s}$ . Ocenic błąd składowej równikowej wektora stacji toruńskiej przyjęte do korelacji obserwacji.

Rozwiązanie. W korelatorze VLBI następuje efektywnie odejmowanie modelu geometrycznego zapóźnienia od wartości obserwowanej. Różnice takie, albo zapóźnienia resztkowe, możemy formalnie opisać analogicznie jak zapóźnienie geometryczne z tym, że za miast bazy występuje teraz błąd tego wektora:

$$\tau \cdot c = \rho \cos \delta \cos(t - t_\rho) + b \sin \delta + \text{const},$$

gdzie  $\rho$  i  $b$  są składową równikową i biegunową błędu (por. równanie (1.21)), zaś  $\text{const}$  grupuje pewne stałe. W naszym przypadku dla obu wartości zapóźnienia,  $\tau_1$  i  $\tau_2$ , składniki  $b \sin \delta + \text{const}$  są takie same. Mamy więc na tychmiast:

$$\tau_2 - \tau_1 = \frac{\rho}{c} \cos \delta$$

$[\cos(t_1 - t_\rho) = -1 \quad \text{i} \quad \cos(t_2 - t_\rho) = 0]$  skąd

$$\rho = \frac{\tau_2 - \tau_1}{\cos \delta} c = \frac{0,22 \cdot 10^{-6} \text{s}}{0,860806} 299792458 \text{ m/s} = 76 \text{ m}.$$

Taki błąd bazy odpowiada zmianie współrzędnych geograficznych o około  $2,5''$ .

Przeprowadzony rachunek jest przybliżony, gdyż zaniedbano wiele bardzo ważnych poprawek (takich jak na ruch biegunów, opóźnienie sygnałów w atmosferze, nutację współrzędnych radioźródła i in.). Poprawki składowych wektora położenia stacji VLBI normalnie otrzymuje się z wielu pomiarów zapóźnienia i z obserwacji wielu radioźródeł poprzez dopasowanie modelu do wyników obserwacji metodą najmniejszych kwadratów.

tej obserwacji niewiele informacji można odzyskać o składowych bazy lub położeniu źródeł, z osobna (Shapiro 1976). Wzmiankowane śledzenie fazy wykonuje się poprzez proste zliczanie listków interferencyjnych (każdy nowy listek powiększa fazę o  $2\pi$ ) poczynając od ustalonego momentu, dla którego zakłada się zwykle zerową fazę.

Częstość listków interferencyjnych nie ma tej nieokreśloności co faza, gdyż tamta addytywna nieznaną stałą (przynajmniej odcinkami stałą) znika przy różniczkowaniu fazy po czasie. Częstość wszakże jest mniej dokładna: niepewność określenia położenia na podstawie ciągu pomiarów tej obserwacji będzie większa niż przy użyciu samej fazy o czynnik ok.  $(1 \text{ doba})/\mathcal{T}$ , gdzie  $\mathcal{T}$  oznacza czas obserwacji (Counselman 1976). Inną wadą częstości listków jako obserwacji jest całkowita jej niewrażliwość na składową bazy równoległą do osi obrotu Ziemi i zanik czułości na deklinację źródeł znajdujących się blisko równika niebieskiego (tj. przy  $\delta \approx 0$ ). Można się o tym przekonać różniczkując fazę po czasie i zauważając, że  $d\vec{d}/dt = \vec{\Omega} \times \vec{d}$  jest prostopadłe do wektora prędkości obrotowej Ziemi,  $\vec{\Omega}$ . Używając częstości listków interferencyjnych jako jedynej obserwacji w zasadzie nie można też określić błędu synchronizacji zegarów, albo deklinacji wszystkich źródeł. Pomimo tylu wad, a z powodu dość łatwego jej mierzenia przy względnie prostym instrumentarium, obserwacja ta kiedyś bywała stosunkowo często wykorzystywana w praktyce przy określaniu pozycji radioźródeł (np. Cohen i Shaffer 1971, Dubinskii 1973, 1976, Counselman 1974, Cannon i in. 1979, Fouquet i Reid 1982, Morabito i in. 1982), równikowej składowej bazy i niejednostajności chodu wzorców częstości (Cannon i in. 1979), a także do sporządzania przybliżonych map, gdy zawodziły metody syntezy apertury (np. Moran 1976b, Walker i in. 1978).

### 1.4.5 Kalibracja amplitudy funkcji korelacji

Jak już wspomnieliśmy, pomiar współczynnika korelacji nie daje informacji o bezwzględnej mocy sygnałów. Mówi on tylko jaki ułamek zapisanych szumów stanowi użyteczny sygnał. Zatem, wielkość współczynnika korelacji będzie zależała od „dobroci” systemów antenowych i odbiorczych. *Skorelowany strumień*, tj. gęstość mocy odpowiadać mającą obserwowanemu współczynnikowi obliczymy ze wzoru (Cohen i



in. 1975):

$$F_{cor} = br \sqrt{\frac{T_{s1} T_{s2}}{T_{o1} T_{o2}}}, \quad (1.33)$$

gdzie  $T_{oi} = A_i/(2k)$  jest tzw. czułością  $i$ -tej anteny [K/Jy],  $A_i$  — jej powierzchnią skuteczną ( $m^2$ ),  $k$  — stałą Boltzmanna ( $1,38 \cdot 10^{-23}$  J/K),  $T_{si}$  — temperaturą systemową (wliczając w to temperaturę antenową)  $i$ -tego systemu, a czynnik  $b$  uwzględnia utratę informacji o amplitudzie funkcji korelacji powstającą w wyniku próbkowania i ograniczania (czynnik Van Vlecka) oraz późniejszej obróbki na korelatorze wykonywanej cyfrowo, jak też częściową utratę spójności sygnałów spowodowaną niestabilnościami oscylatorów lokalnych i atmosfery. Dla systemu Mark II wartość  $b$  wynosi w przybliżeniu 2,6.

Nie zawsze możliwy jest pomiar wartości  $T_{si}$  wystarczająco dokładnie, szczególnie dla bardzo słabych źródeł, i dlatego na ogół stosuje się kalibrację pojedynczych elementów interferometru technikami różnicowymi. Jeśli  $T_i$  jest temperaturą systemową (bez źródła w wiązce), a wskaźnikami „on” i „off” oznaczymy fragmenty obserwacji prowadzonych ze źródłem kalibracyjnym, o znanej mocy promieniowania  $F$ , w wiązce anteny i poza nią, odpowiednio, w  $i$ -tej stacji wtedy (np. Moran 1976b, Reid i in. 1980):

$$T_{oi}F = T_i \frac{\langle x_i^2(\text{on}) \rangle - \langle x_i^2(\text{off}) \rangle}{\langle x_i^2(\text{off}) \rangle}, \quad (1.34)$$

Kalibracja w stopniach Kelvina polega teraz na wymnożeniu funkcji korelacji (1.12) przez średnią geometryczną mocy sygnałów (1.34) uzyskanych z niezależnych pomiarów obu anten interferometru.

Niestety, także ten sposób kalibracji nie jest doskonały, gdyż wymaga dobrej znajomości własności anteny i systemów odbiorczych. W praktyce, kalibrację taką — w tym i uściślenie współczynnika  $b$  — przeprowadza się obserwując źródła kalibracyjne (o widzialności bliskiej jedności) w ustalonych krótkich odcinkach czasu w trakcie sesji obserwacyjnej. Pomocne bywa też porównywanie zgodności amplitudy w punktach przecinania się elips na płaszczyźnie  $uv$  (jeśli takie punkty istnieją; naturalnie może to mieć miejsce jedynie wtedy, gdy sieć VLBI liczy więcej niż dwie stacje).

### 1.4.6 Dokładność pomiarów obserwabli

W teorii interferometru zakłada się, że odbierane sygnały są stacjonarne, a uśrednianie prowadzi się dostatecznie długo — na tyle, by pozbyć się prawie wszystkich fluktuacji. Jeśli nawet założenie pierwsze jest spełnione, to integracji mimo to nie można prowadzić w nieskończoność, jak to sugeruje np. wzór (1.12). Prócz trywialnego powodu, ograniczeniem w pewnym sensie jest skończona częstość listków interferencyjnych. Wprawdzie naturalna częstość  $\omega\dot{\tau}_g/(2\pi)$  jest stosunkowo wysoka, ale można ją zredukować omówioną już operacją rotacji wstecznej do częstości w praktyce znacznie poniżej 1 mHz. Istnieje wszakże bardziej podstawowe ograniczenie na czas integracji: czas spójności (koherencji) sygnałów. Sygnały tracą spójność na drodze propagacji, przechodząc przez różne ośrodki i doznając niejednakowych zaburzeń — głównie w atmosferze ziemskiej (będącej w różnym stanie nad poszczególnymi antenami sieci). Drugim poważnym czynnikiem powodującym dekoherencję sygnałów jest niestabilność niezależnych oscylatorów lokalnych na obu końcach bazy interferometru. W przypadku wysokostabilnych wzorców częstości dominującym ograniczeniem jest atmosfera (Rogers i Moran 1981).

Skończony czas spójnej integracji  $\Delta t$  czyni, że współczynnik korelacji fluktuuje w czasie i nie ma sposobu na pomiar absolutnie dokładny. Podstawowym miernikiem niepewności pomiarów w radioastronomii jest *stosunek sygnału do szumu* (Nes 1981; por. też Esepkina i in. 1973, Moran 1974, Rogers 1976, 1980a, Thompson i D'Addario 1982a):

$$\mu = L \frac{F}{2k} \sqrt{2\Delta f \Delta t \frac{A_1 A_2}{T_{s1} T_{s2}}}, \quad (1.35)$$

gdzie wielkość  $2\Delta f \Delta t$  wyraża ilość niezależnych wartości albo próbek uśrednianego sygnału, a  $L$  — niesłusznie niekiedy utożsamiane z  $1/b$  ze wzoru (1.33) — wyraża straty sygnału wskutek próbkowania jednobitowego (czynnik  $2/\pi$ ), stosowania niesinusoidalnej funkcji do wstecznej rotacji listków (Borkowski 1986c, 1987b) i in. Czynniki  $\sqrt{A_1 A_2} F / (2k)$  we wzorze (1.35) jest równoważny średniej geometrycznej temperatur antenowych wywołanych przez promieniowanie badanego źródła.

Odchylenia standartowe pomiarów amplitudy, fazy i częstości listków oraz zapóźnienia grupowego określają kolejno odpowiadające wy-

rażenia (Nes 1981):

$$\sigma_r = \frac{1}{\sqrt{2\Delta f \Delta t}}, \quad (1.36)$$

$$\sigma_\Phi = \frac{1}{\mu} \quad \text{i} \quad (1.37)$$

$$\sigma_\nu = \frac{\sqrt{3}}{\pi\mu\Delta t} \quad \text{oraz} \quad (1.38)$$

$$\sigma_\tau = \frac{\sqrt{3}}{\pi\mu\Delta f}. \quad (1.39)$$

Przyjmując, dla przykładu, że interferometr pracujący jednostęgowo w systemie Mark II ( $\Delta f = 2$  MHz,  $L = 0,38$ ) składa się z anten o średnicach 15 i 100 m ze skutecznościami po 50 % każda, że temperatury systemowe wynoszą 100 i 70 K i że obserwuje się źródło o strumieniu 1 Jy z integracją 100 s, otrzymuje się:

$$\begin{aligned} \mu &= 20, & \sigma_\nu &= 0,28 \text{ mHz} \quad \text{oraz} \\ \sigma_r &= 5 \cdot 10^{-5}, & \sigma_\tau &= 14 \text{ ns.} \\ \sigma_\Phi &= 2,9\%, \end{aligned}$$

Podane wzory są przybliżeniami nadającymi się do (najczęstszych) przypadków słabego sygnału i nie uwzględniają niestabilności atmosfery i oscylatorów lokalnych. Zostały one wyprowadzone dla jednego kanału („sinusowego”  $r_s$ , bądź doń ortogonalnego  $r_c$  — „kosinusowego”). Jeśli strumień skorelowany oblicza się jako  $\hat{F} = \sqrt{F_s^2 + F_c^2}$ , a fazę jako  $\hat{\Phi} = \arctg(F_s/F_c)$  to, jak pokazał Moran (1976b; też Thompson i in. 1986), dla słabych sygnałów ( $\mu \ll 1$ ):

$$E(\hat{F}) \approx \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{F}{\mu} \left(1 + \frac{\mu^2}{4}\right) \quad \text{oraz}$$

$$\sigma_F \approx \sqrt{2 - \frac{\pi}{2}} \frac{F}{\mu} \left(1 + \frac{\mu^2}{4}\right) \quad \text{i} \quad \sigma_\Phi \approx \frac{\pi}{\sqrt{3}} \left(1 - \frac{3\mu}{\sqrt{2\pi^3}}\right)$$

zaś dla silnych sygnałów ( $\mu \gg 1$ ):

$$E(\hat{F}) \approx F \left(1 + \frac{1}{2\mu^2}\right), \quad \sigma_F \approx \frac{F}{\mu} \left(1 - \frac{1}{8\mu^2}\right) \quad \text{i} \quad \sigma_\Phi \approx \frac{1}{\mu}.$$

Jak stąd widać ocena  $F$  jest w każdym przypadku *obciążona*.

## Rozdział 2

# Instrumentarium VLBI



Wiele różnych systemów techniki VLBI ma wspólne elementy składowe. Np. anteny i tzw. *front-end*, tzn. wysokoczęstościowa część aparatury odbiorczej, nie różnią się zasadniczo nawet od analogicznych podzespołów w różnych innych zastosowaniach radioastronomii. Systemy VLBI charakteryzują podobne wymagania i techniczne rozwiązania oscylatorów lokalnych, konwerterów *video* i układów synchronizacji czasu, które wchodzi w skład końcówek systemów odbiorczych (tzw. *back-end*). Istotne różnice pojawiają się dopiero w sposobach kodowania i zapisu (realizowanych w tzw. *terminalach*) oraz korelacji sygnałów.

Duże rozpowszechnienie znalazł amerykański system cyfrowy (na który składają się terminale i korelator) znany pod nazwą Mark II. Przez pewien czas konkurował z nim kanadyjski system analogowy, który jednak nie znalazł naśladowców w innych krajach i obecnie został całkowicie zarzucony. Na początku lat osiemdziesiątych w wielu stacjach wprowadzono do użytkowania bardzo rozbudowany i kosztowny system Mark III, który wykorzystuje się przede wszystkim w astrometryczno-geodezyjnych zastosowaniach VLBI. Aktualnie wdraża się najnowszą wersję amerykańskich systemów VLBI — system Mark IIIA (rozdz. 8) i Mark IV. Różnią się one od Mark III przede wszystkim zapisem sygnałów o kilkunastokrotnie zwiększonej gęstości (przez zwielokrotnienie ilości ścieżek zapisywanych na pojedynczej taśmie magnetycznej) i automatyzację procesu obserwacji.

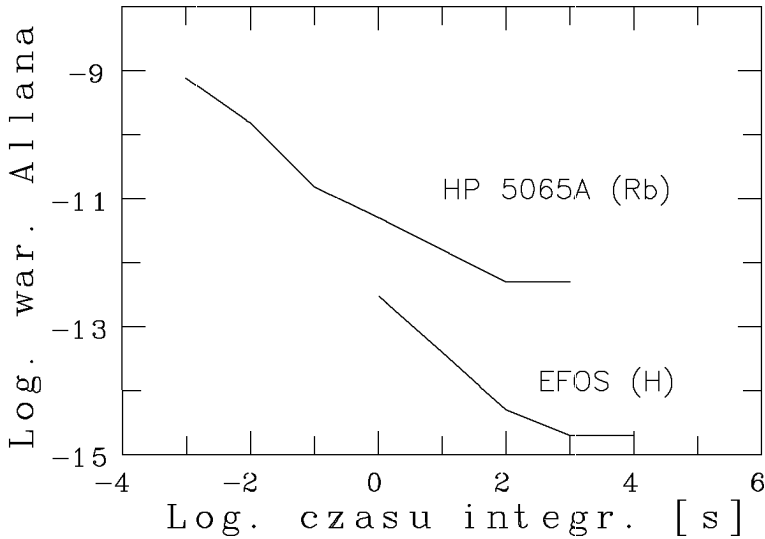
W interferometrze wielkobazowym sygnały odebrane w dwóch lub więcej miejscach są zapisywane na taśmach magnetycznych, najczęściej z szybkością od 4 do 128 megabitów na sekundę, a następnie — po przewiezieniu taśm do wspólnego miejsca — sygnały takie są odtwarzane i poddawane dalszej obróbce. Jak wspomnieliśmy, anteny i wzmacniacze częstości radiowych nie różnią się od urządzeń spotykanych w innych zastosowaniach radioastronomii. Również co do sterowania teleskopów nie ma szczególnych wymagań. Tym co istotnie różni system odbiorczy VLBI od innych jest sama końcówka toru przetwarzania sygnału — zwana terminalem — oraz system obróbki zgromadzonych danych, czyli procesor centralny albo korelator. Na terminal składają się trzy zasadnicze części: (1) wysokostabilny oscylator lokalny (sprzęgnięty fazowo ze wzorcem atomowym) do konwersji odebranego sygnału do częstości pośredniej i dalej do zakresu *video* (od 0 do zwykle kilku megaherców), (2) urządzenie do synchronizacji czasu i (3) urządzenie do zapisywania sygnałów wraz z precyzyjną informacją o czasie, pobieraną z zegara atomowego.

## 2.1 Wzorce częstości

Jednym z najczulszych punktów prawie wszystkich systemów VLBI są wzorce częstości występujące w roli oscylatorów lokalnych. Ich niestabilność narzuca ograniczenie czasu spójnej integracji funkcji korelacji, a zatem także czułości całego systemu odbiorczego, a dalej — dokładności pomiaru obserwabli. Stabilność, jaką wykazuje współczesny wzorzec wodorowy (nawet poniżej  $10^{-15}$ ; np. Vessot 1980), czyni zadość najostrożniejszym ocenom, ale — mimo powszechności jego stosowania na świecie — jest to urządzenie ciągle bardzo kosztowne i dlatego często jeszcze używa się też tańszych, chociaż o rząd wielkości lub dwa gorszych, wzorców rubidowych. Tylko w przypadkach szczególnych (w metodach różnicowych i w obserwacjach wąskopasmowych silnych sygnałów) czynnik stabilności oscylatorów lokalnych jest mniej znaczący i wtedy można stosować nawet wzorce stabilizowane kwarcem.

Wszystkie atomowe wzorce czasu (albo częstości) opierają się na wykorzystaniu przejść kwantowych między parą poziomów energetycznych atomów lub cząsteczek. Szczegóły budowy i działania oraz wła-

ności wzorców atomowych można znaleźć w wielu publikacjach (np. Kartaschoff i Barnes 1972, Hellwig 1975, Terrien 1976, Vessot 1976, Rutman 1978, *Journal de Physique*, **42** — Suppl. do Nr 12 (1981), Kartaschoff 1985) dlatego tutaj podano tylko bardzo pobieżne charakterystyki dwóch najczęściej używanych w VLBI wzorców: wodorowego i rubidowego.



**Rys. 2.1:** Stabilności (wariancje Allana) dwóch wzorców atomowych według specyfikacji fabrycznych: rubidowego firmy Hewlett-Packard (USA) i wodorowego wytwarzanego w Observatoire de Neuchâtel (Szwajcaria)

**Maser wodorowy**, najlepszy z punktu widzenia potrzeb VLBI, jest urządzeniem aktywnym w takim sensie, że generuje sygnał wprost z przejścia z górnego do dolnego poziomu struktury nadsubtelnej wodoru atomowego w stanie podstawowym. Przy braku pola magnetycznego i w temperaturze zera bezwzględnej, kiedy atomy są nieruchome, przejściu temu odpowiada częstota 1 420 405 751,768 Hz, czyli dobrze znana

astronomom emisja fal o długości 21 cm. W celu wydzielenia atomów o odpowiednim stanie energetycznym we wzorcu wodór cząsteczkowy dysocjuje się przez wyładowania elektryczne, a następnie wiązkę otrzymanych atomów przepuszcza przez selektor magnetyczny, w którym następuje przestrzenne rozdzielanie atomów o różnych stanach. Właściwe atomy są teraz kierowane do mikrofalowej komory rezonansowej, gdzie następuje wymuszone uwolnienie energii i wytwarzanie sygnału. Sygnał ten pobiera się za pomocą sondy i używa go do dostrajania fazy oscylatora kwarcowego.

W **rubidowym wzorcu częstości** stabilizuje się 5-megahercowy oscylator kwarcowy względem naturalnego rezonansu atomowego — nadsubtelnego przejścia między dolnym i górnym poziomem rubidu 87 w stanie podstawowym (6 834 685 Hz). Technicznie uzyskuje się to przez optyczne pompowanie atomów  $^{87}\text{Rb}$  (w celu ich depopulacji) wiązką pochodzącą z takich właśnie atomów, ale dokładnie odfiltrowaną przy pomocy izotopu  $^{85}\text{Rb}$ . Przejście rezonansowe z powrotem na niższy poziom stymuluje się sygnałem mikrofalowym wytwarzanym przez powielenie do odpowiednio wysokiej częstości sygnału oscylatora lokalnego (kwarcowego). Stopień dostrojenia do rezonansu monitoruje się fotokomórką oświetloną wiązką użytą wcześniej do pompowania. Ponieważ wiązka ta jest absorbowana tym bardziej, im lepsze jest dostrojenie do rezonansu sygnału mikrofalowego, to możliwe staje się użycie sygnału z fotokomórki w pętli sprzężenia zwrotnego do dostrajania częstości drgań oscylatora kwarcowego.

Dla wszystkich użytkownikówwzorcóww częstości najistotniejszą ich charakterystyką jest *stabilność*. Spośród wielu parametrów opisujących stabilność (np. Rutman 1978) najczęściej korzysta się z dwupróbkowej statystyki zwanej *wariancją Allana* i oznaczanej przez  $\sigma_y^2(\Delta t)$  (np. Allan 1966, Barnes i in. 1971, Vessot 1976, Kartaschoff 1985), która charakteryzuje fluktuacje fazy i częstości sygnału wzorca w dziedzinie czasu na odcinku  $\Delta t$ . Przebieg funkcji  $\sigma_y$  typowego wzorca częstości można podzielić na trzy charakterystyczne obszary. Dla małych wartości czasów pomiaru  $\Delta t$  jest to funkcja proporcjonalna do  $\Delta t^{-1}$  (biały szum fazowy albo szum migotania), lub  $\Delta t^{-1/2}$  (biały szum częstości) zależnie od podstawowych własności szumowych wzorca. Źródłem tych niestabilności może być np. tzw. *szum śrutowy* we wiązce atomów cezu, fotonowy szum śrutowy w fotokomórce urządzenia rubidowego,

### Jak się określa stabilność zegara

Częstotliwość  $f$  fali, np. takiej jaka występuje we wzorcach atomowych albo częstość tykania zegara, i czas związane są przez okres zjawiska  $\mathcal{P}$ :

$$f = \frac{1}{\mathcal{P}}.$$

Stabilność zegara mierzy się normalnie za pomocą parametru  $\sigma(\Delta t)$ , który jest pierwiastkiem kwadratowym z tzw. *dwupróbkowej wariancji Allana* dla sąsiadujących próbek, każda uzyskiwana z uśredniania w czasie  $\Delta t$ . Wariancję tę zapisuje się prostym wzorem

$$\sigma_y^2(\Delta t) = \frac{(y_1 - y_2)^2}{2},$$

gdzie kreska nad wyrażeniem oznacza uśrednianie w czasie (teoretycznie nieskończonym),  $y_i$  może być średnią arytmetyczną (na interwale  $\Delta t$ ) pomiarów odchyłek częstotliwości naszego wzorca względem innego, stabilniejszego, podzielona przez nominalną wartość częstotliwości:  $\frac{\Delta f}{f}$ . Może to być także odpowiednia odchyłka  $\delta t$  wskazań naszego zegara względem innego podzielona przez interwał, na którym porównywano chody zegarów  $\frac{\delta t}{\Delta t}$ .

Upraszczając zagadnienie, moglibyśmy powiedzieć, że nasz zegarek, o ile spóźnia się lub śpieszy o 1 sekundę co dobę, ma stabilność  $1^s / (86400^s \sqrt{2}) \approx 8 \cdot 10^{-6}$ .

czy szum addytywny powstający w odbiorniku mikrofalowym masera wodorowego. Od pewnego (większego) czasu uśredniania niestabilność nie zależy już od  $\Delta t$ , a szumy przypisuje się takim źródłom, jak fluktuacje zasilania i zewnętrznego pola magnetycznego, zmiany zachodzące w elementach składowych wzorca, zmiany natężenia promieniowania mikrofalowego i in. Wreszcie, jest trzecia część funkcji  $\sigma_y$ , którą opisuje  $\Delta t$  w potęgach od 0 do 1. Jeśli jest to po prostu  $\Delta t^{+1}$ , to fragment ten wyraża czystą zmianę częstości (*dryf*, np. skutek starzenia się wzorca), która nie degraduje stabilności wzorca, gdyż można ją dokładnie zmierzyć. Często jednak wykładnik potęgowy nie jest jedyneką



i sam jest niestabilny, a jego wyznaczenie nie jest łatwe ze względu na wymóg długich czasów uśredniania. Z tego powodu w specyfikacjach konkretnych wzorców ta część charakterystyki stabilności często jest pomijana lub opatrzona uwagą „dryf usunięty”.

Czas koherentnej integracji sygnału  $\Delta t$  dla interferometrów wielkobazowych w przybliżeniu określa wyrażenie (Klemperer 1972):

$$\omega_0 \Delta t \sigma_y(\Delta t) = 1 \text{ rad,}$$

gdzie  $\omega_0$  jest częstością kołową oscylatora lokalnego. Wyrażenie to oznacza warunek, by w przeciągu czasu integracji zmiana fazy oscylatora nie przekroczyła radiana. Maksymalna częstość obserwacji (w rad/s) bez znaczącej straty spójności wynosi zatem w przybliżeniu  $1/(\Delta t \sigma_y)$ . Stosując wzorce rubidowe, dla których  $\sigma_y(10) = 10^{-12}$ , i przyjmując czas integracji równy 10 s, znajdujemy ok. 10 GHz na górną granicę częstości obserwacji. Wartość ta jest 100 razy większa dla maserów wodorowych, dla których  $\sigma_y(10) = 2 \cdot 10^{-14}$ . Użycie wzorca wodorowego w parze (jaką stanowi prosty interferometr) z rubidowym niewiele polepsza czas spójności takiego interferometru w stosunku do przypadku dwóch wzorców rubidowych (Rogers i Moran 1981).

Kartaschoff (1979) pokazał, że odchylenie standartowe czasu mierzonego wzorcem na odcinku  $\Delta t$  wynosi ok.  $\Delta t \sigma_y$ . Przy czasie integracji nieco powyżej 100 s  $\sigma_y$  wzorca rubidowego przestaje maleć [utrzymując się na poziomie  $(2 - 3) \cdot 10^{-13}$ ], co sprawia, że wyrażenie  $\Delta t \sigma_y$  rośnie z upływem czasu powodując wzrost szumu zegara (wzorca). O ile dla czasu koherentnej integracji mniejszego niż  $10^4$  s czynnikiem limitującym w eksperymentach z maserami wodorowymi jest atmosfera lub jonosfera, to w przypadku wzorców rubidowych (też cezowych) ograniczenie praktycznie zawsze stanowi sam wzorzec (Rogers i Moran 1981).

## 2.2 Synchronizacja czasu

Czas spójności sygnałów w interferometrze jest odwrotnie proporcjonalny do szerokości pasma odbieranych częstości. Powoduje to, że przy wstędnym 2 MHz utrata korelacji następuje już przy względnym przesunięciu sygnałów (zapóźnieniu grupowym) o ok.  $0,5 \mu\text{s}$ . Tak więc, by

uzyskać listki interferencyjne w VLBI, zapisane sygnały przy odtwarzaniu w celu korelacji należy zgrać w czasie z taką właśnie dokładnością. Korelatory wielokanałowe dopuszczają wielokrotnie (8 – 128 razy) większe błędy zapóźnienia modelowego (obliczonego *a priori*). Ponieważ jednak na zapóźnienie grupowe składa się wiele trudnych do zmodelowania czynników, to wymaga się, aby zegary na obu końcach bazy interferometru wskazywały czas różniący się znacznie mniej od tej tolerancji, tj. 4 – 64  $\mu$ s.

Istnieje wiele sposobów synchronizacji zegarów stosowanych w profesjonalnych służbach czasu: transport zegarów, system Loran C (skrót od LOnge-RANge Navigation), standartowe radiowe sygnały czasu, metoda telewizyjna i meteorowa, techniki satelitarne; wszystkie opisano pokrótce u Borkowskiego i Kusa (1983b). Tutaj skupimy się tylko na jednej metodzie zapewniającej stosunkowo wysoką dokładność i nie wymagającej znacznych nakładów — na metodzie telewizyjnej.

W metodzie telewizyjnej (Tolman i in. 1967, Souček 1967, Miller 1970, Domiński 1972, Enslin 1975, Domiński i Marciński 1978) do synchronizacji zegarów wykorzystuje się impulsy synchronizacji obrazu normalnej transmisji programu telewizyjnego (TV). Oba zegary muszą, oczywiście, znajdować się w obszarze nadawania tego samego programu. Sygnały TV są nadawane w postaci ciągu obrazów, albo ramek, z których każdy jest poprzedzony impulsami synchronizacji. W Europie, gdzie standartowa częstość ramki wynosi 50 na sekundę, impulsy te pojawiają się co 20 ms i mogą być wyprowadzone ze zwykłego odbiornika TV. Jeśli w dwóch stacjach zamierza się porównać wskazania zegarów, to w obu mierzy się (za pomocą prostego elektronicznego licznika o odpowiedniej rozdzielczości) odstęp czasu pomiędzy znacznikiem sekundowym każdego zegara i następującym po nim telewizyjnym impulsem synchronizacji obrazu. Różnica między wskazaniami zegarów musi być przedtem zredukowana (wyznaczona) zgrubnie do mniej niż pół okresu ramki, tj. 20 ms — tak, aby oba pomiary odnosiły się do tego samego impulsu synchronizacji. Jeśli w obu miejscach pomiar wykonano w tej samej sekundzie, to różnica zmierzonych odstępów ramki od impulsów sekundowych, pomniejszona o różnicę czasów propagacji sygnału TV od nadajnika do każdej stacji, stanowi różnicę wskazań zegarów. Czasy propagacji oblicza się na podstawie teorii, albo wyznacza się doświadczalnie przez jednorazowy transport zegarów.

Wysoka dokładność metody TV wynika z jednej strony z faktu, że propagacja fal decymetrowych jest bardzo stabilna, a z drugiej — że sygnały są szerokowstęgowe. Ponieważ czas narastania impulsu jest odwrotnie proporcjonalny do szerokości pasma, więc jest on znacznie mniejszy od  $1 \mu\text{s}$ . Ocenia się (Enslin 1975, por. też Angelotti i Cordara 1975), że w przypadku porównań za pomocą tego samego nadajnika TV, który znajduje się w polu widzenia obu stacji odbiorczych, dokładność pomiarów różnicy wskazań zegarów jest lepsza od 50 ns. Kiedy odbiór jest możliwy pod horyzontem nadajnika, to dokładność takich pomiarów spada do ok.  $0,5 \mu\text{s}$ . Jeśli wreszcie obie stacje korzystają z różnych nadajników sprzęgniętych łączami mikrofalowymi, to błąd może sięgać do  $10 \mu\text{s}$  przy drogach propagacji ok. 6000 km, przy tym głównym źródłem niepewności są zmiany powstające na łączach.

Wspomnijmy jeszcze, że sama technika VLBI pozwala na synchronizację zegarów z dokładnością pojedynczych nanosekund albo nawet poniżej 1 ns (np. Whitney i in. 1976, Allan i in. 1981, Callahan i in. 1983). Wiele wskazuje na to, że przyszłość synchronizacji zegarów to sztuczne satelity Ziemi, w szczególności te geostacjonarne (np. Gubanov i in., 1989, proponują technikę interferometryczną do synchronizacji czasu poprzez satelitę z dokładnością rzędu 0,1 ns).

## 2.3 Systemy VLBI

Spośród kilkunastu systemów VLBI bliżej przedstawimy trzy zasadniczo różne i reprezentatywne: analogowy system kanadyjski, system Mark II i Mark III. Pozostałe systemy można sklasyfikować jako analogowe (np. Stannard i in. 1970, Sargent i Klemperer 1970), z zapisem analogowym i obróbką cyfrową (np. Michelini 1970, Alekseev i in. 1970, 1971, 1972, 1973a, 1973b), albo cyfrowe. Wśród tych ostatnich znajduje się m.in. Mark I (Bare i in. 1967, Moran 1976b) — protoplasta systemów Mark II, III i IIIA, system australijski (Gubbay i in. 1971, 1977, Legg i in. 1972) i radziecki system wielofunkcyjny (Gateliuk i in. 1976).

Protoplastę Mark IV, nowej generacji systemów VLBI, zbudowali Japończycy: terminal K-4. Poświęćmy mu również kilka zdań na końcu tego punktu.

### 2.3.1 Analogowy system kanadyjski

W przygotowaniu pierwszego kanadyjskiego eksperymentu VLBI brało udział kilka instytucji z tego kraju (Broten i in. 1969). Później dołączono do tej sieci stację Chilbolton (Appleton Laboratory, Wielka Brytania). Centralny procesor mieścił się w Ottawie (National Research Council, Kanada). Od 1967 r. system ten uległ istotnemu rozwojowi, a niniejszy opis opieramy na pracy Morana (1976b) z niewielkimi uzupełnieniami wg Cannona i in. (1979).

System kanadyjski opiera się na analogowym zapisie i przetwarzaniu sygnałów. Do rejestracji wykorzystuje się w nim standartowe magnetowidy profesjonalne (IVC 800–900) po wprowadzeniu niewielkich modyfikacji. Na 1-calowej taśmie mieszczą się — oprócz ścieżki obrazowej — dwie ścieżki *audio* i jedna dla kontroli głowicy; można na niej zarejestrować 3,5-godziną obserwację (sygnał *video* o paśmie do ok. 5 MHz). Wzorzec atomowy służy do kontroli podstawy czasu zapisu i do przemiany częstości odbieranego sygnału. Wraz z sygnałem zapisywane są ponadto impulsy o częstości 60 i 15 750 Hz w celu późniejszej synchronizacji; odpowiadają one częstości ramki i linii (odpowiednio) obrazu telewizyjnego (525 linii na ramkę). Zapisu dokonuje się poprzez modulację sygnału nośnego o częstości 5,5 MHz. Magnetowidy wyposażone są w osobne głowice czytające, co pozwala na wygodną kontrolę jakości zapisu przez podgląd w czasie obserwacji. Na ścieżkach *audio* rejestruje się zgrubną informację o czasie — godziny, minuty, sekundy i numer ramki — w kodzie BCD<sup>1</sup>. W trakcie obserwacji dokonuje się stale kompensacji zapóźnienia sygnału przez zmiany częstości generatora impulsów synchronizacji i częstości listków interferencyjnych (przez zmiany częstości ostatniego oscylatora lokalnego, który jest programowalny). Do tego celu używa się małego komputera. Początkowe zapóźnienie wprowadzane jest ręcznie przez obserwatora.

Przy odtwarzaniu zapisu konieczna jest kompensacja niestabilności prędkości zapisu i odtwarzania sygnału, do czego służy tzw. korektor podstawy czasu. Przed korelacją jeden z sygnałów, który jest wprowadzany do linii zapóźniającej zostaje zmodulowany częstością 500 Hz, a po korelacji następuje synchroniczna detekcja. Czyni się tak w celu uniknięcia problemów związanych z niskimi częstościami listków inter-

---

<sup>1</sup>Binary Coded Decimal.

ferencyjnych. Sam korelator składa się z linii zapóźniającej, która ma 24 wyprowadzenia w odstępach co 80 ns, i 24 urządzeń mnożących przez sygnał niezapóźniony pochodzący z drugiego magnetowidu. Po wspomnianej synchronicznej detekcji każdy sygnał z 24 kanałów jest jeszcze uśredniany za pomocą filtra przepuszczającego pasmo 0 – 1,5 Hz, co 0,2 s przetwarzany na 12-bitową postać cyfrową i wprowadzany do niewielkiego komputera w celu dalszej obróbki. Wartość zapóźnienia odpowiadającą maksymalnej korelacji wyznacza się z dokładnością 1/10 odstepu kanałów, tzn.  $\pm 8$  ns, poprzez dopasowanie funkcji sinc do odpowiedni sygnałów pojawiających się na wyjściach poszczególnych kanałów korelatora. Rezydualną częstość listków interferencyjnych określa się transformując fourierowsko funkcję korelacji, z dokładnością 1 mHz. Procesor jako całość zapewnia możliwość ręcznej kontroli zapóźnienia sygnałów oraz podgląd czasu.

Do zalet tego systemu zalicza się jego większą czułość w stosunku do amerykańskiego Mark II (o czynnik 2), wynikającą z szerszej wstęgi częstości i pełniejszej informacji o sygnale. Wadą zaś jest większa niestabilność podstawy czasu, która ujawnia się jako szum fazy listków interferencyjnych.

### 2.3.2 System Mark II i IIc

System National Radio Astronomy Observatory (NRAO) Mark II powstał na bazie wcześniejszego Mark I w 1971 r. i w latach 70-tych i 80-tych był najszerzej stosowanym systemem VLBI na świecie. Mark IIc jest nieznacznie zmienioną wersją Mark II przystosowaną do zapisu na magnetowidach kasetowych. Centralne procesory tego systemu znajdują się w kilku miejscach Stanów Zjednoczonych oraz w Europie (Moskwa) i Chinach (Shanghai). Kilkadziesiąt stacji świata dysponuje terminalami Mark IIc. System ten szczegółowo opisał Clark (1973) i Moran (1976b). Niektóre informacje podane w naszym opisie pochodzą bezpośrednio z dokumentacji technicznej NRAO.

W terminalu Mark IIc sygnały — po przemianie do pasma *video* (0 – 2 MHz) — są próbkowane, ograniczane do jednego bitu (0 lub 1, w zależności od znaku sygnału) i zapisywane z szybkością 4 Mbit/s na 0,5-calowej taśmie magnetowidu kasetowego (np. VET-250 firmy RCA). Przed użyciem magnetowidy wymagają niewielkich przeróbek.

Sygnały synchronizacji i formatowania danych są wytwarzane z 5-MHz sygnału atomowego wzorca częstości. Mają one częstości 4 MHz, 200 i 3,84 kHz oraz 60 i 1 Hz. Wszystkie liczniki w obwodach dzielenia częstości mogą być uruchamiane z zewnątrz, np. za pomocą impulsu sekundowego z zegara atomowego. Częstość 200 kHz wykorzystywana jest do synchronizacji czasu z systemem Loran C. Urządzenie zwane *formaterem* koduje informacje o czasie i sygnale i zapisuje je na jednej ścieżce *audio* magnetowidu z częstością 3,84 kHz. Informacja ta — prócz stałych fragmentów — składa się z 6-bitowego numeru ramki w danej sekundzie i zakodowanych w BCD sekund, minut, godzin i mocy całkowitej sygnału, a jest zapisywana co 1/60 s. Czas jest pobierany z wewnętrznego zegara formatera sterowanego impulsami sekundowymi (1 Hz). Zegar ten można ustawiać ręcznie. Bity sygnału przed zapisem są kodowane w ten sposób, że co każde 250 ns pojawia się przeskok napięcia (z poziomu 0 na 1, lub odwrotnie), gdy sygnał jest ujemny (zatem kodowany jako 0), a dwa przeskoki — gdy jest on dodatni (kod 1). Ten drugi skok następuje w połowie czasu upływającego do następnej próbki. Odpowiada to zamianie pasma częstości z 0 – 2 MHz na ok. 2 – 4 MHz z zachowaniem kryterium Nyquista, a ponadto umożliwia to dalej zapisanie sygnału wprost na taśmę magnetyczną — bez dodatkowej modulacji. Kod ten niesie jednocześnie precyzyjną informację o czasie. Zapis danych na ścieżkach *video* zorganizowany jest w ramki (60 ramek w każdej sekundzie), ramki zaś dzielone są na bloki 2040-bitowe porozdzielane (co 512  $\mu$ s) ciągiem 11111110, wykorzystywanym później do kontroli synchronizacji podczas odtwarzania. Pierwsze 34 bity pierwszego bloku zawierają: stały fragment kontrolny (27 bitów), 6-bitowy numer ramki (0 – 59) oraz bit parzystości. Ostatni natomiast blok, 31-szy, liczy tylko 1226 bitów danych. Przestrzeń pozostającą do początku następnej ramki (ok. 4000 bitów) wypełnia zakończenie ramki w postaci 92-bitowego testu, po którym jest przerwa wypełniona samymi zerami. W systemie Mark II (z magnetowidami stacyjnymi Ampex VR660C o 2-calowej taśmie) wspomnianych bloków danych jest 33, a przerwa (ok. 600 bitów) po teście wypełniona jest jedynkami.

W czasie obróbki danych na procesorze centralnym, po zsynchronizowaniu magnetowidów (zgrubnie wykonywanym ręcznie, a dokładnie za pomocą komputera), sygnały przechodzą przez bufor w celu wyeliminowania nierównomierności chodu magnetowidów, a następnie jeden

ze strumieni danych (oczywiście odseparowanych od innych impulsów informacyjnych) jest wymnażany raz przez sinus, raz przez kosinus modelowej fazy listków interferencyjnych w celu zmniejszenia szybkości rotacji listków albo częstości funkcji korelacji. Funkcje sinus i kosinus są generowane przez komputer w postaci cyfrowego przybliżenia trójpoziomowego (ponieważ na tym etapie operacje wykonuje się na danych jednobitowych, to na czas, kiedy przypadają zera tych funkcji, pracę korelatorów wstrzymuje się) na podstawie uprzednio zadanych przez operatora parametrów obserwacji (takich jak np. współrzędne źródeł czy bazy interferometru). W przypadku danych w postaci próbek jednobitowych trójpoziomowe przybliżenie sinusa jest już dobre, gdyż prowadzi do zaledwie 4-procentowej straty mocy listków interferencyjnych. Dalej, tak przygotowane sygnały są wymnażane i uśredniane w dwóch, zwanych „sinusowym” i „kosinusowym”, 95-punktowych korelatorach. Dziewięćdziesiąty szósty kanał służy do zliczania ilości skorelowanych bitów. Co 0,1 s komputer uaktualnia fazę i prędkość rotacji listków oraz wzajemne zapóźnienie strumieni danych, a co 0,2 s poprawia i zapamiętuje 95-punktową (punkty są 12-bitowe) zespoloną funkcję korelacji. Normalnie tylko 31 centralnych kanałów korelatora przepisuje się na pamięć taśmową w celu dalszej obróbki, zaś wszystkie — w przypadku obserwacji w liniach widmowych. 31 kanałów wystarcza, by trafić na właściwe zapóźnienie nawet w obecności błędu modelowego zapóźnienia około  $\pm 3,5 \mu\text{s}$ .

W trakcie procesu korelacji środkowe 10 punktów części rzeczywistej funkcji korelacji jest wyświetlane na oscyloskopie w funkcji czasu, co umożliwia operatorowi stwierdzenie pojawienia się listków interferencyjnych już w przypadku, gdy współczynnik korelacji wynosi 0,01.

Odstęp zapóźnienia w kanałach korelatora, normalnie  $0,25 \mu\text{s}$ , może w tym systemie być zwiększany (o czynnik 2 za każdym razem) aż do  $32 \mu\text{s}$ . Pozwala to efektywnie obrabiać sygnały zapisane w odpowiednio węższych (niż 2 MHz) wstęgach — aż do 15 625 Hz. W pracy korelatora, w sumie dość złożonej, występuje kilka okresowości, które podsumowujemy w ramce.

W praktyce, na opracowanie 12-godzinnej obserwacji na trzech bazach procesorem trójstacjowym potrzeba ok. 12 godzin, plus pewien czas potrzebny na zmianę i synchronizację taśm, czyli czynności związane z normalną obsługą korelatora. Jeśli w eksperymencie bierze

### Cykle w pracy korelatora Mark II

| Okres           | Funkcja  |
|-----------------|--|
| 0,25 $\mu$ s    | Czytanie nowego bitu z magnetowidów, pobieranie nowego bitu z bufora, obliczanie 95-punktowej funkcji korelacji dla tego bitu i jej akumulowanie |
| maks. 4 $\mu$ s | Podjęcie decyzji, czy należy zwiększyć modelową fazę listków o 1/8 cyklu   |
| 512 $\mu$ s     | Kontrola synchronizacji i ewentualne przestawienie licznika bufora   |
| 1/60 s          | Czytanie opisu ramki i zapisu czasu, odświeżenie wyświetlania funkcji korelacji  |
| 0,1 s           | Obliczanie nowej modelowej fazy i prędkości rotacji listków oraz podjęcie decyzji o zmianie zapóźnienia o 1 bit                                  |
| 0,2 s           | Przesłanie funkcji korelacji do pamięci operacyjnej komputera, a potem na taśmę magnetyczną  |
| 12,8 s          | Najmniejsza długość strumienia danych  |

udział więcej stacji, to dla wyczerpania wszystkich możliwych kombinacji baz na tym procesorze konieczne jest wielokrotne przetwarzanie zestawów złożonych za każdym razem z trzech stacji. Procesory wielostacjonowe są odpowiednio szybsze.

### 2.3.3 System Mark III

Mark III (Coates 1980, s. 285 – 353) jest kolejną generacją systemu cyfrowego pozostawiającą użytkownikowi duży wybór strategii obserwacyjnych w zakresie syntezy pasma częstości (w prostej sumie do 56 MHz) oraz przeróżnych kombinacji ilości kanałów, polaryzacji i baz przy obserwacjach widmowych. Opracowano go w Stanach Zjednoczonych: NASA (Goddard Space Flight Center), Haystack Observatory, National Radio Astronomy Observatory (NRAO) i Massachusetts Institute of Technology (MIT). Wszystkie większe obserwatoria radioastrono-



miczne posiadają terminale Mark III i dostępnych jest kilka korelatorów tego systemu, m.in. w Bonn (Niemcy).

System Mark III jest bardzo skomplikowany. Wiele czynności jest całkowicie zautomatyzowanych, dzięki zastosowaniu komputera, który m.in. służy do kalibracji fazy i długości kabli systemu odbiorczego (procedura niezwykle użyteczna dla astrometrii i geodezji). Terminal systemu jest przystosowany do pobierania sygnałów p.cz. z odbiornika o zakresie częstości 100 – 500 MHz. Odbierany sygnał jest próbkowany w częstości w 14 podzakresach o szerokości  $\leq 4$  MHz za pomocą konwerterów *video* sterowanych sygnałami oscylatorów lokalnych dostrajanych z minimalnym skokiem 10 kHz. Ostatnia jednowstęgowa przemiana częstości realizowana jest za pomocą jednego oscylatora lokalnego w celu wydzielenia 28 pasm o szerokościach  $\leq 2$  MHz. Sygnały w każdym z tych pasm są dalej próbkowane jednobitowo z częstością  $\leq 4$  MHz, formowane (ze wstawianiem bitu parzystości oraz informacji o czasie) i zapisywane na taśmie za pomocą oddzielnych głowic rejestratora 28-ścieżkowego (Honeywell 96). Na każdej ścieżce można zapisać informację o gęstości 33 kilobitów/cal przy szybkości taśmy 135 cali/s. Powoduje to, że przy tej maksymalnej szybkości i gęstości zapisu (112 megabitów/s) taśma o długości 9200 stóp wystarcza na zaledwie ok. 15 minut obserwacji. Można jednak zapisywać węższe pasma, np. przy wąskopasmowej interferometrii widmowej, z odpowiednio mniejszą częstością próbkowania i przesuwu taśmy. Możliwy jest też zapis na mniej niż 28 ścieżkach i wtedy po zapisaniu taśmy do końca jest ona cofana i ponownie zapisywana na innych ścieżkach — aż do wyczerpania pojemności taśmy.

Na procesor centralny systemu składają się trzy zasadnicze elementy: odtwarzacze (każdy zawierający wzmacniacze głowicowe i cyfrową tablicę kontrolną), panel korelatorów zawierający 90 lub 180 modułów korelujących oraz komputer kontrolny (Hewlett-Packard 1000 Model 45) z *peryferiami*. Sam korelator opracowano w sposób skrajnie modułowy opierając się na podstawowej jednostce korelującej, która w istocie jest 1-bazowym 8-kanalowym korelatorem Mark II. Moduł taki spełnia następujące funkcje:

- dekodowanie sygnału wejściowego pochodzącego z głowic odtwarzaczy,
- sprawdzanie parzystości,

- ekstrakcja czasu i ubocznych informacji,
- śledzenie zapóźnienia,
- rotacja listków interferencyjnych (3-poziomowy zespolony rotator ze śledzeniem fazy w środku pasma z dokładnością przybliżenia drugiego rzędu),
- korelacja krzyżowa i
- akumulacja funkcji korelacji (integracja do 2 s przy paśmie 2 MHz).

Każdy moduł korelatora pracuje autonomicznie komunikując się jedynie z parą głowic i komputerem.

Dodać należy, że rekorder magnetyczny wykorzystywany w systemie Mark III ma potencjalnie większe możliwości gęstości zapisu. Wiele wysiłku włożono na zwiększenie poprzecznej gęstości zapisu o czynnik 10 – 20, tj. do rzędu tej jaka występuje we współczesnych magnetowidach kasetowych. Doprowadziło to w efekcie do powstania terminala Mark IIIA, na którym zapis jednej taśmy może trwać nawet 12 godzin.

#### 2.3.4 Terminal K-4

W Communication Research Laboratory (CRL, Japonia), w oparciu o doświadczenia z systemem K-3, japońskim odpowiednikiem Mark III, opracowano terminal, który być może w przyszłości wyprze mniej uniwersalny Mark III.

Terminal K-4 jest zwarty i bardzo niezawodny. Opracowano go z zamiarem powiększenia pojemności danych (większa gęstość zapisu) i zmniejszenia wymiarów w odniesieniu do Mark III. Samo urządzenie do zapisu magnetycznego jest tu czterokrotnie lżejsze od rejestratorów Mark III/K-3, jest więc stosunkowo łatwo przetransportować go do dowolnej stacji. Całość waży tylko 164 kg (K-3 ma wagę około 500 kg) i jest łatwa w obsłudze i utrzymaniu. Zapis w K-4 wykonywany jest cyfrowo na taśmach kasetowych w formacie innym niż Mark III, ale sam terminal wyposażony jest w dwie jednostki dopasowujące do istniejących standardów, pozwalające zastępować terminal Mark III. Odebrany i przemieniony do częstości pośredniej (IF) sygnał radiowy jest doprowadzany do konwertera video terminala, z którego jedna ze wspomnianych jednostek dopasowujących pobiera próbki w 16 kanałach i wytwarza dane cyfrowe do zapisu magnetycznego wraz z informacją o

czasie uzyskiwaną z lokalnego oscylatora sprzężonego ze wzorcem wodrowym. Specjalny rejestrator magnetyczny (czwarty podzespół terminala) na 16-mm taśmie kasetowej umieszcza do 770 Gbit (gigabitów), co jest w przybliżeniu równoważne 8 szpulom taśm magnetycznych Mark III/K-3. W tempie 64 Mbit/s taśma taka zapisywana jest w ciągu 200 min. Druga jednostka dopasowująca używana jest w czasie korelacji.

Planuje się, że w Kashimie (Japonia) stanie korelator K-4 z możliwością korelacji zapisów z przynajmniej 10 stacji. Byłby on przystosowany również do korelowania obserwacji kosmicznej VLBI.

System K-4 był już używany w japońskich eksperymentach VLBI na odległych wyspach i w stacji antarktycznej. Ponadto testowano go w kilku sesjach międzynarodowych oraz w obserwacjach na zakresie fal milimetrowych. W jednym z testów na 55-kilometrowej bazie wyniki pomiarów wektora bazy systemem K-3 i K-4 różniły się o zaledwie kilka milimetrów.

W końcu 1990 roku IERS (International Earth Rotation Service) powołało dwa Technical Development Centers (TDC): CRL i Haystack Observatory, w których opracowuje się nowe techniki i systemy obserwacji. Przewiduje się, że K-4 zostanie jeszcze znacznie usprawniony i wejdzie w użytkowanie IERS (literatura — patrz poz. TDC CRL 1992).

Pełniejsze informacje o K-4 znajdują się w numerze specjalnym *Journal of Communication Research Laboratory* (1992) w postaci artykułów H. Kiuchi, S. Hama, Y. Sugimoto i Y. Takahashi ze współautorami.

### 2.3.5 Rekordery Penny+Giles


W 1989 r. Netherlands Foundation for Radio Astronomy (w imieniu European Consortium for VLBI) zleciło angielskiej firmie Penny+Giles Data Systems Ltd. opracowanie urządzenia do zapisu i odtwarzania obserwacji VLBI zgodnego ze standardem VLBA. Firma ta dziś oferuje zestaw zespołów (terminali: konwerterów *video*, rekorderów i odtwarzaczy) zgodnych — dzięki współpracy z NRAO — nie tylko z VLBA, ale też z Mark IIIA oraz (projektowanymi) Mark IV i Mark IVA. Wszystkie wyższe wersje można uzyskać z minimalnej (Mark IIIA/VLBA) przez dołączenie odpowiednich podzespołów.

System może pracować z taśmą magnetyczną standartową (27  $\mu\text{m}$ ) i cienką (16  $\mu\text{m}$ ) na konwencjonalnych szpulach (lub typu stosowanego

w VLBI) i przesuwem z dowolną prędkością — aż do 320 cali na sekundę. Do mechanizmu ruchu głowic można wmontować do czterech standardowych 32-ścieżkowych zestawów, każdy podłączany do pary 18-kanałowych modułów zapisu. Rekorder może być kontrolowany przez oprogramowanie dostępne już w stacjach VLBI i zaimplementowane na personalnych komputerach. Koszty podstawowego zestawu (konwertery *video*, urządzenia próbkujące, formater, 36-ścieżkowy rekorder) nie przekraczają 400 000 US\$ (w końcu 1992 r.).

## Rozdział 3

# Obróbka danych VLBI

ygnal radiowy odebrany przez anteny interferometru wielkobazowego podlega różnorakiego rodzaju przekształceniom na całej drodze przez systemy odbiorcze, zapis i odtwarzanie, korelację, wydzielenie obserwacji i metodyczne ich dopasowanie — za pomocą specjalnych algorytmów — do modeli teoretycznych. W przypadku powodzenia takiej sekwencji przetwarzania sygnałów, jako ostateczny produkt dostaje się mapy (rozkłady jasności) radioźródeł, albo tylko ich pozycje na sferze niebieskiej, bądź parametry stacji VLBI użytych do obserwacji (współrzędne stacji, parametry wzorców atomowych i in.), albo — w skrajnym przypadku — wszystko razem. Wyniki takie na ogół stają się przedmiotem dalszego opracowania w zupełnie innym kontekście, które nazywa się interpretacją fizyczną.

W tym rozdziale przedstawione będą przekształcenia sygnału od chwili odtworzenia go z magnetowidów do uzyskania wyników końcowych. Nie możemy, niestety, mówić o ustalonych schematach obróbki danych obserwacyjnych, gdyż w praktyce zależą one bardzo od możliwości technicznych danego procesora, celu obserwacji, a także od inwencji bądź upodobań obserwatorów. Ponadto, mamy ciągle do czynienia z rozwojem metod i technik analizy obserwacji VLBI. Szczegółową analizę teoretyczną przetwarzania sygnału podczas korelacji danych obserwacyjnych z systemu Mark III przedstawił Thomas (1987), zaś standardowe procedury redukcji danych opisuje Alef (1989).

Dla celów tej prezentacji, przetwarzanie danych dzielimy na trzy etapy: korelację sygnałów, obróbkę pokorelacyjną i analizę końcową. Podział taki trzeba rozumieć jako umowny, ponieważ np. w niektórych centrach część obróbki pokorelacyjnej stanowi bezpośrednio przedłużenie procesu korelacji i odbywa się niejako w „czasie rzeczywistym” w odpowiednio rozbudowanym korelatorze VLBI. Innym razem (np. w spektroskopii, przy różnicowej kalibracji fazy słabych sygnałów i w innych przypadkach) jest akurat odwrotnie: w ogóle nie można skorzystać z dobrze wypróbowanych algorytmów standartowych i wtedy trzeba zapamiętać całą surową informację otrzymaną z korelatora, np. zespolone próbki w odstępnie 0,2 s z wielu kanałów i wielu baz jednocześnie, w celu późniejszej końcowej globalnej analizy na dużym komputerze. Częściej jednak ostateczne wyniki dostaje się z obróbki wyników pośrednich wykonywanej na komputerach ogólnego przeznaczenia; zwykle też — choć nie jest to regułą — w innym miejscu niż to, gdzie dokonano korelacji.

Produktem obróbki danych na procesorze centralnym są estymatory funkcji korelacji, z których w dalszych etapach wydzielane są zespolone funkcje widzialności (konkretniej: ich fazy i amplitudy, niekiedy w funkcji częstości odbieranego zakresu fal), faza funkcji korelacji (listków interferencyjnych) oraz zapóźnienie grupowe i jego pochodna względem czasu (tempo zapóźnienia, albo podobna pochodna fazy czyli częstość listków). W końcowej fazie przetwarzania danych VLBI funkcja widzialności jest podstawą *syntezy apertury*, a pozostałe obserwabie służą do wyznaczania wielu parametrów astrometrycznych i geofizycznych powiązanych z pomiarami i synchronizacją czasu oraz z wzajemnym położeniem i ruchami obserwowanych obiektów i sieci anten rozmieszczonych na niezbyt idealnie sztywnej i niezbyt równomiernie rotującej Ziemi.

Sposób wydzielenia obserwabli z zebranego materiału obserwacyjnego zależy naturalnie od techniki obserwacji. Skoncentrujemy się tutaj jedynie na systemach cyfrowych VLBI, a dokładniej tych z próbkowaniem jednobitowym, które odgrywają pierwszorzędą rolę w radioastronomii i geofizyce. Na ogół też będziemy mieli na uwadze system Mark II, chociaż konkretne rozwiązania w systemach Mark I czy Mark III różnią się co najwyżej w aspektach technicznych.

## 3.1 Wstępna redukcja danych

### 3.1.1 Korelacja

Podstawowy krok redukcji danych VLBI odbywa się w *korelatorach* centralnego procesora, dokąd zarejestrowane na taśmach magnetowidowych sygnały docierają w jakiś czas po każdej sesji obserwacyjnej. Korelator — to serce procesora, albo raczej całej sieci VLBI — jest złożonym urządzeniem cyfrowym, które czyta powiedzmy  $m$  taśm jednocześnie — każda z danymi z innego teleskopu — i koreluje znalezione tam próbki we wszystkich możliwych kombinacjach po dwie stacje sieci. Realizuje się w ten sposób poszczególne proste (dwuantenowe) interferometry w liczbie  $m(m-1)/2$ . Każdy moduł korelujący (elementarny korelator) ma swego ortogonalnego odpowiednika, dzięki czemu na wyjściu dostaje się zespolone funkcje korelacji dla każdego interferometru sieci. Ponadto, każda korelacja jest wykonywana równolegle w  $k$  (typowo 8 do 96) kanałach względnych zapóźnień każdej pary ciągu danych (tj. pary anten). Krok zapóźnienia w tych kanałach zwykle jest równy odstępowi próbek sygnałów. W procesorze systemu Mark III wszystkie te funkcje są powielone jeszcze 28 razy, gdyż na każdej taśmie zapisanych jest właśnie tyle ścieżek zawierających różne sygnały (inne pasma częstości, inne polaryzacje bądź wręcz inne obserwacje). Kompletny korelator zawiera zatem  $[m(m-1)/2][2][k]$  (ewentualnie jeszcze razy 28) elementarnych modułów korelujących.

Funkcje modułu korelującego omówiliśmy już ogólnie w rozdz. 1 i 2, dlatego tutaj przypomnimy tylko istotne informacje. Z powodu rotacji Ziemi względne zapóźnienie dwóch sygnałów ulega ciągłej zmianie, prowadząc w efekcie do utraty spójności, a zatem wymagana jest systematyczna kompensacja tego zjawiska. Procesor „podąża” za obrotem Ziemi, opóźniając jeden z dwóch strumieni danych skokami o 1 bit (pominięcie próbki we właściwym strumieniu) w chwilach, gdy różnica między zapóźnieniem modelowym a tym, które jest aktualnie realizowane, osiągnie 0,5 bitu (tzn. np.  $0,125 \mu\text{s}$  w przypadku normalnej pracy korelatora Mark II lub Mark III).

Sygnały odbierane są zwykle wraz z wielokrotnie większymi szumami a jedynym sposobem na wydobycie ich z takich zakłóceń jest uśrednianie (wartość średnia szumów losowych jest zerowa). Jest oczy-

wiste wszakże, że uśredniania nie można przeprowadzać na odcinkach dłuższych lub porównywalnych ze spodziewanym okresem listków interferencyjnych, a te w praktyce VLBI mogą być o rząd lub więcej krótsze od 1 ms. Z tego powodu moduł korelujący realizuje przemianę częstotliwości (spowalnianie rotacji) listków interferencyjnych poprzez wymnożenie jednego ze strumieni danych, albo strumienia już skorelowanych próbek, przez wygenerowaną w komputerze funkcję  $F$ , będącą cyfrowym przybliżeniem sinusoidy (w kanale ortogonalnym — kosinusoidy) o okresie równym spodziewanemu okresowi listków interferencyjnych na opracowywanej bazie. Okres ten jest modyfikowany w trakcie korelacji w celu skompensowania naturalnego przyspieszenia fazy.

Sama korelacja, trzecia funkcja modułu, polega na wzajemnym wymnożeniu, próbka przez próbkę, odpowiednio zsynchronizowanych strumieni danych  $x_i$  i  $y_i$ . Powstałe próbki korelacji wzajemnej (krzyżowej)  $x_i y_i F$  są na wyjściu korelatora akumulowane (sumowane ze znakiem) i liczone. Obliczone z tych dwóch operacji wartości średnie (wartość z akumulatora podzielona przez ilość próbek) są danymi wejściowymi do dalszych etapów obróbki.

Warto zauważyć, że jeśli liczba stacji biorących udział w eksperymencie VLBI przekracza o jeden możliwości korelatora wyrażone liczbą  $m$ , to w celu skorelowania danych na wszystkich bazach proces przetwarzania trzeba powtórzyć trzykrotnie — za każdym razem z innym zestawem stacji. R.L. Miller (z JPL, cytowane u Cohena 1980) podał ogólny wzór na minimalną liczbę powtórzeń w przypadku  $n$  stacji i korelatora  $m$ -stacjonowego:

$$\left\lceil \frac{n}{m} \left\lceil \frac{n-1}{m-1} \right\rceil \right\rceil,$$

gdzie zapis  $\lceil x \rceil$  oznacza najmniejszą liczbę całkowitą  $\geq x$ . Łatwo jest stąd obliczyć, że np. na korelację danych pochodzących z tygodniowej sesji obserwacyjnej 6 europejskich stacji VLBI potrzeba 6 tygodni pracy 3-stacjonowego korelatora.

### 3.1.2 Odpowiedź interferometru VLBI

Operacje, które wykonuje moduł korelujący procesora VLBI w kanale kosinusowym i których rezultatem jest estymator kosinusowej składowej



funkcji korelacji  $\hat{r}_c$ , można ująć w wyrażenie:

$$\hat{r}_c = \frac{\sum x_i y_i F(\varphi_i)}{\sum |F(\varphi_i)|}, \quad (3.1)$$

gdzie  $\varphi$  jest modelową fazą listków interferencyjnych generowaną przez komputer procesora. Model ortogonalnej (sinusowej) składowej  $\hat{r}_s$  dostaje się z (3.1) przez zastąpienie  $\varphi$ , argumentu funkcji rotacji listków  $F$ , przez  $\pi/2 - \varphi$ .

Wiadomo, że w przypadku, gdy współczynnik korelacji oryginalnych sygnałów (przed ograniczaniem i próbkowaniem) jest mały,  $r_o \approx 0$ , to wartość oczekiwana wyrażenia  $x_i y_i$  jest sinusoidą o pewnej częstotliwości i o amplitudzie  $2r_o/\pi$  — są to naturalne listki interferencyjne. Kiedy funkcja  $F$  jest odpowiednio dobrana, to również wartość oczekiwana całego wyrażenia (3.1) jest sinusoidą o częstotliwości  $\nu$  równej różnicy między naturalną częstotliwością listków i częstotliwością funkcji  $F$  i o amplitudzie stłumionej o czynnik

$$M(\nu) = \frac{\sin(\pi \Delta t \nu)}{\pi \Delta t \nu} \equiv \text{sinc}(\Delta t \nu), \quad (3.2)$$

gdzie  $\Delta t$  jest czasem akumulacji (integracji) funkcji korelacji. Okazuje się też, że wartość oczekiwana z  $\hat{r}_s$  jest takąż sinusoidą tylko przesuniętą w fazie względem pierwszej o  $\pi/2$ . Łatwo można to wszystko sprawdzić biorąc za  $xy$  czystą sinusoidę, a za  $F$  np. znak innej sinusoidy (funkcję prostokątną) i wykonując operacje wskazane w (3.1) lub zastępując sumowania odpowiednimi całkami. Kiedy warunek małych sygnałów stopniowo osłabiamy, to podany wyżej opis staje się coraz mniej prawdziwy: rezidualne (resztkowe) listki przestają być sinusoidami, chociaż długo jeszcze są do nich podobne (Borkowski 1986b).

Warto w tym miejscu zauważyć, że wzór (3.2) jest jednocześnie transformatą Fouriera z prostokątnego okna w dziedzinie czasu, na którym uśrednialiśmy przebiegi typu

$$\cos(2\pi \nu t),$$

czyli listki interferencyjne. Podkreślmy dla jasności, że postać wzoru (3.2) nie ma żadnego związku z kształtem funkcji  $F$  użytej wyłącznie w

celu przemiany naturalnej częstości listków. Straty sygnału wynikające z odstępstw funkcji  $F$  od sinusoidy muszą być uwzględniane osobno.

Innego rodzaju uśrednianie, w dziedzinie częstości, wystąpiło jeszcze przed integracją — podczas próbkowania sygnałów w terminalu VLBI, kiedy na każdą pojedynczą próbkę jednobitową złożyły się przyczynki z całego pasma odbieranych częstości. Po korelacji dwóch takich próbek jest to równoważne uśrednieniu wielu funkcji typu

$$\cos(2\pi\tau f)$$

na oknie widma fal radiowych ( $\tau$  jest tutaj całkowitym wzajemnym zapóźnieniem korelowanych sygnałów, a  $f$  ich częstością radiową, w.cz.). Traktując  $\tau$  i  $f$  dokładnie tak, jak poprzednio  $\nu$  i  $t$ , odpowiednio, dostaje się natychmiast tzw. „zapóźnieniową” funkcję rozdzielczości (ang. delay resolution function)  $D$  jako transformatę Fouriera z charakterystyki przenoszenia filtrów systemów odbiorczych. Jeśli jest ona prostokątna, tzn. jeśli równo waży się wszystkie uśredniane kosinusy na przedziale częstości  $\Delta f$ , to

$$D(\tau) = \text{sinc}(\Delta f \tau). \quad (3.3)$$

Rolę funkcji  $F$  z poprzedniego uśredniania, gdzie — jak mówiliśmy — minimalizowała ona resztkową częstość  $\nu$ , spełnia w tym przypadku procesor wprowadzając zapóźnienie modelowe bezpośrednio do ciągu danych.

Trzeci rodzaj uśredniania występuje w dziedzinie przestrzeni. Każdy punkt obserwowanego źródła promieniuje niezależnie od innych (można przyjąć, że źródła naturalne są całkowicie niespójne) i taki charakter mają też odpowiadające tym punktom listki interferencyjne typu

$$\cos(2\pi\vec{d}\vec{s}/\lambda),$$

gdzie  $\vec{d}$  i  $\vec{s}$  są odpowiednio wektorami bazy interferometru i kierunku skąd dochodzi promieniowanie (przy tym  $s = 1$ ), zaś  $\lambda$  jest długością fali. Ze źródła rozciągniętego dostaje się zatem prostą sumę takich kosinusoid o amplitudach zgodnych z rozkładem jasności, albo poznaną już wcześniej (rozd. 1) widzialność  $V$ . Ograniczając się chwilowo, dla

celów dydaktycznych, do przypadku jednowymiarowego i źródła o prostokątnym rozkładzie jasności, dostaje się analogicznie jak w dwóch poprzednich przypadkach

$$V(u') = \text{sinc}(\Delta \vec{s} d / \lambda) = \text{sinc}(\Delta \xi u'), \quad (3.4)$$

gdzie  $u'$  jest częstotścią przestrzenną interferometru, tzn. wyrażoną w  $\lambda$  składową bazy prostopadłą do kierunku  $\vec{s}$ .

Z przeprowadzonej dyskusji wynika, że wartość oczekiwana listków interferencyjnych na wyjściu korelatora ma następującą postać:

$$r = aM(\nu)D(\tau)V(u, v)e^{j\Phi}, \quad (3.5)$$

gdzie uwzględniliśmy również kanał ortogonalny korelatora, dwuwymiarowość rozkładu jasności źródła (stąd dwie częstotści przestrzenne:  $u$  w kierunku rektascensji i  $v$  — deklinacji) oraz czynnik skalujący  $a$ , do którego jeszcze wrócimy. Faza listków  $\Phi$  zawiera wszystkie przyczynki związane z indywidualnymi systemami odbiorczymi i drogami rozchodzenia się korelowanych sygnałów. Jej pochodną po czasie jest rezidualna częstota listków  $\nu$ , a po (kołowej) częstotści radiowej — rezidualne zapóźnienie  $\tau$ . Czynniki  $D$  i  $V$  są na ogół wielkościami zespolonymi (ich niezerowe fazy dodają się więc bezpośrednio do  $\Phi$ ).

### 3.1.3 Pole widzenia korelatora

Sygnały zapisane w każdej stacji VLBI pochodzą z obszaru nieba ograniczonego przez charakterystyki kierunkowe anten, z pasma częstotści wybranego przez systemy odbiorcze i z zakresu czasu objętego programem obserwacji. Okna w dwóch ostatnich dziedzinach są dostępne prawie bezpośrednio i oczywiste są ich ograniczenia (przez okno częstotści „wygląda” się za pomocą analizy widmowej współczynnika korelacji sygnałów, zmierzonego w funkcji zapóźnienia realizowanego w poszczególnych kanałach korelatora). Obszar nieba dostępny pomiarom jest natomiast ograniczony dodatkowo przez sam korelator i proces obróbki danych.

Ze wzoru (3.5) widać od razu, że pole widzenia jest ograniczone przez funkcje  $M$  i  $D$ . Ponieważ ich maksima przypadają w kierunkach,

w których argumenty  $\nu$  i  $\tau$  znikają, można mówić, że korelator „patrzy” właśnie tam, a każdorazowe ustalenie modelowego zapóźnienia  $\tau_m$  oznacza zwrócenie jego „oczu”, czyli centrum fazowego, w kierunku  $\tau_m$ . Naturalne zapóźnienie sygnałów, to prawie wyłącznie zapóźnienie geometryczne:

$$\tau_g = \frac{d\vec{s}}{c}, \quad (3.6)$$

gdzie  $c$  jest prędkością światła.

Częstość listków określa się jako pochodną fazy po czasie, czyli (zaniebując inne przyczynki niż geometryczny):

$$\nu_g = f \frac{d\tau_g}{dt} = \frac{d\dot{\vec{s}}}{\lambda}$$

( $f\lambda = c$ ). Ponieważ  $\dot{\vec{d}} = \vec{\Omega} \times \vec{d}$ , gdzie  $\Omega = 7,292116 \cdot 10^{-5}$  rad/s jest prędkością kątową obrotu Ziemi, to ostatecznie

$$\nu_g = \frac{(\vec{\Omega} \times \vec{d})\vec{s}}{\lambda} = \frac{\Omega \vec{d}'\vec{s}}{\lambda}. \quad (3.7)$$

W wyrażeniu tym przez  $\vec{d}'$  oznaczyliśmy wektor o długości równej składowej równikowej bazy,  $d' = d \cos \delta_b$ , gdzie  $\delta_b$  jest deklinacją bieguna bazy, leżący w płaszczyźnie równika i prostopadły do  $\vec{d}$ .

Widać, że zarówno  $\tau_g$ , jak i  $\nu_g$  są funkcjami czasu [poprzez zależność od  $\vec{d}(t)$ ], ale dla każdej chwili sfera niebieska pokryta jest siatką współrzędnych (choć na ogół nie ortogonalnych, jak się niekiedy sugeruje) wyznaczoną przez miejsca o stałych wartościach  $\tau_g$  i  $\nu_g$ . Ze wzorów (3.6) i (3.7) wynika wprost, że siatkę tę tworzą małe okręgi położone równoleżnikowo wokół wzajemnie prostopadłych osi  $\vec{d}$  i  $\vec{d}'$ .

Oznaczając przez  $\Theta_\tau$  i  $\Theta_\nu$  kąty pomiędzy kierunkiem  $\vec{s}$ , a osiami  $\vec{d}$  i  $\vec{d}'$ , odpowiednio, ze wzorów (3.6) i (3.7) łatwo dostaje się pochodne:

$$\begin{aligned} \frac{d\tau_g}{d\Theta_\tau} &= \frac{d}{c} \sin \Theta_\tau & \text{i} \\ \frac{d\nu_g}{d\Theta_\nu} &= \frac{d}{\lambda} \Omega \cos \delta_b \sin \Theta_\nu, \end{aligned} \quad (3.8)$$

także odpowiednio, które wyrażają szybkość zmian współrzędnych kątowych na sferze ( $\Theta_i$ ) ze zmianami zapóźnienia i częstości listków.

Można się zgodzić, że pole widzenia korelatora sięga aż do pierwszych zer funkcji  $D$  i  $M$ , ale bardziej praktyczne wydaje się ustalenie tej granicy dwukrotnie bliżej, tzn. w miejscach, gdzie  $\tau = \frac{1}{2\Delta f}$  i  $\nu = \frac{1}{2\Delta\tau}$ , i gdzie osłabienie listków wynosi już około 36% maksymalnej amplitudy ( $\text{sinc } 0,5 = 0,6366$ ). Podstawienie tych granic w miejsce przyrostów nieskończenie małych we wzorach (3.8) prowadzi do zależności umożliwiających ocenę odpowiadających zmian kątów  $\Theta$  względem kierunku ( $\Theta_\tau, \Theta_\nu$ ), czyli promieni pola widzenia korelatora. Szerokości tych pól są oczywiście dwukrotnie większe i wynoszą co najmniej (tyle jest w miejscach, w których kąty  $\Theta$  są prostymi):

$$\begin{aligned}\Delta\Theta_\tau &= 2\tau\frac{c}{d} = \frac{c}{\Delta fd} \quad \text{i} \\ \Delta\Theta_\nu &= 2\nu\frac{\lambda}{\Omega d'} = \frac{\lambda}{\Omega\Delta td \cos\delta_b},\end{aligned}\quad (3.9)$$

w kierunku współrzędnej  $\tau$  i  $\nu$ , odpowiednio.

Jeśli np.  $f = 5$  GHz,  $\Delta f = 2$  MHz i  $d = d' = 3 \cdot 10^6$  m, to przy 0,2 s akumulacji sygnału pole widzenia korelatora ma wymiary  $\Delta\Theta_\tau \times \Delta\Theta_\nu = 10,3'' \times 283''$ . Równie łatwo można stwierdzić, że zmiana zapóźnienia o 1 próbkę, tzn. na ogół o  $1/(2\Delta f)$ , powoduje przesunięcie wiązki charakterystyki tego korelatora (tj. jego pola widzenia) o około  $5''$  wzdłuż współrzędnej  $\tau$  (ponieważ współrzędna  $\nu$  nie wszędzie jest ortogonalna do  $\tau$ , to ta zmiana spowoduje na ogół również pewną zmianą częstości listków). Oznacza to, że np. pakiet 32 kanałów procesora Mark II pokrywa w tym przypadku obszar nieba o wymiarach przynajmniej  $2,5' \times 4,5'$ . Pozostałe rejony wiązki głównej radioteleskopów (o ile takie istnieją) są osiągalne, lecz konieczne jest uprzednie przeprowadzenie ponownej korelacji tych samych danych z innymi parametrami modelowymi i, być może, krótszym czasem integracji sygnału.

Przykład, który omówiliśmy nie jest wcale typowy tak, jak nie wszystkie przyjęte w nim parametry są typowe. W praktyce występuje cała różnorodność długości baz i długości fal. Trzeba np. liczyć się z istotnymi ograniczeniami nakładanymi przez małość pola widzenia w przyszłościowych kosmicznych interferometrach wielkobazowych,

których rozmiary baz będą o całe rzędy wielkości większe, a i pasma odbieranych częstości być może też o rzędy szersze.

Przeprowadzona analiza pola widzenia interferometru wyjaśnia dodatkowo potrzebę śledzenia zapóźnienia w procesorze, którą każdy moduł korelujący wykonuje rutynowo. Jak widzieliśmy, siatka współrzędnych  $(\tau, \nu)$  rotuje sztywno po nieboskłonie wraz z obrotem Ziemi, rotuje więc także z nią pole widzenia korelatora. W przypadku rozważanym w przykładzie wiązka charakterystyki korelatora w kilkanaście minut „przemiotłaby” całą swoją szerokością obserwowane źródło i listki więc nie pojawiłyby się, gdyby nie było owego śledzenia za późnienia. W tym świetle zadanie korelacji, tj. początkowego stadium przetwarzania, można zinterpretować jako wstępne zlokalizowanie położenia źródła na tyle dokładnie, aby znalazło się ono wewnątrz pola widzenia korelatora.

Rola funkcji widzialności występującej w odpowiedzi interferometru (3.5) jest zgoła odmienna od ról funkcji  $M$  i  $D$ : czyni ona, że pojedynczy interferometr staje się bardzo wąskim filtrem, który przepuszcza tylko nieliczne z występujących w strukturze źródła częstości przestrzennych — te, które odpowiadają rozmiarom bazy oglądanej z kierunku źródła ( $u'$ ). Ponieważ baza obraca się wraz z Ziemią, to i jej rozmiary widziane ze źródła zmieniają się z dobowym rytmem. W efekcie interferometr staje się przestrajającym filtrem, rodzajem spektrografu przestrzennego. Już z kilku prostych interferometrów można zebrać na tyle pełne widmo źródła, że jest możliwe odtworzenie struktury źródła za pomocą odwrotnego przekształcenia Fouriera obwiedni listków interferencyjnych obserwowanych w ciągu doby (dla baz E–W zupełnie wystarczy pół doby obserwacji, gdyż w drugiej połowce widmo przestrzenne jest takie same jak w pierwszej, że ze zmienionym znakiem fazy).

## 3.2 Obróbka pokorelacyjna

Kiedy obserwowane źródło zostało już zlokalizowane w polu widzenia korelatora, tzn. kiedy pojawiły się wyraźne listki interferencyjne na wyjściach niektórych kanałów procesora, to można dopuścić, że obserwacje były przeprowadzone poprawnie. Brak listków na niektórych bazach nie od razu przesądza o nieudanym eksperymencie w danej stacji, gdyż

ich zanik może (i często tak bywa) równie dobrze świadczyć o znikającej widzialności źródła na tej częstotliwości widma przestrzennego. Obecność listków oznacza też, że dysponujemy już zgrubnymi ocenami położenia źródła i geometrii sieci anten (model zadany procesorowi plus numer kanału, w którym są największe listki, plus ocena częstotliwości listków). Celem obróbki pokorelacyjnej jest dalsze uściślenie tych informacji oraz wydzielenie z funkcji korelacji amplitudy i fazy funkcji widzialności i — o ile to tylko możliwe — samej fazy listków interferencyjnych.

Główną przeszkodą na drodze realizacji tych celów są błędy pomiarów funkcji korelacji. Na ogół są one znaczne i konieczne jest dalsze uśrednianie wyników z korelatora, co — jak wiemy — powoduje dalsze zawężenie pola widzenia. Z tego powodu pierwszym krokiem obróbki pokorelacyjnej jest zazwyczaj uściślenie lokalizacji źródła na tyle dokładnie, by po kilkudziesięciu sekundach uśredniania funkcja  $M$  nie spowodowała jeszcze znaczących strat w amplitudzie listków (szerokość tej funkcji maleje tak, jak odwrotność czasu integracji).

Ten pierwszy krok, nazywany często wyszukiwaniem listków (ang. fringe search), można wykonać na kilka sposobów. Jednym z prostszych sposobów wydzielenia listków interferencyjnych z szumów jest dopasowanie (np. metodą najmniejszych kwadratów) sinusoidy do przebiegów uzyskanych na poszczególnych wyjściach (kanałach) korelatora. Proces dopasowywania może wymagać wstępnej oceny rezidualnej częstotliwości listków, którą można wykonać np. analizując fourierowsko czasowe przebiegi kanałów. Amplituda, faza i częstotliwość dopasowanych sinusoid stanowią estymatory poszukiwanych parametrów. Do innych podejść wyszukiwania listków jeszcze wrócimy.

Ze względu na to, że błędami obciążona jest także faza listków, algorytmy stosowane w praktyce nie prowadzą do optymalnych estymatorów amplitudy funkcji korelacji. Niektórzy poszukują lepszych, ze statystycznego punktu widzenia, metod estymacji tego parametru (np. Gland 1983), lecz problem ten wydaje się być zbyt złożony by mógł szybko znaleźć praktyczne rozwiązanie.

### 3.2.1 Ekstrakcja obserwabli

Jeśli stosunek sygnału do szumu na wyjściu korelatora jest duży, albo cechę tę osiągnięto po dalszym uśrednianiu, to obserwabli można uży-

skać wprost z wyjść korelatora przez wybór kanału zapóźnienia, w którym występuje największa amplituda sygnału:

$$|\hat{r}| = \sqrt{\hat{r}_s^2 + \hat{r}_c^2}. \quad (3.10)$$

Po podzieleniu przez  $aMD$  wielkość tę traktuje się jako estymator amplitudy funkcji widzialności. Estymatorem fazy listków jest

$$\hat{\Phi} = \arctan \frac{\hat{r}_s}{\hat{r}_c}. \quad (3.11)$$

Łatwo widzieć, że estymatorem tym jest suma, *modulo*  $2\pi$ , fazy listków (dotyczącej środka źródła i środka pasma odbieranych częstotliwości), fazy funkcji widzialności ( $V$ ), fazy funkcji zapóźnienia ( $D$ ) i błędów fazy. Zmienność estymatora fazy w interwale czasu obserwacji pozwala na estymację częstotliwości listków, która nie ma nieokreśloności charakterystycznej dla pomiarów fazy ( $2\pi$ ). Wreszcie, na rezidualne zapóźnienie grupowe wskazuje numer kanału, który wykorzystaliśmy przy obliczaniu amplitudy (3.10) i fazy (3.11).

Tak wyznaczone obserwabli można by uznać za ostateczne, gdyby listki interferencyjne były dostatecznie silne (względem szumu) i odstępów kanałów zapóźnień dostatecznie małe. W praktyce żaden z tych wymogów nie jest zadowalająco spełniony. Z tego powodu lepsze estymatory dostaje się przez interpolację między kanałami o największych listkach. W przypadku pomiarów zapóźnienia interpolacji tej dokonuje się przez dopasowanie funkcji  $D$  [często używa się tutaj właśnie postaci  $\text{sinc}(\Delta\tau)$ ] do amplitud w kilku kanałach. Osiągane dokładności są rzędu  $0,01/\Delta f$  (Campbell 1980). Znacznie lepsze efekty w tym względzie zapewniają metody syntezy pasma, których istotą jest formowanie odpowiedniego kształtu funkcji  $D$  przez składanie ostatecznych wyników z obserwacji wykonanych jednocześnie (tak, jak w systemie Mark III) lub na przemian w dwóch lub więcej wąskich pasmach rozrzuconych na dużym przedziale częstotliwości.

O sposobach wydzielenia obserwabli ze skorelowanych danych VLBI bardzo wyczerpująco pisze J.B. Thomas, dogłębnie analizując konkretne przykłady z systemu Mark I (Thomas 1972, 1973) i Mark II (Thomas 1981).



### 3.2.2 Metoda standartowa

Istotą tej metody jest wyznaczanie zapóźnienia i częstości listków dla grupy skorelowanych danych dotyczących pojedynczej bazy na pewnym odcinku czasu (rzędu 0,5 min.) i późniejsze ich wykorzystanie do korekcji błędów modelowych parametrów przyjętych w czasie korelacji. Poprawione dane mają teraz rezidualne listki o częstościach bardzo bliskich zera, co umożliwia ich uśrednianie.

Odpowiedź interferometru można przedstawić jako funkcję czasu i częstości obserwacji. Zależność zmierzonej funkcji korelacji od częstości dostaje się przez transformację Fouriera chwilowych wartości typu (3.5) traktowanych jako funkcja zapóźnienia grupowego (numeru kanału). Na tej czasowo-częstościowej płaszczyźnie funkcję korelacji można przepisać do postaci:

$$r_{kl}(t, f) = g_k(t, f)g_l^*(t, f)V_{kl}(t, f) + \varepsilon_{kl}(t, f), \quad (3.12)$$

gdzie czas  $t$  jest liczony od początku bloku danych, a indeksy  $k$  i  $l$  numerują stacje sieci tworzących tutaj bazę  $kl$ . Ścisłejsze przedstawienie wyrażenia (3.12) powinno indeksować również współrzędne  $t$  i  $f$ , gdyż dysponujemy tylko dyskretnymi próbkami typu  $r_{kl}(t_i, f_j)$  — tak, jak zrobili to Schwab i Cotton (1983), na których wzorujemy się w tym fragmencie przeglądu.  $\varepsilon$  w (3.12) jest błędem addytywnym. Funkcja skalująca  $g_i$  (gwiazdka oznacza sprzężenie zespolone) kumuluje w sobie błędy amplitudy i fazy  $i$ -tego systemu odbiorczego. Chociaż zarówno  $g$  jak i  $V$  są funkcjami czasu i częstości, to przy wyznaczaniu obserwabli zakłada się, że funkcje te są gładkie i zmieniają się powoli na całym obszarze analizy, przy tym o  $|g|$  zakłada się wręcz stałość. Przyjmuje się także, że błędy  $\varepsilon$  są małe i zachowujące się „przyzwoicie”. Przy takich uproszczeniach wzór (3.12) przybliża się przez:

$$r_{kl} = |g_k||g_l|V_{kl} \exp\{j[(\psi_k - \psi_l + 2\pi\nu_{kl}t + 2\pi\tau'_{kl}(f - f_0))]\}, \quad (3.13)$$

gdzie  $f_0$  jest dolnym ograniczeniem pasma częstości, a  $\tau'$  — zapóźnieniem fazowym, czyli pochodną fazy listków  $\varphi_k - \varphi_l = \Phi_{kl}$  po częstości  $2\pi f$ . Zapóźnienie grupowe i fazowe, wprawdzie w swej istocie są różne, w praktyce różnią się niewiele: jedno odzwierciedla różnicę dróg fizycznie przebytych przez sygnały, drugie — różnicę dróg odpowiadającą

obserwowanej zmianie fazy. W ośrodkach elektrycznie obojętnych drogi te są identyczne, dlatego w literaturze często w ogóle nie rozróżnia się tych dwóch wielkości.

Zbiór  $r_{kl}$  na płaszczyźnie  $(t, f)$  transformuje się fourierowsko do domeny częstość listków–zapóźnienie fazowe  $(\nu, \tau')$  i wyszukuje maksimum modułu tak otrzymanego widma. Dostaje się w ten sposób chwilowy rozkład intensywności źródła (albo źródeł) w polu widzenia korelatora, czyli w istocie obraz (mapę) nieba. Oczywiście mapa taka ma bardzo złą rozdzielczość. Transformacja wykonywana jest metodą szybką (FFT; np. Brenner 1976; piszemy o niej też na str. 109). Miejsce na niebie, albo w dziedzinie  $(\nu, \tau')$ , w którym znajduje się wspomniane maksimum, określa jednocześnie szukane estymatory częstości listków i zapóźnienia. Estymatory te stanowią właśnie produkt końcowy standardowej metody detekcji listków interferencyjnych. W dalszej obróbce sygnału używa się ich do korekcji fazowej zmierzonych wcześniej współczynników korelacji:

$$r'_{kl} = r_{kl} \exp\{-j2\pi[t\nu_{kl} + (f - f_0)\tau'_{kl}]\}. \quad (3.14)$$

Poprawione tak dane można teraz uśrednić spójnie po częstości  $f$  i czasie  $t$  w celu poprawy stosunku sygnału do szumu.

### 3.2.3 Metoda globalna

Omówione dotychczas schematy wyznaczania obserwacji działają na poszczególnych bazach sieci VLBI z osobna. Łatwo jest dostrzec, że błędy powstające w jednej stacji sieci  $n$ -elementowej przenoszą się od razu na  $n - 1$  interferometrów i w czasie obróbki danych traktowane są jak  $n - 1$  niezależnych błędów. Dopiero w końcowych etapach opracowywania wyników w niektórych metodach syntezy apertury błędy obserwacji wiąże się z poszczególnymi elementami sieci (których jest mniej niż baz, o ile tych pierwszych jest więcej niż 3). Praktyka dostarcza dowodów, jak skuteczne jest to podejście.

Schwab i Cotton (1983; por. też algorytm Alefa i Porcasa, 1986) zaproponowali metodę pod wielu względami przewyższającą tradycyjne, a opartą na globalnej analizie sieci interferometrów (a nie każdej bazy oddzielnie). W gruncie rzeczy jest ona rozszerzeniem dopiero co omó-

wionej metody standartowej. Uwolnieniu poddaje się tutaj wielkości związane z poszczególnymi systemami odbiorczymi:  $g_i$ ,  $\psi_i$ ,  $\nu_i = \partial\varphi_i/\partial t$  oraz  $\tau'_i = \partial\varphi_i/\partial(2\pi f)$  i — zakładając, że są one stałe w analizowanym obszarze — wyznacza je z dopasowania modelowej funkcji korelacji typu (3.12) nad płaszczyzną  $(t, f)$  metodą najmniejszych kwadratów. Ta modelowa funkcja wymaga założenia wstępnego rozkładu jasności źródła w celu uwzględnienia jego widzialności  $V$ .

Niedostatkiem metody globalnej jest trudność zlokalizowania globalnego minimum odchyłek kwadratowych, gdyż zwykle istnieje wiele minimów lokalnych. W swym zrealizowanym uproszczonym wariancie do wstępnego ustalenia okolicy globalnego minimum autorzy metody używają pewnego, dość prostego, rozszerzenia metody standartowej z wykorzystaniem przekształcenia Fouriera w celu wyznaczenia zgrubnych wartości estymatorów częstości listków i zapóźnienia fazowego.

Wyszukiwanie listków interferencyjnych metodą globalną może być rozpatrywane jako wariant autokalibracyjnych technik „kartografii” hybrydowej radioźródeł, używanych powszechnie w syntezie apertury, gdyż podstawowe równanie obserwacyjne jest takie samo, (3.12). Inną wspólną własnością jest wymóg początkowego modelu rozkładu jasności źródła, co może być wykorzystane w procesie iteracyjnym w kombinacji z innymi programami inwersji fourierowskiej syntezy apertury do generacji kolejnych przybliżeń tego modelu. W odróżnieniu od innych metoda globalna zachowuje relacje zamkniętych zapóźnień i zamkniętych częstości listków, tzn. pewnych pomocniczych obserwacji utworzonych z tych wielkości, w których indywidualne błędy związane z poszczególnymi elementami sieci znoszą się całkowicie (podobnie jak to się dzieje z fazą w metodzie zamkniętych faz opisanej w p. 4.2.10).

Opisy praktycznego wykorzystania metody globalnej w analizie rzeczywistych i dość typowych danych można znaleźć np. u Krichbauma i in. (1992), zaś Bååth (1991b) przedstawia nowatorskie jej użycie do opracowywania milimetrowych obserwacji VLBI. Algorytm Schwaba i Cottona dostępny jest w pakiecie AIPS (patrz p. 3.4) w programie CALIB.

### 3.3 Korekcja amplitudy funkcji widzialności

O kilku czynnikach wpływających na amplitudę listków interferencyjnych wspominaliśmy już w tej pracy. Większość z nich jest uwzględniana w czasie pokorelacyjnej obróbki sygnałów, w szczególności w tych bardziej zaawansowanych algorytmach. W praktyce jednak istnieje duża różnorodność technik opracowania danych VLBI i dziedzina ta ciągle podlega ewolucji.

Przy analizie danych dotyczącej cyfrowych systemów VLBI normalnie zakłada się, że sygnał jest na tyle słaby, iż relacja Van Vlecka [wzór (1.28)] upraszcza się do liniowej proporcjonalności ze współczynnikiem (określającym stratę amplitudy)  $2/\pi$ . Pokazano niedawno (Borkowski 1986b), że takie uproszczenie — chociaż na ogół do przyjęcia — może w pewnych sytuacjach prowadzić do znacznych błędów estymacji parametrów odbieranego sygnału. Z cytowanej pracy wynika także, że w ogólności korekcji amplitudy nie można stosować w dowolnym miejscu (na dowolnym etapie) procesu obróbki danych, lecz konieczne jest rozróżnienie między czynnikami wpływającymi na: (1) stosunek sygnału do szumu pojedynczej próbki, tzn. przed integracją sygnału,  $\mu_o$ , (2) współczynnik korelacji  $r_o = \mu_o/(1 + \mu_o)$ , oraz (3) amplitudę listków interferencyjnych,  $r_{kl}$ , otrzymaną na wyjściu korelatora.

Poprawka Van Vlecka, czynnik  $\pi/2$ , oraz czynnik wynikający z kształtu funkcji  $F$  użytej do spowalniania szybkości rotacji (tj. częstotści) listków<sup>1</sup> stosują się do amplitudy listków interferencyjnych. Do tej kategorii należą też poprawki uwzględniające ewentualną stratę sygnału na skutek utraty kwadratury pomiędzy normalnie ortogonalnymi kanałami korelatora (jest to czynnik od  $\sqrt{2}$  do 2; Rogers 1980a, 1991), w wyniku wygładzającego działania akumulacji w korelatorze [czynnik  $1/M$  ze wzoru (3.2); por. też Reid i in. 1980, Briggs 1983]. Skończony czas spójności sygnałów, wynikający z niedoskonałości oscylatorów lokalnych, powoduje pewną stratę amplitudy przy dłuższych czasach integracji, którą kompensuje się na amplitudzie listków wykorzystując bezpośrednio pomiary wielkości tej straty (np. Readhead i in. 1983).

<sup>1</sup>Dla popularnego tzw. przybliżenia trójpoziomowego funkcji  $F$  jego wartość wynosi  $\beta/\sin\beta = 3\pi/[8\sin(3\pi/8)] = 1,28$  (Borkowski 1987b).

Niejasne jest znaczenie niezerowej średniej na wyjściu urządzenia próbkującego jednobitowo w systemach odbiorczych (terminalach) VLBI. Są wszakże argumenty (Borkowski 1986b), by tę stratę przypisać również amplitudzie listków interferencyjnych — podobnie jak czynnik Van Vlecka.

Nieidealność śledzenia zapóźnienia w korelatorze (skokami o odstęp próbek) prowadzi do utraty stosunku sygnału do szumu  $\mu_0$ . Jeśli śledzenie to prowadzone jest w środku pasma odbieranych częstotliwości, to poprawka wynosi 3,5% (np. Thomas 1973, Rogers 1980a, Borkowski 1986b). W opinii innych autorów (Cohen i in. 1975, Moran 1976b, Alef 1982) poprawka ta jest większa i wynosi kilkanaście procent; ściślej — prawie dokładnie tyle, ile można by oczekiwać przy śledzeniu nie w środku pasma, lecz na którymś z jego skrajów. Do grupy poprawek  $\mu_0$  należy zaliczyć też te, wynikające z przenikania szumów spoza podstawowego pasma  $\Delta f$  (w tym także z pasma lustrzanego względem wypadkowej częstotliwości oscylatora lokalnego) i z niedoskonałości kształtu charakterystyki przenoszenia filtrów (po ich ilościową ocenę odsyłamy do Rogersa 1980a).

Niestabilności instrumentalne, w szczególności spowodowane przez niezależne oscylatory lokalne, oraz fluktuacje drogi „optycznej” sygnałów na odcinku od źródła do anten (Cohen i in. 1975, Rogers i Moran 1981) prowadzą do utraty spójności sygnałów jeszcze przed ich próbkowaniem i dlatego powinny być kompensowane na współczynniku korelacji  $r_0$ .

Wreszcie, wspomniana na początku nieliniowość wynikająca z istnienia związku Van Vlecka, w przypadku tradycyjnej obróbki danych wymaga wprowadzenia określonych nieliniowych poprawek zaraz po procesie korelacji (Borkowski 1986b). Zignorowanie tej korekty może prowadzić do błędów skali strumienia i pewnych zniekształceń obrazów radioźródeł uzyskanych z takich wyników. Nawet niewielkie błędy amplitudy albo strumienia w VLBI odbijają się bardzo niekorzystnie na dynamice map radiowych (Wilkinson 1983). Nieliniowość ta ma natomiast zaniedbywalny wpływ na pomiary fazy funkcji korelacji, a więc w geodezyjno-astrometrycznych zastosowaniach VLBI.

## 3.4 Końcowa analiza wyników

Duże wymagania dla pokorelacyjnego przygotowania wyników obserwacji VLBI stawia *synteza apertury* oczekująca na możliwie dobrze skalibrowane i wewnętrznie zgodne amplitudy i fazy funkcji widzialności. Osiągnięcia ostatnich 20–lat łagodzą nieco te wymagania dzięki opracowaniu wielu świetnie spisujących się w praktyce algorytmów *autokalibracji*. Podstawowymi operacjami przy rekonstrukcji obrazów radioźródeł z pomiarów ich widzialności są: (1) interpolacja dostępnych danych do równomiernej siatki punktów na płaszczyźnie częstości przestrzennych  $uv$ , (2) przekształcenie Fouriera danych z płaszczyzny  $uv$  do dziedziny współrzędnych kątowych na niebie i (3) iteracyjny algorytm „czyszczenia”, w którym z niedoskonałej mapy początkowej usuwane są wpływy listków bocznych zsyntezowanej charakterystyki kierunkowej sieci VLBI. Powszechnie używanym pakietem programów do astrofizycznych analiz obserwacji VLBI (ale nie tylko takich) jest AIPS (Astronomical Image Processing System) opracowany w NRAO (Charlottesville, VA) i dostępny we wszystkich większych instytucjach radioastronomicznych (także w Toruniu). Spełnia on podobną rolę jak ESO – MIDAS (European Southern Observatory – Munich Image Data Analysis System) w astronomii optycznej.

Z pomiarów funkcji widzialności korzysta się także w dziedzinie *spektralnych* zastosowań VLBI. Wyróżniają się tutaj dwa rodzaje analizy: (1) wyznaczanie względnych położenia nierozdzielonych (punktowych) składników źródeł oraz (2) odtwarzanie struktury poszczególnych składników widmowych lub map grup takich składników. Pierwsza z tych analiz służy m.in. do wyznaczeń ruchów własnych składników, a przeprowadza się ją przez proste dopasowanie 24-godzinnej sinusoidy do faz względnych (dla tych ostatnich wybiera się przedtem odpowiednie źródło punktowe jako odniesienie fazy). W drugim przypadku wykorzystuje się metody zwykłej syntezy apertury, z tym że algorytmy są szybsze, gdyż struktury takich map są na ogół prostsze.

Zasadniczo inaczej wygląda analiza danych dla celów *geodezji i astrometrii* (np. Callahan i in. 1983). Opracowaniu poddaje się zmierzone zapóźnienia, fazy i pochodne fazy lub zapóźnienia po czasie uzyskane z typowej obróbki pokorelacyjnej. Residualne obserwabla składa się z modelami użytymi we wcześniejszych etapach opracowania i opa-


truje etykietami czasu uniwersalnego (koordynowanego). Czynności te można traktować jako ostatni krok obróbki pokorelacyjnej.

Typowa wstępna analiza geodezyjno-astrometryczna obejmuje: (1) obliczanie teoretycznego modelu obserwacji, (2) dopasowanie modelu do danych metodą najmniejszych kwadratów w celu wyeliminowania zbyt odstawających danych obserwacyjnych i rekonstrukcja zapóźnienia fazowego (proces iteracyjny w celu wyeliminowania nieokreśloności  $2\pi$ ), oraz (3) dopasowanie metodą najmniejszych kwadratów w celu oceny składowych baz, współrzędnych źródeł, parametrów zegarów i drogi zenitalnej sygnałów w atmosferze w każdej stacji.

Końcowe rozwiązania uzyskuje się na komputerach ogólnego przeznaczenia. Polegają one na globalnym dopasowaniu danych, zebranych na przestrzeni miesięcy i lat, do modeli teoretycznych. Rozwiązania dotyczą położzeń radioźródeł i ich ruchów, stałych precesji i nutacji, ruchów bieguna Ziemi i pomiarów UT1, oraz wektorów położenia i wzajemnych przesunięć stacji VLBI. Istnieje kilka podstawowych pakietów programów do takich analiz: MASTERFIT (JPL, USA), CALC/SOLVE (Goddard Space Flight Center, USA; modele użyte w tym pakiecie opisują Clark i in. 1985), BVSS (Bonn VLBI Software System; Geodetic Institute, University of Bonn, Niemcy), czy DEGRIAS (Delft Geodetic Radio Interferometry Adjustment System; University of Delft, Holandia). Uproszczoną wersję BVSS o nazwie OCCAM zaimplementowano niedawno także na komputery osobiste (kompatybilne z IBM PC XT/AT; Sardón i in. 1989, Zarraoa 1991/1992).

## Rozdział 4

# Synteza apertury

 od pojęciem „synteza apertury” rozumie się zwykle kompletowanie albo składanie pewnej powierzchni zbierającej sygnał za pomocą ruchomych elementów, czyli tzw. syntezę Ryle’a. Istnieje wszakże wiele innych sposobów syntezy — w tym także technika VLBI — w których przy niezbyt wielkich nieruchomych antenach osiąga się zdolność rozdzielczą odpowiadającą jednej wielkiej antenie o zapełnionej, lub znacznie wypełnionej, powierzchni. W związku z tym, użycie słowa „apertura” do określenia tych innych sposobów syntezy jest niekiedy zasadnie krytykowane. Utrzymujemy je jednak, by być w zgodzie z terminologią powszechnie stosowaną w literaturze światowej.

Chociaż zasady syntezy zostały sformułowane przez Martina Ryle’a dopiero w 1959 r. (Ryle 1960, Ryle i Hewish 1960) to jej przypadki szczególne (interferometry ze zmienną bazą, interferometry wieloelementowe, krzyż Millsa i krzyż Christiansena) stosowano już począwszy od 1950 r. Kilka z fundamentalnych prac z tamtego okresu cytuje Fomalont (1979; por. też Bracewell 1959).

Gdyby pewien obszar Ziemi był całkowicie pokryty antenami, to wszystkie możliwe kombinacje baz (traktowanych jako wektory odległości łączące poszczególne pary anten) istniałyby jednocześnie, tworząc równomierne wypełnienie odpowiedniej powierzchni. Poprawna analiza sygnałów wyjściowych ze wszystkich interferometrycznych par dałaby taki sam wynik, jaki dostałoby się z pojedynczej anteny o po-



wierzchni tego obszaru. Sieci VLBI składają się na ogół z zaledwie kilku anten rozrzuconych na obszarach o rozmiarach kontynentu, lub wręcz całego globu ziemskiego, co stanowi skrajnie niewystarczające wypełnienie apertury (powierzchni). Bazy widziane z obserwowanego odległego radioźródła są rzutami tych wektorów na płaszczyznę prostopadłą do kierunku patrzenia, ciągle zmieniającymi swe położenie i rozmiar na skutek obrotu Ziemi. W ciągu doby zmiany rzutów baz są znaczne, a sygnały uzyskane kolejno w czasie z każdego z interferometrów są w sumie równoważne sygnałom otrzymanym z wielokrotnie więcej różnych interferometrów pracujących wielokrotnie krócej, ale jednocześnie. W ten sposób efekt równoważny bogatej sieci anten uzyskuje się z kilku anten obserwując dany obiekt przez odpowiednio dłuższy czas, potrzebny na znaczący obrót Ziemi. Metoda ta nazywa się *syntezą rotacyjną* (ang. Earth-rotation synthesis), albo *supersyntezą*.

Wypełnienie apertury — albo lepiej: pokrycie płaszczyzny prostopadłej do kierunku źródła (zwanej *płaszczyzną częstości przestrzennych*,  $uv$ ) — wskutek rotacji Ziemi wygodnie przedstawia się na wykresie zawierającym położenia końców wektorów baz zajmowanych w przeciągu czasu obserwacji. W przypadku źródła znajdującego się na biegunie nieba wszystkie bazy, w rzucie na płaszczyznę  $uv$ , zataczają okręgi o promieniach równych składowym równikowym baz. Dla źródeł poza biegunami okręgi takie przechodzą w coraz to bardziej spłaszczone elipsy, by wreszcie zdegenerować się do odcinków prostych, gdy dojdziemy do źródeł na równiku niebieskim. Rygorystycznie pisaliśmy już o tym wcześniej (por. ponadto także Ryle i Nevil 1962, Dugin i in. 1971, Tseytlin 1976).

Przypomnijmy jeszcze, że użycie interferometrii radiowej w klasycznych badaniach dwuwymiarowych rozkładów jasności źródeł na sferze niebieskiej (np. Ryle i in. 1959, Bracewell 1961, Kraus 1966, Christiansen i Högbom 1969, Swenson 1969, 1981, 1986, Ryle 1972, Fomalont 1973, 1979, Fomalont i Wright 1974, Rogers i in. 1974, Brouw 1975, Pooley 1976, D'Addario 1980, Rogers 1980b, Pearson i Readhead 1984, Kus 1975, 1985, Yen 1985, Thompson i in. 1986, Perley i in. 1989, Marecki 1992) znajduje teoretyczne oparcie w znanym w optyce *twierdzeniu Van Cittert-Zernike* (Born i Wolf 1964, Swenson i Mathur 1968, Thompson i in. 1986). Twierdzenie to mówi bowiem, że dwuwymiarowa funkcja widzialności  $V$ , traktowana jako funkcja częstości przestrzennych

$u$  i  $v$ , jest transformatą Fouriera rozkładu jasności źródła  $B(\xi, \eta)$ . Znając współrzędne bazy interferometru zawsze można wyznaczyć jej składowe w kierunku deklinacji ( $v$ ) i rektascensji ( $u$ ; licząc te kierunki od pozycji źródła) dla każdej chwili pomiaru funkcji korelacji  $r$ , a więc także funkcji widzialności  $V$ . Po dostatecznie wielu pomiarach, odpowiednio gęsto rozłożonych na płaszczyźnie  $uv$ , można odtworzyć rozkład jasności  $B$  odwrotnym przekształceniem Fouriera przeprowadzonym na funkcji widzialności.

## 4.1 Problemy odtwarzania obrazów w VLBI

### 4.1.1 Luki w pokryciu płaszczyzny $uv$

Pojedynczy interferometr bardzo skąpo pokrywa płaszczyznę częstości przestrzennych (na ogół jest to zaledwie fragment elipsy ograniczony widocznością źródła). *Twierdzenie o próbkowaniu* (patrz ramka dalej; obszerny przegląd teorii i zastosowań tego twierdzenia przedstawił Jerri, 1977; por. też Bracewell 1958) wymaga, aby — przy braku jakiegokolwiek informacji *a priori* o strukturze źródła o rozciągłości mniejszej niż  $\Delta\Theta$ , dla osiągnięcia rozdzielczości  $\delta\Theta$  — próbkowanie na płaszczyźnie  $uv$  było wykonane z krokiem  $1/\Delta\Theta$  długości fali (na której się obserwuje) w zakresie aż do  $1/\delta\Theta$ . Tutaj właśnie tkwi pierwszy problem: obserwacjom VLBI, które wykonuje się zazwyczaj w niewielu stacjach jednocześnie, daleko jeszcze do spełnienia kryteriów narzuconych przez to twierdzenie. Luki występujące w pokryciu płaszczyzny  $uv$  powodują wzrost poziomu listków bocznych efektywnej (zsyntezowanej) charakterystyki kierunkowej systemu antenowego sieci VLBI, co w sposób oczywisty prowadzi do zniekształcenia obrazu obserwowanego obiektu. Wpływ listków bocznych można znacznie zredukować w czasie opracowywania obserwacji przez użycie algorytmów typu CLEAN (piszemy o nim nieco dalej, p. 4.2.6), ale — z powodu błędów pomiaru fazy i amplitudy funkcji widzialności oraz szumów termicznych — nigdy całkowicie wyeliminować. Wskutek tego, rekonstrukcja obrazów silnych źródeł jest zwykle dokładniejsza niż słabych.

Duże nadzieje, na razie na przyszłość, zapowiada metoda wielopa-

### Twierdzenie o próbkowaniu (Shannona)

Jeśli funkcja o wartościach zespolonych  $f$  zmiennej rzeczywistej  $t$  jest całkowalna z kwadratem (przedziałami ciągła) i jest pasmowo ograniczona, tzn. gdy

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{2\pi jxt} dt \equiv 0 \quad \text{dla } |x| > a,$$

wtedy  $f$  można przedstawić całkowicie za pomocą próbek w punktach  $n/(2a)$ ,  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ . Oryginalną funkcję można otrzymać z takich próbek za pomocą szeregu Shannona:

$$f(t) = \sum_{-\infty}^{\infty} f\left(\frac{n}{2a}\right) \frac{\sin\left[2\pi a\left(t - \frac{n}{2a}\right)\right]}{2\pi a\left(t - \frac{n}{2a}\right)}.$$

Najniższa częstość próbkowania, która zgodnie z twierdzeniem Shannona (zwanym też twierdzeniem Kotelnikowa) pozwoli odtworzyć pasmowo ograniczoną funkcję nazywa się *częstością Nyquista*. Jeśli transformata Fouriera funkcji znika poza symetrycznym przedziałem  $[-a, a]$ , wtedy częstość Nyquista wynosi  $2a$ .

Z rozszerzenia dwuwymiarowego tego twierdzenia wynika, że jeżeli radioźródło  $B(\xi, \eta)$  jest ograniczone na niebie do niewielkiego obszaru o rozciągłości  $|\xi| < \xi_0$  i  $|\eta| < \eta_0$  (radianów), wtedy można go jednoznacznie odtworzyć z próbek funkcji widzialności  $V(m\Delta u, n\Delta v)$ , gdzie  $\Delta u = 1/(2\xi_0)$ ,  $\Delta v = 1/(2\eta_0)$ , zaś  $m, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ .

smowej syntezy (MFS, od ang. Multi-Frequency Synthesis). Wiele z radioźródeł ma widma emitowanej mocy dość płaskie — w takim sensie, że struktura tych źródeł nie zmienia się znacząco przy zmianach częstości obserwacji w granicach 10 %. Dla nich to możliwe jest istotne wypełnienie luk pokrycia płaszczyzny  $uv$  przez obserwację równoległe, albo kolejno w czasie, na kilku częstościach. Ponieważ częstości przestrzenne skalują się z częstością obserwacji, to uzyskujemy całkowicie niezależne próbki funkcji widzialności w miejscach płaszczyzny  $uv$ , gdzie określona konfiguracja anten dla pojedynczej częstości obserwacji poz-

stawiałyby niewypełnione obszary. Pierwsze wykorzystanie takiej możliwości zademonstrowali Conway i Stannard (1975) przy odtwarzaniu rozkładu jasności źródła 3C273. Niedawno MFS użyto z powodzeniem na danych z VLA (Braun i in. 1987). Szczegółową dyskusję metody MFS przedstawili Conway i in. (1990) wnioskując, że może ona być szczególnie pożyteczna w technice VLBI.

### 4.1.2 Problem odtworzenia fazy

Drugim bardzo poważnym niedostatkiem obserwacji VLBI jest brak lub niepełna informacja o fazie funkcji widzialności. Wprawdzie zawsze mierzy się fazę funkcji korelacji (listków interferencyjnych), ale na ogół sygnał jest tak słaby, że samo tylko przesłedenie fazy przez kilka godzin bez utraty ciągłości (nieokreśloność  $2\pi$  lub  $360^\circ$ ) jest już nie lada problemem. Fazy funkcji widzialności, jako wolnozmiennego przyczynku do ogólnej fazy listków, często w ogóle nie można wydzielić. Problem fazowy jest spotykany przy odtwarzaniu obrazów obiektów z ich funkcji autokorelacji (które z natury nie mają fazy) w takich zastosowaniach, jak np. mikroskopia elektronowa, radioastronomia, czy rentgenowska analiza strukturalna. W radioastronomii problem sprowadza się do możliwości odtworzenia rozkładu jasności  $B$  źródeł z pomiaru samej amplitudy funkcji widzialności  $|V|$ . Z literatury znane są dowody istnienia jednoznacznych rozwiązań w szczególnych przypadkach źródeł jednowymiarowych oraz dla pewnych klas źródeł dwuwymiarowych (Bates i Napier 1972, Napier i Bates 1974, Bates 1978, Baldwin i Warner 1978, Finkelstein i in. 1983a). Bates (1969) zauważa, że ważne są zera zespolonej funkcji  $V$  na płaszczyźnie częstości przestrzennych. Okazuje się, że zera te tworzą pary, zaś widzialność — której moduł jest równy obserwowanemu — można wygenerować wybierając dowolnie jedno z zer każdej pary. Obecność  $M$  par zer oznacza zatem  $2^M$  możliwych zespolonych funkcji widzialności o takiej samej amplitudzie. W praktyce wiele z tych możliwych rozwiązań na ogół można odrzucić, gdyż nie spełniają one oczywistego kryterium nieujemności obserwowanego rozkładu jasności.

Od dawna wiadomo wszakże (Walther 1963), że w ogólności — nawet jeśli dysponujemy doskonałymi danymi w postaci amplitud funkcji widzialności — rozkładu jasności nie można odtworzyć jednoznacznie

bez faz. U Dainty'ego i in. (1979) znaleźliśmy kilka przekonujących przykładów zasadniczo różnych rozkładów jasności dających taką samą amplitudę widma przestrzennego nad płaszczyzną uv. Sytuację pogarsza fakt, że w praktyce dane są dalekie od doskonałości (niekompletne pokrycie płaszczyzny uv i zaszumienie pomiarów). Szumy w danych powodują, że położenie zer funkcji widzialności można określić tylko z dokładnością do pewnego skończonego obszaru, nie zaś punktowo. Ścisłej mówiąc, można określić rozkład prawdopodobieństwa położenia każdego zera. Przy braku informacji o fazie rozkład ten będzie symetryczny względem osi rzeczywistej, tzn. względem zerowej fazy (po prostu nie znamy znaku fazy).

## 4.2 Metody i techniki odtwarzania rozkładów jasności

Mimo wymienionych wyżej, na pozór nie do pokonania trudności, często udaje się odtworzyć wiarogodne mapy radioźródeł dysponując bardzo niepełną informacją o obserwablach. Pokrycie płaszczyzny uv wynikające z 5 baz, a w sprzyjających okolicznościach nawet z 3 lub 4 (Simon i in. 1980, Pearson i in. 1980), czyni praktycznie realną syntezę map radiowych. Dzieje się tak dlatego, że dużo informacji o fazie funkcji widzialności znajduje się w samych amplitudach, że często dysponujemy informacją *a priori* o źródle i że istnieją ograniczenia typu  $B \geq 0$ . Już na początku lat 80-tych wykonano mapy dziesiątków różnych radioźródeł technikami VLBI (Presuss 1981) — dziś trzeba by liczyć je już setkami.

Przedstawimy teraz kolejno najważniejsze ze schematów inwersji danych interferometrycznych prowadzących do rozkładów jasności źródeł w formie map. Część z nich — te najwymyślniejsze, omówione w drugiej kolejności — zrodziła się z ekstremalnych potrzeb techniki VLBI narzuconych niedoskonałością materiału obserwacyjnego. Metody inwersji bezpośredniej, p. 4.2.1 – 4.2.3, pozostawiają około 5-procentowe poziomy listków bocznych oraz wysokie poziomy pierścieni dyfrakcyjnych wywołanych dyskretnym (punktowym) próbkowaniem płaszczyzny uv — nawet przy dobrym pokryciu tej płaszczyzny. Gorsze przy-

padki pokrycia zwiększają te poziomy nawet do 30 % listka głównego charakterystyki systemu. Ponadto, metod tych nie da się zastosować w przypadkach braku pomiarów fazy funkcji widzialności.

### 4.2.1 Inwersja bezpośrednia

Polega ona na bezpośrednim wykorzystaniu twierdzenia Van Cittert-Zernike. W przypadku dyskretnych danych obserwacyjnych równanie transformujące ma postać:

$$B(\xi, \eta) = \sum_k w_k e^{-j(u_k \xi + v_k \eta)} V(u_k, v_k), \quad (4.1)$$

gdzie  $(\xi, \eta)$  są współrzędnymi na niebie, a  $(u_k, v_k)$  jest  $k$ -tym punktem płaszczyzny  $uv$ . Zsyntezowaną wiązkę charakterystyki kierunkowej odpowiadającą tej inwersji dostaje się przyjmując, że obserwowane źródło jest punktowe, tzn. kładąc na  $V$  wartość 1:

$$P(\xi, \eta) = \sum_k w_k e^{-j(u_k \xi + v_k \eta)}. \quad (4.2)$$

Kształt tej wiązki można formować przez odpowiedni wybór wag  $w_k$ .

Algorytm ten, ze względu na czasochłonność, jest rzadko używany.

### 4.2.2 Szybkie przekształcenie Fouriera (FFT)

Jeśli analizowane dane pochodzą z regularnej siatki na płaszczyźnie  $uv$ , to można zastosować wielokrotnie szybsze algorytmy obliczania widma (np. Cooley i Tuckey 1965, Winograd 1978). Zbiór obserwacyjnych punktów pomiaru nie tworzy takiej siatki i dlatego konieczna jest interpolacja (Thompson i Bracewell 1974, Bracewell i Thompson 1973, 1974). Interpolacji dokonuje się przez splot wartości pomiarowych funkcji widzialności z wybraną funkcją interpolującą. Do splatania używa się funkcji sinc ( $= \sin x/x$ ), gaussowskiej lub jednostkowej (interpolacja liniowa). Przyjmuje się, że jeżeli pole widzenia jest ograniczone do  $(1/\Delta u) \times (1/\Delta v)$ , to siatka powinna mieć „oczka” o rozmiarach  $\Delta u \times \Delta v$ , ale nie gęściej niż szerokość połowkowa wiązki. Skończony odstęp i regularność pobierania próbek z płaszczyzny  $uv$  wywołuje efekt

### O tzw. *griddingu*

Dane obserwacyjne o funkcji widzialności dotyczą różnych punktów płaszczyzny  $uv$ , nie pochodzących z regularnej siatki. Najważniejsze algorytmy odtwarzania map opracowano dla regularnych siatek. Proces interpolacji danych obserwacyjnych na taką siatkę współrzędnych nazywa się *griddingiem*. Polega on na wygładzeniu danych poprzez ich spłot z wybraną funkcją. Poleca się np. taką funkcję

$$C(u) = \begin{cases} \frac{\sin\left(\frac{\pi u}{b\Delta u}\right)}{\frac{\pi u}{b\Delta u}} e^{-\left(\frac{\pi u}{a\Delta u}\right)^2}, & \text{dla } |u| < \frac{m\Delta u}{2}, \\ 0, & \text{gdzie indziej.} \end{cases}$$

Wartości  $m = 6$ ,  $a \approx 2,52$  i  $b \approx 1,55$  dają w pewnym naturalnym rozumieniu optymalną funkcję. Po konwolucji funkcja wynikowa jest próbkowana w środkach oczek siatki. Odstępów próbek wybiera się zgodnie z twierdzeniem Shannona: jeśli rozmiary końcowej mapy są  $\Delta\xi \times \Delta\eta$  (rad), wtedy  $\Delta u = 1/\Delta\xi$ ,  $\Delta v = 1/\Delta\eta$  (w długościach fali,  $\lambda$ ).

uboczny (tzw. *aliasing*; Fomalont 1973, Kenderdine 1974) polegający na tym, że źródła spoza pola widzenia (spoza mapy) nakładają się na obserwowany obiekt. Zjawisko to jest analogiczne do efektu spowodowane próbkowaniem sygnałów w dziedzinie czasu z częstością mniejszą niż częstość Nyquista. Z tym niepożądanym zjawiskiem walczy się m.in. przez właściwy dobór funkcji wygładzającej użytej do interpolacji i przez poszerzenie pola widzenia.

Podprogramy FFT (od ang. Fast Fourier Transform) są obecnie powszechnie wykorzystywane jako elementy bardziej zaawansowanych iteracyjnych algorytmów odtwarzania obrazów radiowych (np. INVERT).

### 4.2.3 Metody analogowe

Wiadomo, że obraz dyfrakcyjny utworzony przez aperturę oświetloną światłem monochromatycznym jest transformatą Fouriera rozkładu jas-

ności na aperturze. Zjawisko to wykorzystuje się do inwersji funkcji widzialności zapisanej w tym przypadku na kliszy fotograficznej. Spójne światło po przejściu przez kliszę skupia się na siatkę fotodetektorów, na której powstaje obraz źródła. Metoda ta daje gorszą dokładność niż metody cyfrowe (Fomalont 1979).

Znane są metody wykorzystujące zjawisko piezoelektryczności do zamiany sygnału radiowego o niskiej częstotliwości na fale ultradźwiękowe, które w dalekim polu tworzą obraz przetworzony fourierowsko. Wspomnimy jeszcze tylko o wykorzystaniu w podobnych celach soczewek radiowych, kabli koncentrycznych i urządzeń opartych na strumieniach elektronów. Żadna z tych metod nie znalazła szerszego zastosowania w radioastronomicznej technice VLBI. Zainteresowanych tą tematyką kierujemy do pracy Cole'a (1979).

#### 4.2.4 Dopasowywanie modeli rozkładów jasności

Metody tej grupy wykorzystują zmierzoną funkcję widzialności do bezpośredniego wyznaczenia zgodnego z nią rozkładu jasności modelowego źródła. Dobieranie modelu jest zwykle procesem iteracyjnym, w którym parametry opisujące źródło — tzn. ilość składników, ich rozmiary i jasność — są modyfikowane w każdym cyklu, aż do osiągnięcia zadowalającej zgodności (Fomalont 1968). Cała analiza sprowadza się do minimalizacji błędu widzialności:

$$\Delta V = \sum_k |V(u_k, v_k) - V_m|^2, \quad (4.3)$$

gdzie  $V_m$  jest widzialnością modelowego źródła. Ze względu na wygodę przekształcania fourierowskiego, za składniki modelu przyjmuje się najczęściej rozkłady gaussowskie. Jeżeli dane wejściowe są bezfazowe, to absolutne położenie dopasowanego modelu — jak i jego orientacja — pozostają nieokreślone.

Metoda najmniejszych kwadratów zastosowana do równania (4.3) prowadzi do powstania nieliniowego układu równań, który można zlinearyzować w bezpośrednim sąsiedztwie rozkładu próbnego i dostać w wyniku jego rozwiązania niewielkie poprawki parametrów początkowych modelu. Poprawiony rozkład modelowy jest używany jako model początkowy w następnej iteracji. Jeśli modele są złożone, to proces



iteracyjny często bywa powolny i nie zawsze jest zbieżny (Fomalont i Wright 1974).

#### 4.2.5 Odejmowanie źródeł

Mapy radioźródeł często zawierają struktury pochodzące od listków bocznych zsyntezowanej wiązki. Struktury te zniekształcają, lub wręcz przesłaniają, obszary słabszej emisji. Skuteczną metodą usuwania tych zniekształceń jest odejmowanie funkcji widzialności intensywnych źródeł znajdujących się w polu widzenia, albo poza nim, od zmierzonej funkcji widzialności. Pomocną procedurą wyszukiwania silnych składników jest opisane w poprzednim podpunkcie dopasowywanie modeli. W przypadku względnie prostych struktur, oryginalna mapa zawierająca listki boczne na poziomie 30 % może być tym sposobem poprawiona do poziomów rzędu 5 % w początkowej skali (Fomalont i Wright 1974, Windram 1970).

#### 4.2.6 Czyszczenie map (CLEAN)

Podobnie jak poprzednia, metoda ta służy do usuwania wpływu listków bocznych charakterystyki promieniowania systemu antenowego. Jest to rodzaj pasmowo ograniczonego rozplatania (*dekonwolucji*), w którym rozkład jasności zostaje rozłożony na sumę pewnych przybliżeń charakterystyk promieniowania (zsyntezowanych wiązek) (Rogstad i Shostak 1971; por. też Greisen 1973).

Niech  $B_d(\xi, \eta)$  będzie rozkładem uzyskanym z prostej inwersji funkcji widzialności („brudna” mapa), a  $P_d(\xi, \eta)$  — odpowiednią wiązką instrumentalną („brudna” wiązka). Powszechnie stosowany algorytm czyszczenia, CLEAN (Högbom 1974), rozwiązuje następujące równanie:

$$B_d(\xi, \eta) = \sum_k A_k(\xi_k, \eta_k) P_d(\xi - \xi_k, \eta - \eta_k) + B_r(\xi, \eta), \quad (4.4)$$

gdzie  $B_r$  jest rezidualnym rozkładem jasności (pozostałość po czyszczeniu), a liczby  $A_k$  są wyznaczone w procesie rozwiązywania. Równanie (4.4) nie da się rozwiązać analitycznie, a metoda iteracyjna składa się

zwykle z następujących kroków:

- (A) wyznaczenie brudnej mapy i wiązki za pomocą inwersji fourierowskiej,
- (B) wyszukanie miejsca  $(\xi_i, \eta_i)$ , w którym jasność  $|B_d|$  jest największa
- (C) odjęcie z całej mapy pewnego ułamka  $q$  brudnej wiązki skierowanej na punkt  $(\xi_i, \eta_i)$ :

$$B'_d = B_d(\xi, \eta) - qB_d(\xi_i, \eta_i)P_d(\xi - \xi_i, \eta - \eta_i),$$

- (D) powrót do kroku (B) z nowym rozkładem  $B'_d$ , albo zakończenie procesu iteracji jeśli:  $|B_d(\xi_i, \eta_i)|$  jest mniejsze od zadanej wartości, bądź ilość iteracji przekracza zadaną granicę, bądź  $|B_d(\xi_i, \eta_i)|$  przestaje maleć.

W czasie kolejnych iteracji wiązka może być odjęta wielokrotnie, fragmentami, w tym samym miejscu. W praktyce przyjęcie  $q \approx 0,5$  prowadzi do szybkiej i dość dokładnej zbieżności. „Czystą” mapę dostaje się ze zsumowania zgodnie ze wzorem (4.4), w którym brudną wiązkę zastępuje się inną — „czystą”. Na tę czystą wiązkę przyjmuje się zwykle uciętą na poziomie 0,01 funkcję Gaussa najlepiej przybliżającą centralną część wiązki instrumentalnej (por. też procedurę Chow i Pelletiera, 1974).

Podstawową wadą algorytmu CLEAN jest niedokładna rekonstrukcja obszarów promieniowania rozciągniętego. Wśród zalet wylicza się znaczną szybkość (szczególnie w implementacji Clarka, 1980), względną prostotę w korzystaniu oraz wygodę w użyciu w różnorodnych procedurach autokalibracyjnych (np. Schwab 1980, Cornwell i Wilkinson 1981). Cornwell (1983) zaproponował dwie modyfikacje CLEANu mające na celu złagodzenie wspomnianej wady. Jedną z nich — wydaje się, że lepsza pod względem szybkości, prostoty i skuteczności — wymaga jedynie trywialnej zmiany algorytmu programu (pewnej modyfikacji brudnej wiązki).

Zalety CLEANu i trudność analizy matematycznej (z powodu iteracyjnego charakteru metody) uczyniły go powszechnym narzędziem radioastronomów jeszcze przed gruntownym zbadaniem poprawności metodycznej. Praktyka i późniejsze analizy algorytmu wykazały (Schwarz 1977a, 1977b, 1978, 1979, Sanroma i Estalella 1983), że oprócz niewątpliwych zalet ma on istotne ograniczenia zbieżności i jednoznaczności rozwiązań — szczególnie dla źródeł o bardziej złożonej strukturze.

Ograniczenia te w sumie jednak ujmują niewiele z praktycznej użyteczności CLEANu — oczywiście, jeśli tylko obserwator zdaje sobie sprawę z ich istnienia.

Program APCLN w AIPS (Astronomical Image Processing System) czyści obrazy według algorytmu CLEAN.

### 4.2.7 Kalibracja fazy na źródłach punktowych

Jest to metoda autokalibracji fazy, którą wykorzystuje się w wielu specjalnych przypadkach opracowania danych VLBI (np. Moran i in. 1967, Peckham 1973, Booth i in. 1981). Procedura może wyglądać następująco (Fomalont 1979): Na wstępie trzeba oczyścić mapę zwykłymi metodami. Następnie od funkcji widzialności należy odjąć wszystkie oczyszczone składniki z wyjątkiem jednego — tego kalibracyjnego — i odtworzyć mapę, która teraz zawiera jedynie to dominujące źródło punktowe, wraz z listkami bocznymi oraz amplitudą i fazą fluktuacji pochodzących z zakłóceń obserwacji. Wreszcie, należy oczyścić mapę początkową wykorzystując nową odpowiedź na źródło punktowe.

W praktyce, częściej wyizolowane w powyższy sposób źródło punktowe transformuje się na widzialność i jej fazę odejmuje się od faz obserwowanych. Zmodyfikowana tak obserwowana funkcja widzialności używana jest dalej w typowy sposób do odtworzenia obrazu źródła. Norris (1983) przedstawił rozszerzenie tej metody na przypadek, kiedy źródło odniesienia nie jest punktowe w zastosowaniu do obserwacji widmowych. Istota tego rozszerzenia polega na zwracaniu fazom względnym przyczynków pochodzących od struktury źródła referencyjnego, odjętych pierwotnie od faz obserwowanych w czasie obliczania faz różnicowych.

### 4.2.8 Metoda maksimum entropii (MEM)

Pierwsza zasada redukcji danych obserwacyjnych mówi, że rezultaty przekształceń dokonywanych na surowych wynikach powinny uwzględniać całą stosowną wiedzę i być z nią w zgodzie, oraz powinny być maksymalnie niezależne od niedostępnych danych. Zwykłe techniki inwersji (wyjawszy dopasowywanie modeli) zakładają *implicite* wartość zero funkcji widzialności w miejscach płaszczyzny  $uv$ , gdzie nie było

pomiarów. Metoda maksimum entropii (MEM od ang. Maximum Entropy Method; m.in. rozdz. V u Schoonevelde, 1979 i przegląd Narayana i Nityanandy, 1986) korzysta tylko z danych rzeczywiście zmierzonych i daje rozkład jasności, który jest najbardziej losowy, tzn. ma największą entropię, ze wszystkich możliwych rozkładów zgodnych z danymi obserwacyjnymi.

MEM została w pierw opracowana do analizy widmowej danych autokorelacyjnych (Burg 1967, Newman 1977, Usowicz 1981, McClellan 1982, Johnson 1982, Robinson 1982, Haykin 1990), a potem uogólniona dla potrzeb interferometrii radiowej przez Ablesa (1974). Wielu autorów sądzi, że jest to jedyna poprawna metoda analizy danych doświadczalnych. Mimo tego, nie zdobyła ona takiej popularności jak CLEAN, a kilkakrotnie była ostro krytykowana (np. Cornwell 1984, Frieden 1985, Terebizh 1991). Odnotowuje się m.in. fakt, że MEM prowadzi do niegodnej zaufania nadrozdzielczości jasnych izolowanych obiektów (np. Pearson i Readhead, 1984). Generalnie, poleca się stosowanie MEM obok innych metod i jeśli uzyskane wyniki okażą się zadowolająco zgodne, to można uznać je za w pełni wiarogodne.

U podstaw MEM leży minimalizacja (podobnie jak u CLEANu, w sensie odchyłek średniokwadratowych) rozbieżności pomiędzy końcową mapą a mapą odpowiadającą zmierzonej funkcji widzialności i maksymalizacja pewnego funkcjonału (entropii) mapy. Wyróżnia tę metodę z innych druga z wymienionych własności, która sprowadza się zasadniczo do dwóch kryteriów wcielanych bezpośrednio przez algorytmy: dodatniość rozkładu jasności i jego „gładkość”. W praktyce można określić kilka funkcjonałów entropii na jasności źródła [np.  $\sum_k \ln B(\xi_k, \eta_k)$ ], co — z teoretycznego punktu widzenia — jest słabością metody, ale wszystkie one prowadzą do podobnych wyników końcowych (Wernecke 1977, Sanroma i Estalella 1983).

Dzisiaj istnieje już spora liczba różnych algorytmów odtwarzania map metodą maksymalnej entropii, z których dość ogólnym jest schemat Skillinga i Bryana (1984). Algorytm „pseudo-MEM” Cornwella (1982) wykorzystuje CLEAN w procesie iteracyjnym, w którym brudna mapa jest modyfikowana w celu uzyskania końcowych składników „maksymalno-entropijnych”, a nie jak zwykle — „czystych”. Inne algorytmy oparte są całkowicie na maksymalizacji entropii (Wernecke i D’Addario 1977, Gull i Daniell 1978, Sanroma i Estalella 1983; por. też Lim i Malik

1981, Komesaroff i in. 1981).

Radioastronomowie często używają stosunkowo prostego algorytmu dekonwolucji MEM zaimplementowanego w programie VM należącym do pakietu AIPS. W algorytmie tym (Cornwell i Evans, 1985) stosuje się proste podejścia Newtona–Raphsona do optymalizacji względnej entropii obrazu z pewnymi warunkami ograniczającymi. Sault (1990) zauważył, że jedynie poprzez modyfikację sposobu wyznaczania parametrów kontrolnych algorytm ten można istotnie poprawić. Efektywnie prowadzi to do o 20 – 35 % szybszej zbieżności do końcowych rozwiązań.

Ostatnie kilka lat przyniosło gwałtowny postęp w technikach odtwarzania obrazów z zastosowaniem MEM w innych niż radioastronomia dziedzinach (np. Weir i Djorgovski 1991, Usowicz 1993). Możemy więc domyślać się dalszego wzrostu znaczenia tej metody także i w VLBI.

### 4.2.9 Metody bezfazowe (mapy hybrydowe)

Informacja o obrazie zawarta jest zarówno w amplitudach jak i w fazach składników widma (funkcji widzialności). I chociaż, formalnie rzecz biorąc, obie wielkości są całkowicie niezależne, to pewna część informacji o samych fazach tkwi już w amplitudach. Dlatego też nawet zupełny brak pomiaru faz listków interferencyjnych nie przesądza jeszcze o nieprzydatności takich danych do tworzenia map. Opierając się na technikach stosowanych m.in. w krystalografii Baldwin i Warner (1976) opracowali metodę bezfazowego odtwarzania rzeczywistych rozkładów jasności w przypadku, gdy jedno źródło punktowe dominuje w polu widzenia (por. też Riley i Pooley 1978). Później rozszerzyli ją oni (Baldwin i Warner 1978) na przypadki ogólniejsze — bez wymogu punktowości czy dominacji.

Jeden ze sposobów polega na przetransformowaniu (fourierowsko) nie samych amplitud, lecz ich kwadratów z fazami ustalonymi na zerze i analizie takiej mapy próbnej. W analizie tej wykorzystuje się fakt, że mapa uzyskana z kwadratów amplitud jest dwuwymiarową funkcją autokorelacji mapy prawdziwej, w związku z czym posiada szereg charakterystycznych symetrii pozwalających odróżnić składniki rzeczywiste od fałszywych.

W drugiej metodzie używa się mapy próbnej zawierającej niektóre ze składników prawdziwych. Można ją uzyskać z analizy mapy otrzymana-

nej z kwadratów amplitud (z poprzedniej metody), bądź wykorzystując inne informacje. Z takiej mapy oblicza się fazy funkcji widzialności i dołącza do obserwowanych bezfazowych amplitud. Tak skomponowane dane stanowią punkt wyjścia do nowej, poprawionej mapy próbnej zwanej *hybrydową*. Po 2 – 3 cyklach poprawiania map próbnych dostaje się mapę o jakości zbliżonej do mapy prawdziwej.

Kus i in. (1981; por. też Grzybek 1983) wyznaczali rozkład jasności z samych amplitud listków interferencyjnych korzystając z metody podobnej do proponowanej przez Forta i Yee (1976) i rozszerzonej przez Cohena (Wilkinson i in. 1977). Początkowy model źródła transformowano na funkcję widzialności, której samą tylko fazę wykorzystywano w miejsce brakujących faz w danych obserwowanych. Uzyskana tak widzialność „hybrydowa” była transformowana na rozkład jasności. Wynikową mapę czyszczono CLEANem i ponownie transformowano do funkcji widzialności, której fazy wraz obserwowanymi amplitudami były podstawą do następnego przybliżenia rozkładu jasności.

Mapy hybrydowe — z powodu braku fazy — mają 180-stopniową nieokreśloność pozycji (orientacji) i dowolność położenia na niebie. Na ogół istnieje jednak jakaś szcążtkowa informacja o fazie, która wystarcza do rozwiązania wspomnianej nieokreśloności. Dowolność położenia zaś oznacza tylko tyle, że nie da się z takiej analizy poprawić współrzędnych środka mapy (centrum fazowego) przyjętych w procesie korelacji.

Termin „hybrydowe” przylgnął później do ogólniejszej klasy map zrekonstruowanych z niepełnych danych obserwacyjnych i wykonanych niekonwencjonalnymi metodami.

#### 4.2.10 Metody zamkniętych obserwacji

Znaną wcześniej metodę *zamkniętych faz* (ang. closure phase; Jennison 1958, Rogstad 1968) Rogers i in. (1974) przystosowali do odtwarzania map VLBI obarczonych błędami fazy. Jej istotą jest tworzenie algebraicznej kombinacji obserwowanych faz funkcji korelacji wokół triad anten  $(k, l, m)$ . W takich kombinacjach wszystkie indywidualne przyczynki do fazy, a związane z miejscem obserwacji (atmosfera Ziemi, teleskop), znoszą się całkowicie wraz, zresztą, z całą przypisaną środkowi źródła fazą:

$$\Phi_{kl} + \Phi_{lm} + \Phi_{mk} = 0 \quad (4.5)$$

(bo  $\Phi_{ij} = \phi_i - \phi_j$ ). To co nie znika w zamkniętych fazach jest związane tylko ze strukturą źródła i pochodzi z zespolonej funkcji widzialności. W rzeczywistości fazy  $\Phi_{ij}$  ze wzoru (4.5) są tylko estymatorami tych wielkości na poszczególnych bazach sieci, a zatem są obciążone niewielkimi błędami wprowadzonymi w czasie korelacji oraz błędami wynikającymi ze skończonej czułości systemów odbiorczych (błąd „termiczny”  $\epsilon$  ze wzoru (3.12)).

Ponieważ z  $n$ -elementowej sieci anten dostaje się  $\binom{n}{2} = n(n-1)/2$  niezależnych faz (i amplitud) stowarzyszonych z tyłoma wektorami baz, zaś niezależnych faz względnych jest  $n-1$  (na jedną z faz można położyć wartość 0), to daje się utworzyć

$$\binom{n}{2} - (n-1) = \frac{(n-1)(n-2)}{2}$$

niezależnych zamkniętych faz. Wynika z tego, że zamknięte fazy zawierają  $[(n-1)(n-2)/2] / \binom{n}{2} = (n-2)/n$  całkowitej informacji o fazie funkcji widzialności.

Opracowano kilka programów iteracyjnych dopasowujących modele rozkładów jasności z uwzględnieniem zamkniętych faz (np. Fort i Yee 1976, Wilkinson i in. 1977, Cotton 1979). W wersji Readheada i Wilkinsona (1978; też Wilkinson i Readhead 1979) pierwszy krok cyklu iteracji polega na obliczeniu  $n-1$  faz funkcji widzialności z modelu źródła, w drugim rozwiązuje się  $(n-1)(n-2)/2$  równań zamkniętych faz w celu wyliczenia pozostałych faz funkcji widzialności z wartości obserwowanych, a pozostałe kroki są identyczne z tymi, które występują w dowolnym pakiecie programów procedury INVERT i CLEAN.

Do celów analizy danych VLBI zaprzęgnięto również znaną wcześniej (Twiss i in. 1960), ale zapomnianą metodę zamkniętej amplitudy — analogu do zamkniętej fazy — stosowaną w przypadku obserwacji przynajmniej czterema teleskopami ( $k, l, m, n$ ).

Jeżeli wyrażenie (1.16) stanowiące model listków interferencyjnych (funkcji korelacji) można przybliżyć przez

$$r_{kl} = g_k g_l e^{j(\phi_k - \phi_l)} V_{kl}, \quad (4.6)$$

to wielkość

$$A_{klmn} = \frac{r_{kl}r_{mn}^*}{r_{km}r_{ln}^*} = \frac{V_{kl}V_{mn}^*}{V_{km}V_{ln}^*} \quad (4.7)$$

jest zupełnie wolna od współczynników wzmocnienia anten i systemów odbiorczych  $g_i$ , czyli od czynników zawierających błędy amplitudy. Dla każdej czwórki anten można utworzyć trzy takie niezależne wielkości [oprócz wypisanej jeszcze kombinacje  $klnm$  i  $knml$ , które nazywane są *zamkniętymi widzialnościami* (Readhead i in. 1980)]. *Zamkniętą amplitudą* nazywa się moduł zamkniętej widzialności, bądź wielkość analogiczną do (4.7), utworzoną z modułów widzialności. Mamy dwie niezależne zamknięte amplitudy w sieci czteroantenowej. Ogólniej, w sieci  $n$ -elementowej jest  $\binom{n}{2}$  niezależnych funkcji korelacji  $r_{kl}$ , a niezależnych amplitud jest tyle, ile teleskopów, czyli  $n$ . Możliwe jest więc utworzenie

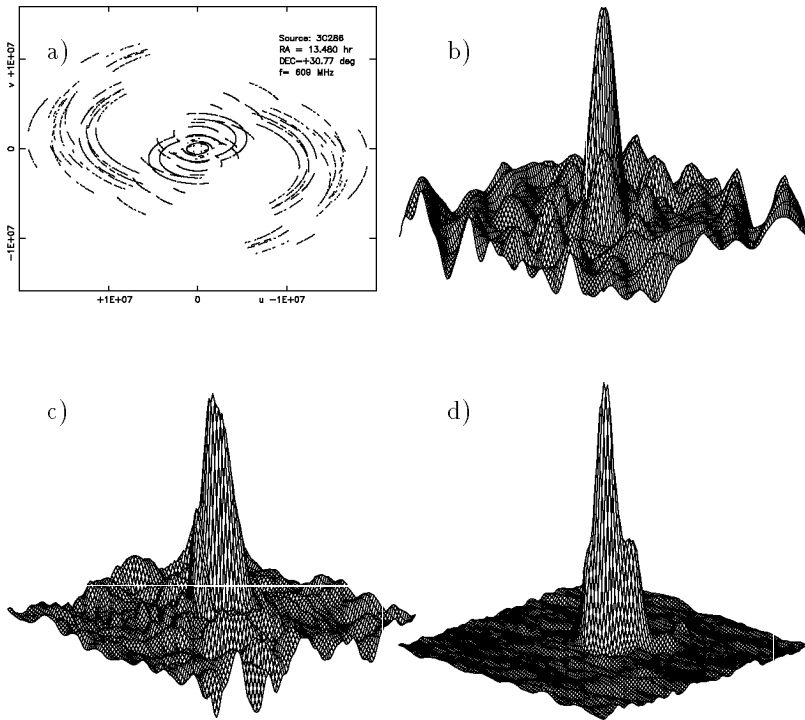
$$\binom{n}{2} - n = \frac{n(n-3)}{2}$$

niezależnych zamkniętych amplitud (bądź innych niezależnych wielkości niosących informacje o amplitudzie). Wynika z tego dalej, że ułamek całkowitej informacji o amplitudach funkcji widzialności w zamkniętych amplitudach wynosi  $[n(n-3)/2]/\binom{n}{2} = (n-3)/(n-1)$ . Oznacza to, że kiedy sieć liczy 10 stacji, to już niemal 80 % całkowitej informacji o funkcji widzialności znajduje się w dwu wielkościach zamkniętych — amplitudzie i fazie. Dołączenie jeszcze jednej stacji do takiej sieci niewiele już poprawia efektywność wykorzystania informacji tkwiącej w oryginalnych danych (pozostaje, oczywiście, niezmiennie ważna wynikająca z tego uzupełnienia poprawa pokrycia płaszczyzny  $uv$  — w tym przypadku o czynnik 2). Readhead i in. (1980) pokazali, że metodą zamkniętych amplitud można uzyskiwać wiarogodne mapy w obecności nawet znacznych błędów pomiaru amplitudy listków interferencyjnych.

Jeszcze bardziej zaawansowane podejście do hybrydowej rekonstrukcji obrazów radioźródeł zaproponowali Schwab (1980) i Cornwell i Wilkinson (1981). W tych podejściach łączy się cechy algorytmów zamkniętych faz i zamkniętych amplitud i — co jest chyba jeszcze cenniejsze — uwzględnia się różnie ważne indywidualne błędy teleskopów sieci.

Cornwell i Wilkinson w swojej procedurze używają najpierw mapy próbnej do obliczenia  $|V_{kl}|$  i  $\Phi_{kl}$  dla wszystkich obserwowanych punk-





Rys. 4.1: Przykład pokrycia płaszczyzny  $uv$  (a), odpowiadającej temu „brudnej wiązki” sieci (b), „brudnej mapy” (c) i mapy końcowej (d). Wyniki pochodzą z pracy Mareckiego (1992) i dotyczą źródła 3C286 obserwowanego na częstotliwości 609 MHz w dziesięciu stacjach VLBI (sieć globalna, w tym Toruń i Arecibo) w październiku 1986 r. Uzyskano je stosując m.in. metody zamkniętych faz i amplitud. Najmniejsza podziałka skali częstości przestrzennych wynosi  $10^7 \lambda$ , zaś mapy obejmują obszar  $240 \times 240$  mas. Do rekonstrukcji końcowej mapy użyto czystej wiązki o rozmiarach  $9 \times 17$  mas

tów bezpośrednio przez transformację Fouriera. Następnie obliczane są błędy amplitudy i fazy dla każdego odcinka integracji funkcji korelacji z wykorzystaniem wszystkich dostępnych danych obserwacyjnych na wszystkich bazach. Obserwowane wielkości są korygowane i przetwarzane za pomocą typowego programu — w danym przypadku INVERT i CLEAN — na mapę próbną. Proces zostaje powtórzony z tą nową mapą. W kolejnych iteracjach poprawki stają się na ogół mniejsze, a test zbieżności pozwala zakończyć pracę we właściwym momencie.

Warto jeszcze raz zwrócić uwagę, że wielkości zamknięte są całkowicie niezależne od mocy źródła i jego położenia — tak samo, jak od błędów tych parametrów. Z tego powodu mapy oparte wyłącznie na zamkniętych obserwacjach — podobnie, jak mapy hybrydowe Baldwina i Warnera — mają dowolność początku współrzędnych i ponadto dowolność skali strumienia.

#### 4.2.11 Metoda minimum informacji (MIM)

W opisanych procedurach odtwarzania rozkładów jasności łatwo można zauważyć przynajmniej trzy poważne uchybienia metodyczne. Po pierwsze, interpolację obserwowanej funkcji widzialności wykonuje się pomiędzy danymi odnoszącymi się do różnych momentów i różnych interferometrów sieci. Czyni to, że informacja o błędach na poszczególnych bazach zostaje rozmyta, a korekcja może być wykonana jedynie metodami iteracyjnymi; także sam proces interpolacji jest źródłem błędów. Po drugie, w miejscach na płaszczyźnie  $uv$ , gdzie nie ma obserwacji kładzie się zera na funkcję widzialności. Prowadzi to do nadmiernego wzrostu listków bocznych brudnej wiązki. Wreszcie — po trzecie — zwykle zaniedbuje się całkowicie informację zawartą w części urojonej brudnej mapy (tylko niektórzy autorzy stosują „zespólny” CLEAN).

Zauważając te niedostatki Pfeleiderer (1988, 1989, 1990, 1991) proponuje całkowicie różne podejście do problemu odtwarzania map, które jest od nich wolne, a które wcześniej opracowano dla dziedziny optycznej. W podejściu tym konstruuje się rzeczywiste równania na rozkład jasności w funkcji jedynie obserwowanych danych o funkcji widzialności: każda wartość tej funkcji wyrażana jest przez sumę przyczynków od wszystkich elementów (*pikseli*) rozkładu. Następnie, tworzy się układ równań liniowych wyrażający dopasowanie minimalizujące sumę norm

różnic pomiędzy widzialnościami obserwowanymi i uzyskanymi z modelowego rozkładu jasności. Tak powstały układ można interpretować jako splot rozkładu z pewnym rodzajem wiązki instrumentalnej (zmodyfikowana brudna wiązka) i może być poddany procesowi rozplatania (dekonwolucji) w zasadzie dowolną metodą.

Algorytm dekonwolucji wspomnianego układu, zaadoptowany już do potrzeb radioastronomii (Kus i in. 1992; pełniejszy opis ma być wkrótce opublikowany), opiera się na „metodzie minimum informacji” (MIM) z użyciem kryterium wygładzającego (Pfleiderer 1989, 1990) wprowadzanego w sposób analogiczny, jak to czynił Cornwell (1983) usprawniając CLEAN, o czym wspominaliśmy wcześniej. Układ ten jest normalizowany tak, by rezidua (błędy obserwacyjne) rozwiązania miały rozkład w przybliżeniu normalny o zerowej średniej i jednostkowym rozrzucie. Wspomniane kryterium uwzględnia ilościową informację o strukturze (np. rozkład intensywności) czyniąc, że wygładzanie i rozplatanie są raczej operacjami lokalnymi na płaszczyźnie mapy (im punkty są bardziej odległe, tym mniejszy mają wzajemny wpływ na wyniki wymienionych operacji). Ta własność, unikalna dla tej metody, jest szczególnie pożądana ze względu na możliwość uzyskiwania wysokich rozdzielczości, nawet nadrozdzielczości — poza granice wyznaczone teorią próbkowania (ang. *superresolution*).

#### 4.2.12 Metody stosowane przy dużych polach widzenia

We wszystkich standartowych metodach tworzenia map obraz otrzymuje się poprzez dwuwymiarową transformację Fouriera danych obserwacyjnych o funkcji widzialności radioźródła. Zasadnicze usprawnienia ostatniej dekady polegały na dopracowywaniu metod dekonwolucji w celu poprawy błędów wynikających z niekompletności obserwowanego widma przestrzennego, oraz na udoskonalaniu samokalibracji potrzebnej do eliminacji błędów kalibracji. Mniej uwagi poświęcono kilku innym lecz równie podstawowym niedostatkom (Cornwell i Perley 1992), ważnym przy obserwacjach obiektów bardziej rozciągniętych.

Po pierwsze, próbki funkcji widzialności przypisane są środkowi pasma odbieranych częstotliwości — w istocie reprezentują one odcinki pro-

stych na płaszczyźnie  $uv$ . Uśrednienie po częstościach obserwacji prowadzi do wymazywania składników widma przestrzennego odległych od środka pasma. Proponuje się jako remedium używanie węższych pasm.

Po drugie, analogiczne do wygładzania w obserwowanym paśmie jest wygładzanie w dziedzinie czasu przy uśrednianiu sygnału (funkcji widzialności) niejako wzdłuż ścieżki na płaszczyźnie  $uv$ . Rozwiązaniem tego problemu jest stosowanie krótkich czasów uśredniania.

Po trzecie, błędy fazowe wprowadzane przez atmosferę są różne w różnych obszarach pola widzenia. Może to mieć szczególnie duże znaczenie przy obserwacjach na dłuższych falach (metrowych). Dla takich przypadków Schwab (1984) proponuje zmodyfikowany algorytm autokalibracji.

Po czwarte, skończone rozmiary poszczególnych teleskopów sieci VLBI powodują, że ich pola widzenia są także skończone. Odtwarzanie rozkładów jasności kątowo większych wymaga techniki „mozaikowania”. Polega ona na składaniu dużej mapy z wielu mniejszych, z których każda jest zrobiona wokół nieco przesuniętego centrum fazowego, albo — gdy teleskopy mają bardzo wąskie wiązki — każda otrzymana z innej obserwacji (z teleskopami skierowanymi na inne obszary źródła). Cornwell (1988) opracował algorytm odtwarzania map mozaikowych z użyciem MEM (odpowiedni program, VTESS, dostępny jest w pakiecie AIPS).

Wreszcie, zintegrowane próbki funkcji widzialności mierzone są niekoplanarnie. Dowolnemu punktowi na mapie przypisuje się widzialność na częstościach przestrzennych odpowiadających rzutowi punktów próbkujących (radioteleskopów) na płaszczyznę  $uv$  prostopadłą do kierunku widzenia owego punktu na niebie. Częstości przestrzenne zmieniają się w ogólności w dość złożony sposób wraz ze zmianami punktów na niebie. Związek rozkładu jasności z niekoplanarną funkcją widzialności nie jest już prostą dwuwymiarową transformatą Fouriera, lecz transformatą trójwymiarową. Cornwell i Perley (1992) opracowali dwie metody odtwarzania map z niekoplanarnych danych stosując je do obserwacji na częstości 327 MHz za pomocą VLA.

Dla map dużych obszarów zawierających wiele prawie punktowych źródeł nową technikę nazwaną po ang. *beam-sets* opracowali Waldram i McGilchrist (1990). Użyto jej w Cambridge do przygotowania przeglądów na częstościach 38 (Rees 1990) i 151 MHz (7C).

### 4.3 Dynamika map

*Dynamika* określa jakość mapy. Definicje są jednak różne. Jedni uważają, że jest to stosunek intensywności źródła w maksimum,  $F_{max}$ , do średniej odchyłki kwadratowej w pustych obszarach mapy, inni za ten drugi czynnik biorą pierwszy ujemny kontur mapy. Najczęściej na miarę dynamiki bierze się stosunek  $F_{max}$  do najniższego wiarogodnego konturu. Żadna z tych definicji nie jest zadowalająco jednoznaczna, a ponadto występuje tutaj bardzo silna zależność od mocy źródła.

Równomiernie próbkowana mapa ma szum średniokwadratowy (termiczny)  $\sigma/\sqrt{N}$ , gdzie  $N$  jest liczbą punktów pomiarowych, a  $\sigma$  wyraża błąd pojedynczego pomiaru, który jest funkcją stosunku sygnału do szumu,  $\mu$ . Oczekiwaną dynamikę można więc ocenić z wyrażenia:

$$\frac{F_{max}}{k\sigma/\sqrt{N}} \quad (4.8)$$

gdzie czynnik  $k$  zamienia błąd  $\sigma$  na wielkość szczytową i mieści się między 4 i 5. Jak wynika z opublikowanych map, w praktyce VLBI najniższe wiarogodne kontury przewyższają oczekiwane granice szumów termicznych o czynnik 10 do 100 (Wilkinson 1983). Są wszakże liczne przykłady osiągnięcia dynamiki rzędu kilkuset (np. Wilkinson i in. 1986, Kus i in. 1990), a nawet tysiąca czy dwóch (np. Zensus i in. 1988, Unwin i Davis 1988, Benson i in. 1988).

Trudności osiągnięcia dużej dynamiki map VLBI wynikają z nierównomiernego próbkowania na płaszczyźnie  $uv$  i często dużych luk w jej pokryciu. Użycie metod zamkniętych obserwacji także częściowo redukuje dynamikę na skutek utraty informacji o funkcji widzialności. Na przykład, w przypadku sieci 10-antenowej, te 80 % informacji wspomniane nieco wcześniej oznacza efektywne zmniejszenie ilości punktów  $N$  o czynnik 0,8. Mechanizm tej straty można interpretować następująco: wyznaczając błędy teleskopów z zaszumionych danych — tak, jak w metodach zamkniętych obserwacji — i używając ich dalej do poprawienia danych wprowadza się dodatkowy szum na powrót do mapy.

Wilkinson (1983) pokazał, że duże znaczenie dla dynamiki map VLBI mają błędy *systematyczne* w wyznaczeniach amplitudy funkcji widzialności. Oto kilka z jego argumentów w tej ważnej sprawie. Angielski system interferometrów o łączach mikrofalowych, MERLIN,


pracował wówczas w warunkach bardzo zbliżonych do techniki VLBI (5 – 6 teleskopów, próbkowanie jednobitowe) i stosowano do niego te same metody syntezy apertury co w VLBI. Z porównania map uzyskanych z tego instrumentu z obrazami amerykańskiej VLA wynika, że osiągnano tutaj regularnie granice wiarygodności konturów na poziomie szumów termicznych. Testy komputerowe wskazują, że kiepskie pokrycie płaszczyzny  $uv$  wcale nie jest krytyczne dla wiarygodności mapy. Wreszcie, doświadczenia zdobyte na MERLINie sugerują, że doskonale mapy można kreować już wówczas, gdy stosunek sygnału do szumu na wszystkich bazach przewyższa wartość  $\sim 2$ , przy której szum termiczny mapy nie powinien być więcej niż dwukrotnie większy od oczekiwanego w przypadku idealnej stabilności faz i amplitud. Pozostają zatem tylko błędy systematyczne funkcji widzialności jako jedyne źródło gorszej niż można by oczekiwać dynamiki map VLBI. Chodzi tutaj o błędy, które nie znoszą się w zamkniętych obserwacjach, tzn. te, które wiążą się z bazami (albo z korelatorem). Wilkinson wyliczył kilka tego rodzaju błędów i zademonstrował ich degradujący wpływ na jakość mapy. Po dalsze studia dynamiki map kierujemy czytelnika do Hamakera (1979), Cohena (1980), Condon i in. (1982) oraz Norrisa (1983). Wspomnieć trzeba, że w tych dyskusjach pomijane jest źródło potencjalnych systematycznych błędów amplitudy funkcji widzialności, tkwiące w próbkowaniu jednobitowym (Borkowski 1986).

Na koniec warto odnotować podstawową prawdę, którą powinien znać każdy twórca map VLBI:

błędy amplitudy prowadzą do fałszywych symetrycznych struktur na mapie, zaś błędy fazy — do struktur antysymetrycznych (Wilkinson 1983).

## Rozdział 5

# Widmowa VLBI

 adanie linii widmowych w radioastronomii rozpoczęło się w 1951 r. wykryciem neutralnego wodoru w przestrzeni międzygwiazdowej na fali o długości 21 cm (Ewen i Purcell 1951). Pierwsze obserwacje były z konieczności wykonywane za pomocą odbiorników przestrajanych lub wielokanałowych i na ogół z wykorzystaniem pojedynczych radioteleskopów. Obecnie do tego celu używa się powszechnie także interferometrów — tak konwencjonalnych, jak i wielkobazowych.

Filtrowanie wielokanałowe i przestrajanie odbieranego pasma częstości to tylko dwa z możliwych sposobów analizy widmowej sygnałów. Równoważny efekt dostaje się przez transformację Fouriera czasowych przebiegów albo ich funkcji autokorelacji. W przypadku interferometrii ważne są widma wzajemne uzyskiwane bądź przez wymnożenie transformat Fouriera dwóch sygnałów, bądź przez wykonanie takiej transformacji na funkcji korelacji wzajemnej tych sygnałów. W VLBI stosuje się praktycznie wyłącznie tylko ten ostatni sposób.

Związki widma z przebiegami czasowymi i ich funkcjami (auto)-korelacji, opierają się na znanych twierdzeniach o transformacie Fouriera i o splocie (np. Bracewell 1965). Związki te bywają nazywane też *twierdzeniem Wienera-Chinczyna* (albo -Khintchine) (np. Bendat i Piersol 1971, 1980):

$$S(f) = \int_{-\infty}^{\infty} r(\tau) e^{-j2\pi f \tau} d\tau \quad (5.1)$$

gdzie  $f$  jest częstotścią w uzyskanym widmie, a  $\tau$  – wzajemnym zapóźnieniem korelowanych sygnałów.

Wraz z szybkim rozwojem elektroniki cyfrowej na początku lat sześćdziesiątych stało się możliwe wykorzystanie dokładności i stabilności technik cyfrowych do analizy widmowej. W systemach radioastronomicznych funkcja (auto)korelacji nie jest mierzona bezpośrednio, lecz na ogół jest oceniana z cyfrowych próbek sygnału. Często też, ta postać cyfrowa jest ograniczana do zaledwie jednego bitu reprezentującego znak oryginalnego sygnału — tak, jak w opisanych już w tej pracy cyfrowych systemach VLBI. Operacja korelacji ograniczonego sygnału staje się wtedy wyjątkowo prosta: wynik korelacji jest albo 1 (oba sygnały mają identyczny znak), albo  $-1$  (przeciwne znaki). W przeszłości uważano, że strata informacji (o czynnik  $\pi/2$ , tzn. o około 36 %), wynikająca z kwantyzacji jednobitowej, jest jeszcze znośna w kontekście większych kosztów systemów opartych na próbkowaniu wielobitowym (dzisiaj korelatory wielobitowe są raczej normalnością). Bliższe analizy wykazują, że np. próbkowanie dwubitowe zmniejsza straty do 12 % (Cooper 1970), a trzybitowe — już do 5 % w stosunku sygnału do szumu liczonego względem systemu analogowego. Jednakże równoległe z tą poprawą rośnie również gwałtownie złożoność cyfrowej logiki takich korelatorów (Cooper 1976). Ponadto jak pokazali Burns i Yao (1969; por. też Bowers i Klinger 1974), czułość korelatora jednobitowego (także wielobitowych) można znacząco poprawić, zwiększając szybkość próbkowania ponad minimalną *częstość Nyquista* (równą podwojonej szerokości odbieranego pasma). Np. dwukrotnie szybsze próbkowanie zmniejsza wspomniane straty teoretycznie z 36 do 26 % (doświadczalnie stwierdzono tylko 22 %).

Technikę jednobitową jako pierwszy zastosował Goldstein (1962) do analizy widma echa radarowego z Wenus, a krótko po nim Weinreb (1963) wprowadził ją do radioastronomii, próbując wykryć linię deuteru na częstotści 327 MHz. W kilka lat później, u zarania rozwoju techniki wielkobazowej, wykonano pierwsze analizy widmowe obserwacji VLBI (Moran i in. 1968, Burke 1969).

Cyfrowa spektroskopia korelacyjna ma wiele zalet w porównaniu z innymi technikami. Mimo konieczności stosowania komputera do wykonania operacji przekształcenia Fouriera, korelator cyfrowy jest tańszy np. od systemów zawierających wielokanalowe analizatory widma.



W przypadku dłuższych integracji sygnału stabilność tego korelatora jest też lepsza. Poprzez sprzężenie oscylatorów lokalnych i urządzeń próbkujących z atomowym wzorcem częstości kalibracja widma może mieć dokładność atomową. Ponadto korelatory cyfrowe pozwalają na swobodny wybór rozdzielczości widma przez prostą zmianę częstości próbkowania. Ich wadą jest ograniczona szerokość widma wynikająca z szybkości dostępnych elementów elektronicznych, co jednak nie ma większego znaczenia w VLBI, w której pasmo jest i tak ograniczone przez systemy rejestracji sygnałów.

Na wyjściu normalnego korelatora VLBI dostaje się dyskretne wartości funkcji korelacji wzajemnej sygnałów zapisanych w dwóch ( $k$  i  $l$ ) lub więcej stacjach  $r_{kl}(\tau)$ , w wielu kanałach zapóźnień  $\tau$ . Ponieważ ta funkcja nie jest parzysta w odróżnieniu od funkcji autokorelacji, to pomiary jej muszą być wykonane zarówno z dodatnimi, jak i ujemnymi zapóźnieniami. Transformata Fouriera tych wartości, czyli widmo wzajemne sygnałów  $S_{kl}(f)$ , będzie zatem w ogólności zespolona.

W systemach VLBI sygnały są zapisywane jednokanałowo w tym sensie, że nie odbiera się składowej ortogonalnej (w interferometrach konwencjonalnych uzyskiwanej przez użycie dwóch sprzęgniętych oscylatorów lokalnych generujących sygnały sinusoidalne w kwadraturze, tzn. o fazach przesuniętych o  $90^\circ$ ), dlatego funkcja korelacji wzajemnej jest rzeczywista, a jej transformata jest hermitowska:  $S(-f) = S^*(f)$ . Powoduje to, że widmo uzyskane z ortogonalnego kanału korelatora VLBI nie wnosi żadnej nowej informacji (dostaje się tam widmo  $jS(f)$ , być może z wyjątkiem składnika o częstości zerowej, któremu odpowiada wartość średnia i który znika dla sygnałów losowych). W związku z tym, jeśli stosunek sygnału do szumu nie jest krytyczny, w czasie korelacji obserwacji widmowych kanały ortogonalne można w ogóle pominąć na korzyść zwiększonej rozdzielczości końcowych widm. Tak się postępuje np. przy pracy w trybie widmowym angielskiego MERLIN-u (Norris i in. 1982). W analogiczny sposób, żadnej dodatkowej informacji nie niesie druga połowa hermitowskiej transformaty Fouriera.

Prawdziwa funkcja korelacji ma nieskończenie wiele punktów, zaś korelator próbkuje ją tylko w  $N$  punktach (kanałach zapóźnień). Wybór  $N$  punktów odpowiada pomnożeniu prawdziwej funkcji korelacji przez prostokątną funkcję okna o szerokości  $N/(2\Delta f)$ , gdzie  $\Delta f$  jest szerokością pasma w.c.z. odbieranego sygnału próbkowanego z częs-

tością Nyquista. Po transformacji do dziedzinności częstości zgodnie ze wzorem (5.1) jest to równoważne spłotowi (a więc wygładzeniu) prawdziwego widma z transformatą Fouriera funkcji okna, czyli tutaj z  $\text{sinc}(f_v) = \sin(\pi f_v)/(\pi f_v)$ . Funkcja sinc ma wiele malejących listków bocznych (ekstremów), ujemnych i dodatnich na przemian, z których pierwszy ma wysokość  $-22\%$  listka głównego. Uwidacznia się to w widmach z wąskimi liniami typu źródeł maserowych jako „dzwonienie”, którego skutkiem jest pojawianie się na pozycji silnego masera źródeł absorpcyjnych i emisyjnych na przemian, na mapach wykonanych z danych z kolejnych kanałów widmowych.

Kiedy funkcja okna ma wspomnianą wyżej szerokość, to jej transformata ma szerokość mierzoną na połowie wysokości głównego listka 1,2 razy odwrotność szerokości okna, czyli  $2,4\Delta f/N$ . Wielkość tę uważa się za miarę rozdzielczości otrzymanego widma.

Poza opisanym zjawiskiem wygładzania widma przez funkcję okna, w analizie widmowej pojawia się dodatkowo tzw. *efekt Gibbsa* (np. Bracewell 1965, Yuen i Fraser 1976, D'Addario 1982), tj. pewne zniekształcenia widma w jego niskoczęstościowej części, wywołane przez omówione wygładzanie w obszarze nagłej zmiany znaku części urojonej widma przy przejściu przez częstość zerową (hermitowskość). Skutecznym sposobem na oba te zjawiska jest wygładzanie stromych z natury brzegów prostokątnej funkcji okna. Istnieje wiele w praktyce stosowanych funkcji okna (np. Ball 1976), ale w VLBI najczęściej używa się tzw. okna Hanna (np. Otnes i Enochen 1972), którym jest  $\cos^2(\pi\tau\Delta f/N)$ , a w dziedzinie częstości sprowadza się to do prostego zsumowania trzech sąsiadujących wartości widma ze środkową wziętą dwukrotnie. „Hanningowanie” zmniejsza poziom listków bocznych do poniżej 3%, ale dzieje się to kosztem rozdzielczości widma, która wynosi wtedy  $4\Delta f/N$ .

Obserwowane linie widmowe są poprzysuwane odpowiednio do ruchów własnych badanych obiektów i radioteleskopów sieci VLBI. Zgodnie ze szczególną teorią względności, obserwowana długość fali  $\lambda$  ze spoczynkową  $\lambda_0$  związane są równaniem:

$$\lambda_0 = \lambda \frac{1 - \frac{V}{c} \cos \beta}{\sqrt{1 - \left(\frac{V}{c}\right)^2}}, \quad (5.2)$$

gdzie  $c$  jest prędkością światła,  $V$  — prędkością ruchu obiektu w układzie obserwatora, a  $\beta$  — kątem między kierunkiem widzenia a kierunkiem ruchu. W przypadku niewielkich prędkości radialnych  $V_r$  (mówmy, do 1000 km/s) dopuszczalne są uproszczenia dopplerowskie typu (stosowane w radioastronomii):

$$\frac{V_r}{c} = 1 - \frac{\lambda_0}{\lambda} \quad (5.3)$$

albo, jak przyjmuje się w astronomii optycznej,

$$z \equiv \frac{V_r}{c} = \frac{\lambda}{\lambda_0} - 1. \quad (5.4)$$

Od prędkości radialnych wyznaczonych z obserwowanych przesunięć linii, zależnie od przyjętego układu odniesienia, odejmuje się radialne składowe ruchu rotacyjnego Ziemi (maksymalnie 0,465 km/s), ruchu Ziemi wokół środka masy układu Ziemia-Księżyc (0,013 km/s; układ geocentryczny), ruchu Ziemi wokół Słońca (30 km/s; heliocentryczny), ruchu Słońca wokół barycentrum Układu Słonecznego (0,012 km/s; barycentryczny, zwany często też heliocentrycznym), ruchu Słońca (20 km/s; lokalny układ odniesienia LSR<sup>1</sup>) i rotacyjnego ruchu Galaktyki (225 km/s; galaktyczny) (np. Gordon 1976, Rots 1982). Radioastronomowie najczęściej sprowadzają prędkości do LSR. Praktyczne wzory i aktualne stałe astronomiczne potrzebne przy redukcji prędkości przestrzennych obserwatora można znaleźć np. u Gordona (1976), Gliese (1982) i Wieleny (1982).

Metody widmowe w VLBI stosuje się praktycznie wyłącznie do analizy obserwacji maserów kosmicznych. Obiekty te były zresztą jednym z ważniejszych stymulatorów narodzin i rozwoju techniki VLBI jako takiej. Ponieważ masery obserwuje się w obszarach powstawania gwiazd i w sąsiedztwie gwiazd późnych typów (zwykle M), dostarczają one unikalnych informacji o narodzinach i śmierci gwiazd.

Ze względu na znaczne rozpowszechnienie w Galaktyce, dużą moc i małe rozmiary, masery astronomiczne mogą stanowić ważny próbnik ośrodka międzygwiazdowego poprzez analizy rozpraszania ich promieniowania. Zaobserwowano, że niektóre detale maserowe wykazują ten-

<sup>1</sup>Od ang. Local Standard of Rest.

dencję posiadania większych rozmiarów widmowych na dalszych odległościach od Układu Słonecznego, co się interpretuje jako przesłankę sugerującą, iż poszerzenie takie jest skutkiem rozpraszania międzygwiazdowego (Reid i Moran 1981). Niedawno efekty te potwierdzono dla maserów OH (Diamond i in. 1988) i  $\text{H}_2\text{O}$  (Gwinn i in. 1988). Bowers i in. (1980) zauważyli, że u najodleglejszych maserów OH nie występują struktury małoskalowe. Moran i in. (1973) zwracają uwagę na to, że w źródle W49 stosunek widmowych rozmiarów maserów  $\text{H}_2\text{O}$  i OH jest w przybliżeniu równy oczekiwanemu z prawa kwadratowej zależności rozpraszania od długości fali. W przyszłości, przy wykorzystaniu metod syntezy apertury, powinno być możliwe określenie dokładnych rozmiarów dla wielu źródeł, co uczyni tego typu badania bardziej użytecznymi.

Z wielkości rozszczepienia Zeemana linii widmowych maserów można wnioskować o natężeniach pól magnetycznych (Reid i Silverstein 1990, Reid i Menten 1992). Typowe natężenie 5 mGs wystarcza do rozszczepienia przekraczającego szerokość linii OH, a powstała para ma przeciwne polaryzacje kołowe. Dotąd zmierzono pola u kilkadziesiątu maserów międzygwiazdowych, ale prace trwają i oczekuje się włączenia do tych badań techniki VLBI. Pozwoli to wyznaczyć rozkład pola magnetycznego w Galaktyce.

Obserwacje maserów kosmicznych z czerwonych olbrzymów można wykorzystać także do oceny prędkości utraty masy tych gwiazd z pomiarów rozrzutu prędkości radialnych w widmie źródeł (Reid i Moran 1981). Analiza ruchów własnych prowadzi także do wyznaczeń odległości tych źródeł metodami paralaksy statystycznej i dopasowywania modeli. Wprawdzie na razie takie prace dotyczą tylko Galaktyki, ale istnieje oczekiwanie, że poprawa rozdzielczości VLBI pozwoli odtwarzać mapy maserów pozagalaktycznych z dokładnościami umożliwiającymi niezależne wyznaczanie odległości do galaktyk.

Następny punkt poświęćmy bliższej, chociaż z konieczności także krótkiej, charakterystyce tych ciekawych radioźródeł. W dalszych punktach omówimy typowe strategie obserwacji widmowych VLBI i obróbkę danych — od korelacji do metod analizy końcowej wyników. Zakładamy przy tym, że Czytelnik zna już ogólne problemy obróbki danych VLBI, o których pisaliśmy szerzej w rozdz. 3. Ponadto opis niniejszy dotyczy w zasadzie opracowania współczesnych obserwacji wykona-

nych z systemami Mark II i Mark III. Wiele szczegółów przykładowej obróbki obserwacji widmowych z systemu Mark I podano u Rejsza i in. (1973). Być może warto odnotować, że autorzy ci już wówczas uzyskali wyznaczenia pozycji maserów z dokładnościami 0,0003".

## 5.1 Masery kosmiczne

Znakomita większość spośród ponad 50 molekuł wykrytych metodami radiowymi w ostatnich 25 latach w chmurach międzygwiazdowych znajduje się w równowadze termodynamicznej. Ich widma emisyjne bądź absorpcyjne daje się względnie prosto interpretować. W kilku przypadkach promieniowanie jest jednak tak szczególne, że można je tłumaczyć jedynie jako efekt wzmocnienia maserowego. Proces maserowy wymaga uczestnictwa przynajmniej trzech poziomów energetycznych danej cząsteczki. Pod wpływem pewnego mechanizmu pompowania następuje przejście cząsteczek z najniższego na najwyższy z tych trzech poziomów, skąd — dostatecznie szybko — na bardziej długożyciowy poziom pośredni. Może się zdarzyć, że poziom pośredni uzyska w ten sposób wyższe obsadzenie niż poziom najniższy (inwersja obsadzeń). W takim przypadku kwanty o energii równej różnicy energetycznej tych poziomów (pochodzące np. z emisji spontanicznej w ośrodku lub z promieniowania tła) przechodząc przez chmurę cząsteczek częściej wywołują stymulowaną emisję niż są absorbowane. Kwanty wyemitowane w sposób wymuszony są wiernymi kopiami kwantów stymulujących — tak pod względem energii, jak i kierunku rozchodzenia się. Skutkiem jest proces lawinowy prowadzący do wielokrotnego wzmocnienia promieniowania stymulującego na częstości linii cząsteczki (stąd wyraz *maser* jako skrót od ang. Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation).

Bodajże najbardziej niezwykły wśród tych z natury osobliwych obiektów jest maser pary wodnej ( $\text{H}_2\text{O}$ ) stowarzyszony z obszarem HII nazywanym W49 i odkryty w 1968 r. (Cheung i in. 1969). Jego energia wypromieniowana w paśmie o szerokości zaledwie około 30 MHz (na częstości spoczynkowej 22 235,080 MHz) jest rzędu całkowitej energii elektromagnetycznej wypromieniowywanej przez Słońce. Poszczególne składniki bogatego profilu widma w tym okienku radiowym mają śred-

nice zaledwie rzędu  $0,001''$ , co czyni że strumień promieniowania w takich prążkach widmowych odpowiada emisji ciała doskonale czarnego o temperaturze  $10^{15}$  K. Z odległości W49 (15 000 pc, tj. parseków) wynika, że liniowe rozmiary poszczególnych maserów są rzędu 10 AU (jednostek astronomicznych), a jest ich tam kilkaset rozszanych na obszarze o rozciągłości około  $1''$ . Ponadto ogniska maserujące zapalają się i gasną po czasie rzędu 1 roku, a ponieważ każdemu takiemu ognisku odpowiada jeden wąski (typowo 50 kHz) prążek w widmie (umiejscowiony na częstotliwości zgodnej z prędkością radialną obłoku, w którym odbywa się akcja maserowa), to i widmo całego obiektu ulega równie szybkim i dramatycznym zmianom.

Linia  $H_2O$  ma sześć nadsztylnych składników o częstotliwościach odpowiadających odstępowi około 6 km/s w prędkości radialnej (Sullivan 1973). Sugerowano wcześniej, że pewien ułamek rozrzutu obserwowanych prędkości może być skutkiem tej nadsztylnej struktury (Moran i in. 1973, Genzel i in. 1979a). Analizy statystyczne Walkera (1984a) wskazują na realność tego efektu właśnie w wynikach obserwacji źródła W49.

Znamy przynajmniej 300 różnych źródeł, skupisk maserów  $H_2O$  związanych z obszarami powstawania gwiazd i kilkaset maserów okółgwiazdowych. Tylko niektóre z nich wykazują polaryzację liniową w stopniu do 50 %. Pierwsze obserwacje VLBI maserów wodnych wykonano w USA w 1969 r. (Burke i in. 1970). Wykryto także masery tej cząsteczki na wyższych częstotliwościach: 183,31009 GHz (Cernicharo i in. 1990) i 321,22564 GHz (Menten i in. 1990). Jednym z ważniejszych wyników obserwacji VLBI tych obiektów było wyznaczenie odległości do środka Galaktyki (do źródła Sgr B2) z analizy ruchów własnych detali:  $7,6 \pm 0,6$  kpc (Moran i in. 1992, Reid i in. 1988).

Chociaż te są najsilniejsze, nie wodne masery kosmiczne wykryto jednak najpierw. Jeszcze w latach pięćdziesiątych, w okresie wysiłków skoncentrowanych na radiowych obserwacjach w linii neutralnego wodoru, przynajmniej raz próbowano dostrzec linię wodorotlenku, rodnika OH. Niepowodzenie spowodowane było niedostateczną znajomością częstotliwości przejścia tej molekuly. Później, opierając się na pomiarach laboratoryjnych, wykryto absorpcyjną linię OH w kierunku radioźródła Cas A (Weinreb i in. 1963). Dwa lata potem zaobserwowano tę cząsteczkę także w linii emisyjnej (Guderman 1965, Weaver i in. 1965) na

częstościach 1665,4018 i 1667,539 MHz. Jeszcze późniejsze obserwacje wielkobazowe (Moran i in. 1968) wykazały, że są to masery. Wniosek taki wyciągnięto z faktu, że temperatura jasnościowa w tych liniach osiągała patologicznie wysokie wartości (miliard razy wyższe niż te dla Słońca), zaś same linie były nadzwyczaj wąskie, rzędu 1 kHz, a czasem nawet 600 Hz, czyli najwęższe linie spotykane w astrofizyce. Jeśliby tę szerokość interpretować jako poszerzenie termiczne, to temperatura kinetyczna powinna wynosić zaledwie 10 do 100 K, co stoi w rażącej sprzeczności z temperaturą jasnościową.

Znanych jest kilkanaście radiowych linii cząsteczki OH, ale najsilniejsze z nich to te dwie wymienione wyżej i nazwane głównymi oraz dwie satelitarne o częstościach spoczynkowych 1612,231 i 1720,53 MHz. Wykryto już ponad 1000 takich źródeł, z których najlepiej zbadane i jedno z najsilniejszych to źródło w obszarze W3. Masery OH w ogólności spotyka się w rejonach powstawania gwiazd, w otoczkach olbrzymów i nadolbrzymów późnych typów i na obrzeżach pozostałości po supernowych. Są one na ogół słabsze od maserów wodnych, o mniejszej dyspersji prędkości radialnych (rzędu 100 km/s, gdy w źródłach H<sub>2</sub>O bywa i 500 km/s) i o promieniowaniu silnie spolaryzowanym kołowo. Z obserwacji VLBI wynika, że źródła OH stanowią skupiska oddzielnych maserów o rozmiarach kilku jednostek astronomicznych. Ich promieniowanie jest szybkozmienne, ze skalą czasową od kilku tygodni do kilku lat.

Światowa literatura dużą wagę przypisuje także kilku pracom toruńskich radioastronomów dotyczących maserowych źródeł OH w otoczkach gwiazd. Mamy tu na myśli klasyczną już pracę Bootha i in. (1981), w której przedstawiono mocne i bezpośrednie wyjaśnienie natury podwójnego maksimum w linii 1612 MHz, na przykładzie źródła OH127.8–0.0 obserwowanego techniką interferometryczną (MERLI). Asymetrie takich podwójnych profili sprawiają spory kłopot teoretykom. Na tym polu powszechne uznanie znalazły niedawne publikacje Szymczaka (m.in. 1989 i 1990a; zob. też 1990b).

Cząsteczka OH jest bardzo czuła na pole magnetyczne, dlatego można ją wykorzystać do pomiaru natężenia tego pola w źródle. Zaobserwowano przypadki detali dopplerowskich z przeciwną polaryzacją kołową, a późniejsze obserwacje VLBI (Moran i in. 1978, Reid i in. 1980) wykazały ich zbieżność przestrzenną. Interpretacja tego faktu

jako rozszczepienia Zeemana prowadzi do natężeń 1 do 10 mGs, tzn. kilkakrotnie więcej niż obserwuje się w przestrzeni międzygwiazdowej.

Trzecim z lepiej poznanych maserów jest maser tlenku krzemu, SiO na częstości 43 GHz i wyżej, odkryty przez Snydera i Buhla (1974; wiele prac o tym maserze znajduje się w zbiorze Andrew 1980; o odkryciu nowych linii donosili niedawno Jewell i in. 1987, Nguyen-Q-Rieu i in. 1988 i Barcia i in. 1989). Pionierskie prace VLBI dotyczące maserów SiO wykonali Moran i in. (1979), Genzel i in. (1979b), Lane i in. (1980) i Lane (1984). Przed kilku laty wykonano pierwsze pomiary polaryzacyjne i interpretowano wraz z danymi VLBI (McIntosh i in. 1989), wykryto zwarte emisje maserowe<sup>2</sup> (Colomer i in. 1992), zaś w bieżącym roku Miyoshi i in. (1992) donieśli o odkryciu masera SiO przy  $\mu$  Cephei w dwóch sąsiadujących (w odległości około 300 MHz) liniach w pobliżu pasma 43 GHz. Ponieważ, najprawdopodobniej, oba masery są w tym samym fizycznie miejscu, to taka odległość w częstości stwarza możliwość wykorzystania tej podwójnej linii do swego rodzaju syntezy pasma w celach astrometrycznych (wyznaczenia pozycji i ruchu własnego z mikrosekundową dokładnością). Są przesłanki, że również inne masery SiO koincydują na tych samych pozycjach i na tychże dwóch liniach. Ponieważ zaś w Galaktyce jest kilkaset takich maserów, to rodzi się nadzieja na wykorzystanie wreszcie obserwacji VLBI do badania dynamiki Drogi Mlecznej.

Masery H<sub>2</sub>O, OH i SiO są najbardziej rozpowszechnione w Galaktyce, chociaż ani typ, ani miejsce nie są wyjątkami. Poza nimi techniką VLBI obserwowano także masery alkoholu drzewnego (metyłowego) czyli metanolu (CH<sub>3</sub>OH, 25 GHz; odkryty przez Barreta i in. 1971; pomiędzy 834 MHz i 350 GHz zaobserwowano dotąd ponad 200 linii (!) tej cząsteczki, z których powyżej dwudziestu stanowią masery wykryte w ponad 100 obszarach powstawania gwiazd — brak ich natomiast w otoczkach gwiazd). Ponadto znane są kosmiczne masery formaldehydu (H<sub>2</sub>CO, 4,8 GHz; Downes i Wilson 1974, Rots i in. 1981), siarczku krzemu (SiS, 18 GHz; Henkel i in. 1983), cyjanowodoru (HCN, 89 GHz; Guilloteau i in. 1987; dla innych przejść kwantowych: Izumiura i in. 1987 oraz Lucas i Cernicharo 1989), amoniaku (NH<sub>3</sub>, 22,789421 GHz;

---

<sup>2</sup>Dotąd wierzono, że na dłuższych bazach masery te są rozdzielane i że optymalne długości baz są rzędu 100 km.



Johnston i in. 1989) i, prawdopodobnie, tlenku węgla (CO; Zuckerman i Dyck 1986).

Ostatnio całkiem niespodziewanie Menten (1991) odkrył bardzo silne (drugie co do mocy po maserze wodnym) promieniowanie maserowe metanolu w linii 6668,518 MHz (fala 4,5 cm). Np. w źródle W3(OH) szczytowa wartość gęstości strumienia w tej linii wynosi 3880 Jy — około piętnastokrotnie więcej niż w linii OH tego obiektu. Prawdopodobnie maser ten zrobi szybką „karierę” w astronomii. Już odkryto około 150 takich źródeł, wszystkie stowarzyszone z maserami OH. Wyraża się nadzieję, że VLBI pozwoli zmierzyć absolutne ruchy własne  $\text{CH}_3\text{OH}$ , co prowadziłoby do dokładnych wyznaczeń parametrów rotacji Galaktyki. Pierwsze obserwacje VLBI na tej niestandardowej częstotliwości już przeprowadzono (w kwietniu 1992 r. w stacjach NRAO, Haystack i Bonn; Menten i in. 1992).

Masery  $\text{H}_2\text{O}$  i OH są tak intensywne, że już dość dawno niektóre z nich udało się wykryć w innych galaktykach (Morris i Rickard 1982). Obecnie znane są też pozagalaktyczne masery  $\text{H}_2\text{CO}$  [ten jest wyjątkowy, gdyż znamy więcej (cztery) źródeł pozagalaktycznych niż galaktycznych] i CH (zob. przegląd Henkela i in. 1991). Prace pozagalaktyczne koncentrują się jednak wokół maserów wody i rodnika OH. Wykryto bardzo silne źródła nazywane z tego powodu *kilo-, mega- giga- lub supermaserami* (odpowiednio do mocy względem odpowiedników galaktycznych). Np. maser OH w IC 4553 ma jasność (*luminosity*) rzędu  $1000 L_{\odot}$ , gdy najjaśniejszy obszar HII/OH w Galaktyce ma tylko około  $0,001 L_{\odot}$ . Niestety, rozdzielczość naziemnych interferometrów jest jeszcze za mała dla studiów maserów pozagalaktycznych. Jest oczekiwanie na dalsze udoskonalenie techniki VLBI, a zwłaszcza na kosmiczną VLBI — na tyle by rozdzielić takie źródła. Umożliwiłoby to m.in. wyznaczanie odległości galaktyk. Reid i Moran (1981) oceniają, że np. dla rozdzielenia masera wodnego wykrytego w M33 (odległej o 750 kpc) potrzebna będzie rozdzielczość kilku mikrosekund łuku.

Dużo więcej informacji o maserach astronomicznych zainteresowany Czytelnik znajdzie w przeglądach takich autorów, jak: Reid i Moran (1988a), Cohen (1989), Moran (1990), Szymczak (1990) czy Elitzur (1992a, 1992c, 1992d). Ponadto specjalizowane krótsze przeglądy można znaleźć w zbiorach Reid i Moran (1988b) oraz Clegg i Nedoluha (1992) i w pracach Henkela i in. (1991), Cohena (1992) oraz Elitzura

(1992b).

Najbardziej aktualne katalogi maserów kosmicznych opublikowali Cesaroni i in. (1988; ponad 500 źródeł  $\text{H}_2\text{O}$ ), Lintel Hekkert i in. (1989; 442 OH) oraz Engels i Heske (1989; 191 SiO) — wszystkie w *Astronomy & Astrophysics Supplement Series*.

## 5.2 Przykłady obserwacji

Przebieg obserwacji widmowych VLBI ustala się w zależności od względów astrofizycznych biorąc pod uwagę takie czynniki, jak: rodzaje badanych źródeł (typ, rozciągłość, moc, struktura) i zakresy dostępnych częstości radiowych oraz przyjęte założenia co do rodzaju informacji, którą oczekuje się wyekstrahować z wyników. W przypadku obserwacji źródeł OH (18 cm) istnieje wybór czterech zakresów częstości tej częstotliwości i dodatkowo dwie możliwe polaryzacje kołowe, a ponadto trzeba ustalić szerokość pasma odbieranych częstości, która będzie narzucona dyspersją prędkości radialnych molekuł w źródle. System Mark II dopuszcza rejestrację tylko jednego sygnału o wstępie do 2 MHz, dlatego konieczne bywa powtarzanie obserwacji na kolejnych częstościach — aż do wyczerpania całego zakresu albo wszystkich polaryzacji. Alternatywną strategią jest przełączanie częstości (np. Johnston i in. 1971, Genzel i in. 1981b, Kent i Mutel 1982, Fouquet i Reid 1982) bądź polaryzacji (np. Benson i Mutel 1979, 1982, Fix i in. 1982) w trakcie obserwacji w ustalonych odstępach czasu. Można przy tym przełączania takie realizować w czasach krótszych od czasu spójności interferometru (np. co sekundę), nie tracąc związku między parametrami źródła i instrumentu, wyznaczanymi później dla oddzielnych zakresów lub polaryzacji. Prawie zawsze też, co jakiś czas, trzeba obserwować źródła kalibracyjne o promieniowaniu ciągłym oraz tło nieba poza źródłem. Robi się to w celu wyznaczenia aktualnych pozycji obserwowanych źródeł, składowych baz interferometru oraz kalibracji parametrów systemów odbiorczych (temperatury systemowej, charakterystyki przenoszenia, zapóźnienia instrumentalnego itp.). Niekiedy pożyteczne wyniki można uzyskać już z jednobazowych obserwacji (np. Moran i in. 1977, Reid i in. 1977, Elmegreen i in. 1980, Kent i Mutel 1982), ale oczywiście systemy wieloantenowe dają znacznie bardziej wyczerpujące informacje o

źródle.

Kiedy sygnały zapisywane są wąskostęgowo, to względne przesunięcia dopplerowskie wynikające z rotacji Ziemi (czyli częstotści listków) mogą stać się znaczącymi ułamkami szerokości odbieranego pasma, powodując istotne zawężenie efektywnej (wspólnej dla dwóch stacji) wstęgi. Może dojść nawet do całkowitej utraty korelacji (obserwowane pasma nie pokrywają się), gdy przesunięcia są większe od szerokości pasma. Jediną radą na ten efekt jest systematyczne, z góry zaplanowane przestrajanie oscylatorów lokalnych w poszczególnych stacjach w trakcie obserwacji. Tak były wykonane np. obserwacje opisane przez Reisz i in. (1973) i Gubbaya i in. (1977).

Podamy teraz dwa przykłady organizacji obserwacji widmowych VLBI z użyciem systemu Mark II. Oba eksperymenty przeprowadzono w Stanach Zjednoczonych, a dotyczyły najsilniejszych maserów.

Walker i in. (1982) opisują obserwacje źródła W49 za pomocą interferometru trójelementowego. W każdej stacji stosowano wzmacniacze maserowe i wodorowe wzorce częstotści do stabilizacji oscylatorów lokalnych. Oscylatory były przełączane między dwiema lub czterema częstotściami z jednosekundowym czasem obserwacji na każdej. Wybrany zestaw częstotści zawierał jedno pasmo wspólne dla wszystkich zestawów, w którym znajdował się detal (maser) użyty jako źródło odniesienia. W sumie, w ciągu trzech dni, zapisano 14 różnych 2-MHz okien na widmie tego źródła  $H_2O$  z rozdzielczością wyrażoną w prędkości radialnej 0,2 km/s. Efektem końcowej obróbki było wyznaczenie wzajemnych położen 386 oddzielnych detali źródła.

Inaczej zorganizowano obserwacje źródła W3 (OH), w których uczestniczyło osiem stacji Ameryki (Reid i in. 1980). Sesja obserwacyjna składała się z powtarzających się sekwencji śledzenia źródła ze wstęgą 62,5 kHz w ciągu 14 minut i sześciominutowych obserwacji źródła kalibracyjnego 3C84 ze wstęgą 2 MHz w paśmie 1665 MHz i na jednej polaryzacji liniowej. Ponadto, przeprowadzono obserwacje (ze wstęgą 2 MHz) zestawu źródeł pozagalaktycznych o promieniowaniu ciągłym, użytych później do wyznaczenia współrzędnych stacji uczestniczących w eksperymencie oraz błędów ustawienia epoki i dryfów zegarów atomowych. Kilka najsilniejszych z tych źródeł obserwowano także ze wstęgą 62,5 kHz w celu określenia różnicy zapóźnień w tych dwóch wstęgach. Położenie bezwzględne źródła wyznaczono z analizy częstotści listków

izolowanego detalu wewnątrz W3 oraz źródeł kalibracyjnych o znanych współrzędnych. W tych wyznaczeniach wykorzystano pomiary gęstości elektronów w atmosferze (do modelowania wpływu jonosfery) wykonane w czasie obserwacji w dwóch innych miejscach USA. Szczegółowe mapy końcowe pozwoliły zidentyfikować (położenie, natężenie i prędkości) 70 składników źródła, które w widmie mocy całkowitej (uzyskiwanym np. z obserwacji pojedynczymi radioteleskopami) zdaje się składać z zaledwie kilkunastu detali (blendowanie linii). Analogiczną strategię obserwacyjną opisują Haschick i in. (1981).

Wiele wspólnego z obserwacjami widmowymi VLBI mają podobne obserwacje wykonywane na MERLIN-ie (Norris i Booth 1981, Norris i in. 1982), z tym że korelacja danych odbywa się tam w czasie rzeczywistym (w trakcie obserwacji).

Po korelacji i skalibrowaniu funkcji widzialności dane VLBI poddaje się analizie jedną lub kilku metodami, o których piszemy w szczegółach niżej, w celu wyznaczenia wzajemnych położení i intensywności poszczególnych składników widmowych bądź ich prędkości. Często przy tym zdarza się, że interesujący obiekt obejmuje obszar na niebie zbyt duży na to, aby poddać go w całości analizie szczegółowej wybraną techniką. Podjęcie takiej próby oznaczałoby konieczność wykonania dziesiątków map o dużych rozmiarach, co wiąże się z olbrzymią czasochłonnością, kosztami obliczeń i problemami z pojemnością pamięci komputerów. Dlatego w praktyce wykonuje się najpierw przybliżone rozpoznanie charakteru rozkładu jasności mniej dokładnymi metodami (najczęściej jest to metoda jednopunktowa) w celu określenia rozmieszczenia gniazd detali wewnątrz większego obszaru. Dopiero teraz szczegółowej analizie poddaje się jedynie fragmenty pola widzenia obejmujące znalezione skupiska. W takich sytuacjach problemem bywa również sama prezentacja map o bardzo wysokich rozdzielczościach i obejmujących duże rozmiary kątowe. Często praktykowanym wyjściem jest kilka niezależnych map.

### 5.3 Korelacja danych

Najczęściej używanym korelatorem do obróbki widmowych obserwacji VLBI jest procesor w Charlottesville (NRAO, USA). Rzadziej do tego celu wykorzystywany był europejski korelator w Bonn. Korelator amerykański jest trójstacjowy, chociaż jego możliwości przewidywano rozszerzyć o czynnik cztery, co pozwoliłoby na pracę w układzie pięciostacjowym, zaś w trybie widmowym — w układzie trójstacjowym z 256 zespolonymi kanałami zapóźnień na każdą bazę (Backer 1981). Działanie korelatora NRAO opisaliśmy już w rozdz. 2, jednakże głównie pod kątem korelacji obserwacji źródeł o widmach ciągłych. Wprawdzie w jednym z trybów widmowych tego korelatora istnieje możliwość pracy w układzie trójstacjowym, jednakże obserwatorzy korzystają na ogół z trybu dwustacjowego pozwalającego uzyskiwać trzykrotnie więcej (192) kanałów zapóźnień funkcji korelacji, a zatem tyleż razy lepszą rozdzielczość końcowych widm, plus dwie (po jednej dla każdej stacji) 1,5 razy dłuższe (96-punktowe) funkcje autokorelacji. Oczywiście, w tym trybie dane z każdej bazy sieci interferometrów muszą być korelowane osobno. Po 0,2-sekundowej integracji funkcji korelacji wzajemnej dane wyjściowe korelatora są transformowane fourierowsko (FFT) za pomocą komputera Nova na 256-punktowe widmo. Podczas transformacji dane te uzupełnia się 64 zerami (aby zadośćuczynić wymaganiom algorytmu FFT), dlatego sąsiednie punkty widma są mniej niezależne. Połowa widma, dla ujemnych częstości, jest zaniedbywana i do dalszych etapów opracowania zapamiętuje się tylko 128-punktowe zespolone widmo korelacji krzyżowej oraz dwie 96-punktowe funkcje autokorelacji. Widmo takie jest też zwykle poprawiane (tej procedury nie realizował korelator boński) na efekt dyskretnego (o odstęp jednej próbki) śledzenia zapóźnienia przez wymnożenie każdego składnika przez  $\exp(j2\pi f_v \Delta\tau)$ , gdzie  $f_v$  jest częstością wewnątrz odbieranego pasma video, a  $\Delta\tau$  — różnicą między zapóźnieniem modelowym i tym realizowanym skokowo w korelatorze.

Korelator boński w trybie widmowym (jednobazowym) co 4 s dawał 128-punktowe widmo funkcji korelacji wzajemnej, zaś widma autokorelacyjne dotyczące każdego teleskopu — co kilka minut. Późniejszą analizę wykonywano w Jodrell Bank (Anglia).

## 5.4 Kalibracja funkcji korelacji

### 5.4.1 Kalibracja amplitudy listków

Bezpośrednio po korelacji dane wymagają poprawienia na efekt jedno-bitowego próbkowania (czynnik Van Vlecka). Realizuje się to przez pomnożenie funkcji korelacji przez  $\pi/2$ . Funkcję autokorelacji uśrednia się dalej typowo na odcinkach rzędu minuty, a widmo wzajemne — rzędu sekundy (ograniczeniem jest tutaj rezidualna częstość listków interferencyjnych). Następnie kalibruje się pasmo przenoszenia wszystkich indywidualnych systemów odbiorczych z fragmentów obserwacji wykonanych z wiązką teleskopów skierowaną poza źródło. Kształt pasma dostaje się z transformaty Fouriera funkcji autokorelacji,  $S_{off}(f_v)$ . Pisząc  $f_v$  nie odróżniamy tutaj częstości widma uzyskanego z transformacji funkcji (auto)korelacji od częstości w paśmie video, gdyż można je ściśle powiązać. Skalibrowane widmo indywidualne oblicza się jako:

$$S = \frac{S_{on} - S_{off}}{S_{off}}, \quad (5.5)$$

gdzie  $S_{on}(f_v)$  jest widmem indywidualnym, uzyskanym z funkcji autokorelacji obserwacji źródła.

Ponieważ stacje sieci VLBI są rozmieszczone w różnych miejscach Ziemi, dopplerowskie przesunięcia widm indywidualnych, a także wzajemnych (w których przesunięcie jest równe naturalnej częstości listków) są różne, o ile nie prowadzono kompensującego przestrajania oscylatorów lokalnych w czasie obserwacji. Narzuca to konieczność korekty częstości widmowych, w której uwzględnia się także wszelkie rozbieżności w ustawieniach częstości oscylatorów lokalnych i ewentualnie znane lub uprzednio wyznaczone dryfy w chodach wzorców częstości. Korekty dokonuje się przez transformację widm na powrót do dziedziny zapóźnień, wymnożenie otrzymanych funkcji korelacji przez  $\exp(j2\pi\Delta f_v\tau)$ , gdzie  $\Delta f_v$  jest żądaną poprawką w częstości, i ponowną transformację do dziedziny częstości.

Widzialność listków interferencyjnych w funkcji częstości widmo-

wych  $f_v$  określa się wyrażeniem:

$$V_{kl} = \frac{S_{kl}(f_v)}{\sqrt{S_k(f_v)S_l(f_v)}}, \quad (5.6)$$

gdzie  $S_{kl}$  jest widmem wzajemnym uzyskanym z korelacji danych stacji  $k$  i  $l$ , a  $S_k$ ,  $S_l$  są widmami indywidualnymi typu (5.5).

Ostateczna kalibracja amplitudy (Reid i in. 1980) uwzględnia jeszcze indywidualne błędy śledzenia źródła, wzmocnienia anten, lokalnych nieprzeźroczystości atmosfery i zmian temperatury systemowej, które słabo — na ogół zaniedbywalnie — zależą od częstości w odbieranym paśmie. Wystarczy zatem wyznaczyć pojedynczy parametr charakteryzujący te wpływy dla każdej anteny i dla wszystkich jednocześnie kanałów widmowych. W tym celu określa się najpierw widmo mocy całowitej obserwowanego źródła  $S(f_v)$  z obserwacji na wybranym teleskopie (albo na wszystkich razem), a następnie określa się czynnik  $Q_i$  proporcjonalny do powierzchni skutecznej teleskopów podzielonej przez ich temperaturę systemową — taki, że:

$$S_i(f_v) = Q_i S(f_v). \quad (5.7)$$

Parametry  $Q_i$  oblicza się minimalizując sumę kwadratów wielkości  $S_i - Q_i S$  na całym widmie. Skalibrowaną widzialność dostaje się teraz ostatecznie jako:

$$V_{kl}(f_v) = \frac{S_{kl}}{S} \sqrt{Q_k Q_l}, \quad (5.8)$$

co jest złożeniem wzorów (5.6) i (5.7).

### 5.4.2 Kalibracja fazy listków

Funkcja korelacji, albo widzialność, skalibrowane w opisany sposób wykazuje jeszcze znaczne błędy fazy, argumentu  $V_{kl}$  ze wzoru (5.8), jako funkcji czasu i częstości (albo kanału widmowego). Problem fazowy znany dobrze w syntezie apertury (rozd. 4) ma tutaj pełną analogię. Zaszumienie fazy uniemożliwia używanie obserwacji typu (5.8) wprost, dlatego opracowano szereg tzw. *metod różnicowych*, które wykorzystują fakt, że różnica faz listków interferencyjnych pochodzących od dwóch

różnych, ale niezbyt odległych kątowno i w częstotliwości, źródeł punktowych prawie nie zawiera już przyczynków spowodowanych przez różne drogi propagacji sygnałów, niestabilności wzorców częstotliwości, czy w ogólności błędów modeli przyjętych w czasie korelacji. To, co pozostaje w różnicowej fazie, to są przyczynki od wzajemnego usytuowania (odległości), bądź struktury nieściśle punktowych źródeł. W widmowej analizie najczęściej stosuje się źródło odniesienia (referencyjne) wyselekcjonowane w polu widzenia korelatora poprzez wybór odpowiedniego kanału widmowego, którego fazę funkcji widzialności odejmuje się od faz wszystkich pozostałych kanałów (operację taką nazywa się *rotacją fazy*). Spreparowana w ten sposób widzialność jest dalej używana w miejsce oryginalnej, co w końcowym rachunku sprowadzi się do wyznaczeń rozkładów jasności względem obranego źródła odniesienia, tzn. bez bezwzględnych wyznaczeń pozycji. Położenie źródła referencyjnego oblicza się z kolei przez nawiązanie do położenia radioźródeł kalibracyjnych o znanych współrzędnych. W tych obliczeniach podstawą są także obserwabla różnicowe. O ile nam wiadomo Peckham (1973) był pierwszym, który zaproponował różnicową metodę kalibracji fazy interferometru wewnątrz wiązki teleskopu.

Czytelnik zorientował się zapewne, że z teoretycznego punktu widzenia wielkość uzyskana po modyfikacji fazy obserwowanej funkcji widzialności jest w istocie swą także definicyjną widzialnością źródła. Omówiana zmiana fazy odpowiada jedynie wyborowi innego „środka” źródła, względem którego określa się widzialność. Przyczynek „widzialnościowego” środka źródła do fazy funkcji widzialności ściśle znika wszędzie na płaszczyźnie częstotliwości przestrzennych  $uv$ , natomiast objawia się w całej okazałości jako czysto sinusoidalny czynnik funkcji korelacji o stosunkowo dużej, w praktyce, częstotliwości i jednostkowej amplitudzie. Do teoretycznej strony zagadnienia wrócimy jeszcze w punkcie 5.5.

Kalibrację fazy najprościej wykonuje się, gdy wspomniany składnik referencyjny jest silnym źródłem punktowym (tzn. ma stałą widzialność na wszystkich bazach) i stanowi izolowany prążek w widmie. Częściej jednak fazę wybranego źródła przychodzi wydzielić przez dłuższe od pozostałych danych uśrednianie sygnału (ale, oczywiście, nie dłuższe niż wynosi czas spójności dla danego interferometru), a niekiedy konieczne staje się modelowanie jego rozkładu jasności. Jako źródło odniesienia traktuje się wtedy odchyłki fazy obserwowanej od fazy widzialności



modelowego rozkładu (np. Genzel i in. 1981b), albo wszystkie dane są przeskalowywane i przesuwane fazowo tak, aby dane z kanału referencyjnego zgadzały się z modelem w fazie, lub jednocześnie w fazie i amplitudzie (Walker i in. 1978). Z literatury znamy też przypadek (Benson i Mutel 1979), kiedy modelowe fazy złożonego źródła odniesienia użyto do rotacji fazy pozostałych składników w celu zachowania szumów własnych rotowanych faz.

Norris (1983; por. też Norris i in. 1982) zaproponował metodę różnicową, która nie wymaga obecności prostego źródła odniesienia. Spośród wszystkich kanałów widmowych wybiera się jeden o najsilniejszych listkach, nie dbając zbytnio o prostotę zachowania się widzialności. Dane z tego kanału poddawane są obróbce metodą zamkniętych faz (opisałiśmy ją w rozdz. 4) w celu uzyskania mapy źródła. Uzyskany rozkład przestrzenny jasności jest teraz transformowany fourierowsko na widzialność w celu wyznaczenia przyczynku  $\Phi_s$  do całkowitej obserwowanej fazy źródła referencyjnego ( $\Phi_{ref}$ ), pochodzącego od jego struktury. Fazę w innych kanałach widmowych zmniejsza się o  $\Phi_{ref} - \Phi_s + \Phi_{BF}$ , gdzie  $\Phi_{BF}$  jest niewielką poprawką na odpowiedź fazową instrumentu. Jak widać, rezultatem końcowym jest znów odjęcie źródła efektywnie punktowego.

### 5.4.3 Kalibracja zapóźnienia

Niektóre metody końcowej analizy danych widmowych wymagają jeszcze kalibracji zapóźnienia, albo usunięcia trendów fazy w funkcji częstotliwości pasma. Trendy takie mogą być skutkiem błędów geometrii obserwacji oraz instrumentalnej kompensacji zapóźnienia. Do korekty wykorzystuje się częste pomocnicze obserwacje źródeł o promieniowaniu ciągłym. W przypadku braku takich danych konieczne jest jednoczesne dopasowywanie wyników obserwacji dwóch źródeł odniesienia do modelu ich fazy różnicowej, w których uwzględniono także parametry opisujące błędy zegarów każdej stacji (Walker i in. 1978).

## 5.5 Jeszcze trochę teorii

### 5.5.1 Obserwable różnicowe

Jeśli źródło ma rozmiary mniejsze od rozdzielczości interferometru, to dobrym jego modelem jest delta Diraca i wtedy funkcja widzialności upraszcza się do  $V = \exp(j\phi)$ , co oznacza, że listki interferencyjne są sinusoidami o stałej amplitudzie na całej płaszczyźnie częstości przestrzennych. Fazę takich listków można rozpisać np. tak:

$$\phi = \omega\tau_g + \phi_e, \quad (5.9)$$

gdzie  $\omega$  jest częstością (kołową) obserwacji,  $\tau_g$  — (modelowym) zapóźnieniem wynikającym z geometrycznej różnicy dróg ze źródła do obu anten interferometru, a  $\phi_e$  kumuluje w sobie przyczynki pochodzące od wszelkiego rodzaju błędów tak prostego modelu. Na będy te składają się m.in. niedokładności współrzędnych bazy i źródeł przyjętych do wyliczenia  $\tau_g$ , błędy synchronizacji zegarów i różnice w drogach „optycznych” sygnałów przechodzących przez różne ośrodki przed odebraniem przez odległe anteny jak i w czasie przetwarzania przed zapisem. Zauważmy, że faza rodzaju (5.9), lecz listków pochodzących od innego źródła obserwowanego w tym samym czasie i tylko nieznacznie przesuniętego na niebie, miałyby praktycznie taki sam błąd  $\phi_e$  jak źródło pierwsze. Z dobrym przybliżeniem zatem, i tym lepszym, im dwa źródła są bliżej siebie, można przyjąć, że ich faza różnicowa wynosi:

$$\Delta\phi \cong \omega \Delta\tau_g \cong 2\pi(u\xi + v\eta), \quad (5.10)$$

gdzie  $u = \frac{\omega}{2\pi \cos \delta} \frac{\partial \tau_g}{\partial \alpha}$  ( $v = \frac{\omega}{2\pi} \frac{\partial \tau_g}{\partial \delta}$ ) jest częstością przestrzenną na kierunku rektascensji  $\alpha$  (deklinacji  $\delta$ ), zaś  $\xi = \Delta\alpha \cos \delta$  ( $\eta = \Delta\delta$ ) jest względną odległością kątową źródeł w tymże kierunku.

Drugie przybliżenie w (5.10) wynika z tego, że częstości przestrzenne są nieco inne dla obu źródeł. Przyjmując, że przybliżenia są jednak dobre, łatwo jest pokazać, że:

$$\begin{aligned} \Delta\tau_g = & \frac{d}{c} \{ \cos \delta_b \cos \delta \sin(t - t_b) \Delta\alpha + \\ & + [\sin \delta_b \cos \delta - \cos \delta_b \sin \delta \cos(t - t_b)] \Delta\delta \}, \quad (5.11) \end{aligned}$$

gdzie  $d$  jest długością bazy interferometru,  $c$  — prędkością światła, a wskaźnik  $b$  odróżnia współrzędne równikowe ( $t$  jest kątem godzinnym) bieguny bazy od współrzędnych jednego ze źródeł przyjętego za miejsce odniesienia fazy (centrum fazowe).

Różnicowa częstość listków jest pochodną po czasie różnicowej fazy, czyli:

$$\Delta\nu = \frac{\omega}{2\pi} \Delta\dot{\tau}_g = \frac{d}{\lambda} \dot{t} \cos\delta_b [\cos\delta \cos(t-t_b)\Delta\alpha + \sin\delta \sin(t-t_b)\Delta\delta]. \quad (5.12)$$

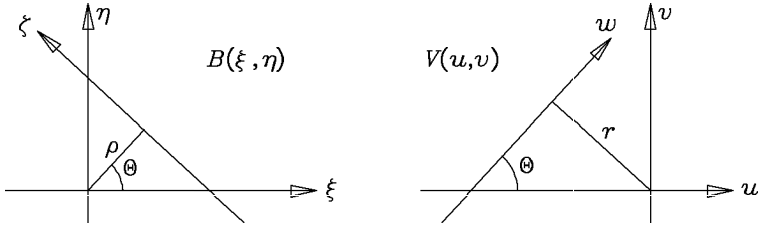
W wyrażeniu tym  $\dot{t} = \Omega$  jest prędkością rotacji Ziemi.

Wzory (5.10) – (5.12) są matematycznymi modelami różnicowych obserwabli: fazy, zapóźnienia i częstości listków, odpowiednio. Dodajmy, że przy pomiarach astrometrycznych, o precyzji wyznaczeń wzajemnych położen źródeł sięgających mikrosekund łuku, przyjęte wyżej przybliżenia są zbyt grube, a w szczególności wzór (5.12) trzeba uzupełnić o człony wyższego rzędu (np. Shapiro i in. 1979, Marcaide i Shapiro 1983).

## 5.5.2 Dwuwymiarowe rozkłady a ich widma przestrzenne

Wkrótce (p. 5.6.2) omówimy metodę wielopunktową, w której korzysta się z faktu, że różnicowa częstość listków o maksymalnej amplitudzie wskazuje kierunek na niebie, na którym leży odpowiedzialne za to maksimum źródło. Choć stwierdzenie takie nie kłóci się z intuicją, to jednak z pewnością nie jest ono oczywiste. Ponieważ w dostępnej literaturze nie znaleźliśmy właściwego uzasadnienia, wypowiemy teraz nasze twierdzenie, które może stanowić teoretyczną podbudowę nie tylko wspomnianej metody. Niech funkcje  $B(\xi, \eta)$  i  $V(u, v)$  będą parą dwuwymiarowych transformat Fouriera. Wprawdzie  $B$  i  $V$  mają nam przypominać oczywiście rozkład jasności i jego widmo przestrzenne, to jednak chwilowo nie musimy korzystać z żadnych dodatkowych ograniczeń, np. typu  $B > 0$ .

**Twierdzenie:** Jednowymiarowa transformata Fouriera z przekroju widma  $V(u, v)$ , wziętego wzdłuż prostej nachylonej do osi  $u$  pod kątem  $\theta$  i odległej od środka płaszczyzny  $uv$  o  $r$ , w punkcie  $\rho$  jest równa jednowymiarowej transformacie Fouriera z przekroju rozkładu  $B(\xi, \eta)$ , wzdłuż



**Rys. 5.1:** Ilustracja do uogólnionego twierdzenia o projekcji. Z lewej strony jest płaszczyzna nieba z rozkładem jasności  $B$ , a z prawej – odpowiadająca jej płaszczyzna częstości przestrzennych z widzialnością  $V$ . Twierdzenie wiąże przekrój przez  $B$  wzdłuż  $\zeta$  z przekrojem przez  $V$  wzdłuż  $w$ . Wielkości  $r$  i  $\rho$  są częstościami: przestrzenną wzdłuż  $\zeta$  dla przekroju  $B$  i listków wzdłuż  $w$  dla przekroju  $V$ , odpowiednio

prostej nachylonej do osi  $\eta$  pod kątem  $\theta$  i odległej o  $\rho$  od początku płaszczyzny  $\xi\eta$ , na częstości  $r$  (rys. 5.1). To samo w zapisie symbolicznym ma postać:

$$\int_{-\infty}^{\infty} V(-r \sin \theta + w \cos \theta, r \cos \theta + w \sin \theta) e^{+j2\pi\rho w} dw = \int_{-\infty}^{\infty} B(\rho \cos \theta - \zeta \sin \theta, \rho \sin \theta + \zeta \cos \theta) e^{-j2\pi r \zeta} d\zeta. \quad (5.13)$$

Nieskomplikowany dowód (w ramce; por. Borkowski 1985b) może polegać na wykonaniu odwrotnej (do tej z lewej strony) transformacji Fouriera na wyrażeniu z prawej strony (5.13) i pokazaniu, że jest to oczekiwany przekrój przez widzialność.

Szczególnym przypadkiem związku (5.13) jest znane twierdzenie o projekcji, w którym prawa strona (5.13) biera jest jedynie na zerowej częstości ( $r = 0$ ), co sprowadza ją do tzw. *transformaty Radona*. Naturalnie, lewa strona redukuje się wówczas do centralnych przekrojów widma (przez środek płaszczyzny  $uv$ ). Ten szczególny przypadek

### Dowód uogólnionego twierdzenia o projekcji

Wyrażenie (5.13) można przepisać do postaci:

$$V(-r \sin \theta + w \cos \theta, r \cos \theta + w \sin \theta) = \iint_{-\infty}^{\infty} B(\rho \cos \theta - \zeta \sin \theta, \rho \sin \theta + \zeta \cos \theta) e^{-j2\pi(r\zeta + w\rho)} d\zeta d\rho. \quad (5.14)$$

Niech teraz  $\xi = \rho \cos \theta - \zeta \sin \theta$  i  $\eta = \rho \sin \theta + \zeta \cos \theta$ , wtedy też  $\rho = \xi \cos \theta + \eta \sin \theta$  i  $\zeta = -\xi \sin \theta + \eta \cos \theta$ , zatem prawa strona (5.14) redukuje się do:

$$\iint_{-\infty}^{\infty} B(\xi, \eta) e^{-j2\pi[\xi(-r \sin \theta + w \cos \theta) + \eta(r \cos \theta + w \sin \theta)]} d\xi d\eta$$

(jacobian rotacji współrzędnych jest jednością), co jest identyczne (z definicji przekształcenia Fouriera) z lewą stroną (5.14).

ma szereg praktycznych zastosowań nie tylko w radioastronomii (np. Barcewell i Riddle 1967, Perley 1979, Rowland 1979).

Jeśli na  $B$  przyjęć rozkład źródeł prawie punktowych (takich, by ich widmo przestrzenne nie zniknęło na częstotliwości  $r$ ), to, przy ustalonym  $\theta$ , prawa strona (5.13) w funkcji  $\rho$  będzie różna od zera tylko w sąsiedztwie wartości  $\rho$ , dla których proste  $(\rho, \theta)$  przecinają te składniki. Inaczej mówiąc, jednowymiarowe widmo fourierowskie (widmo częstotliwości listków interferencyjnych) przekroju widzialności wzdłuż danej prostej  $(r, \theta)$ , albo jej odcinka przybliżającego w praktyce fragment elipsy na płaszczyźnie  $uv$ , posiada zbiór maksimumów wskazujących kierunki źródeł punktowych (w wyżej określonym pojęciu) na płaszczyźnie  $\xi\eta$ . Zależało nam na zademonstrowaniu właśnie tego faktu.

Idąc dalej można pokazać, że w fazie widma częstotliwości listków tkwi także informacja o wartości  $\zeta$ , czyli o położeniu źródła na znalezionej prostej. Tego faktu nie wykorzystują znane nam metody wyznaczania położenia źródeł maserowych. Aby nie popadać w zbytnią ogólnikowość,

rozważmy przykład źródła o gaussowskim rozkładzie jasności:

$$\frac{F}{\sigma^2} e^{-\pi[(\xi - \xi_0)^2 + (\eta - \eta_0)^2]/\sigma^2}, \quad (5.15)$$

którego widzialność wynosi

$$F e^{-\pi\sigma^2(u^2 + v^2)} e^{-j2\pi(\xi_0 u + \eta_0 v)}. \quad (5.16)$$

Biorąc z takiej widzialności transformatę Fouriera na prostej  $(r, \theta)$  dostaje się:

$$\frac{F}{\sigma} e^{-\pi[(\sigma r)^2 + (\xi_0 \cos \theta + \eta_0 \sin \theta - \rho)^2/\sigma^2]} e^{-j2\pi r(-\xi_0 \sin \theta + \eta_0 \cos \theta)}.$$

Transformata ta ma, jak widać, maksimum na częstotści

$$\xi_0 \cos \theta + \eta_0 \sin \theta \equiv \rho_0,$$

oraz fazę

$$2\pi r(-\xi_0 \sin \theta + \eta_0 \cos \theta) \equiv 2\pi r \zeta_0.$$

Parametry  $\rho_0$  i  $\zeta_0$  są współrzędnymi prostokątnymi analizowanego źródła w układzie obróconym o kąt  $\theta$  względem współrzędnych  $\xi$  i  $\eta$ . Pomiar częstotści listków przez odszukanie maksimum w ich widmie oraz pomiar fazy, czyli parametru  $\zeta_0$ , w okolicy tegoż maksimum (zauważamy, że nie zależy ona tutaj od częstotści) pozwala więc obliczyć pozycję źródła z łatwych do sprawdzenia zależności:

$$\xi_0 = \rho_0 \cos \theta - \zeta_0 \sin \theta \quad (5.17)$$

$$\eta_0 = \rho_0 \sin \theta + \zeta_0 \cos \theta. \quad (5.18)$$

By uniknąć nieporozumień dodajmy, że w powyższym rozumowaniu zakładaliśmy milcząco, iż z geometrii obserwacji dysponujemy parametrami  $r$  i  $\theta$ . Nie ma przy tym istotnej różnicy między przypadkiem korzystania z danych zawierających oryginalną fazę, a danych z fazą różnicową (w tym ostatnim przypadku należałoby zamiast „częstotści listków” używać określenia „różnicowa częstotści listków”).

Skupisko wielu źródeł gaussowskich ma, naturalnie, widzialność składającą się z sumy widzialności wszystkich składników, a jej jednowymiarowa transformata ma wiele maksimumów — ściśle odpowiednio

do poszczególnych źródeł. Można by sądzić zatem, że dysponując pomiarami widzialności wzdłuż niewielu więcej niż jednego śladu przypominającego odcinek prostej na płaszczyźnie  $uv$  można jednoznacznie określić pozycje wszystkich obserwowanych – prawie punktowych – składników, czyli wykonać mapę. To prawda, jednak już teraz możemy wskazać podstawowe trudności w praktycznym wdrażaniu takiej metody. Pierwsza z nich, to nieokreśloność  $2\pi$  tkwiąca w fazie zmierzonej funkcji widzialności, która przenosi się na pomiar fazy widma częstości listków  $2\pi r\xi_0$ . W pewnych sytuacjach, nie tak znów wyjątkowych, udaje się z powodzeniem rozwiązać problem fazowy. Druga sprawa, to zjawisko nakładania się maksimumów. Może się zdarzyć, że dwa lub więcej źródeł leży na jednej prostej  $(\rho, \theta)$  i chociaż maksimum w widmie częstości listków wskaże poprawny kierunek, to faza tego widma wskaże położenie fikcyjnego pojedynczego źródła. Ten problem jest mniej podstawowy i jego rozwiązanie można oprzeć na tym z metody wielopunktowej. Ponieważ faza niesie najdokładniejszą informację o położeniach, można dopuścić, że rozwój technik opracowywania danych VLBI wcześniej czy później doprowadzi do wykorzystania podanej tutaj możliwości.

Chcielibyśmy wreszcie zwrócić uwagę na ogólność twierdzenia (5.13). Stosuje się ono do dowolnych, nie tylko „prawie punktowych”, źródeł co podsuwa myśl, że może ono być podstawą nowej metody odtwarzania rozkładów jasności — uogólnienia znanej techniki *rzutowania wstecznego* (ang. back projection), stosowanej dotychczas tylko do przypadków, kiedy znane są radialne (centralne) przekroje widma przestrzennego, czyli zupełnie nie przystających do sytuacji w syntezie apertury typu VLBI. Trudno na tym etapie wyrokować o problemach związanych z implementacją tej idei, można wszakże już teraz przewidzieć znaczny zysk w szybkości działania ewentualnych procedur w porównaniu z jakże czasochłonnymi współczesnymi metodami wykorzystującymi wielokrotne dwuwymiarowe transformowanie fourierowskie.

## 5.6 Metody wyznaczania względnych położeń składników maserów

### 5.6.1 Metoda jednopunktowa (*fringe rate mapping*)

Różnicowa częstość listków (5.12) jest sinusoidą o dobowym okresie. Można więc do pomiarów  $\Delta\nu$  dopasować modelową funkcję postaci:

$$\Delta\nu = a \sin(t + b), \quad (5.19)$$

wyznaczając amplitudę  $a$  i fazę  $b$ , np. przez minimalizację sumy odchylek kwadratowych. Nietrudno jest pokazać, że wtedy względne pozycje dwóch źródeł określają wzory:

$$\begin{aligned} \Delta\alpha &= \frac{a \sin(b - t_b)}{d\Omega \cos \delta_b \cos \delta} \lambda \quad \text{oraz} \\ \Delta\delta &= \frac{a \cos(b - t_b)}{d\Omega \cos \delta_b \sin \delta} \lambda. \end{aligned} \quad (5.20)$$

Pomiary  $\Delta\nu$  wykonuje się przez transformację Fouriera czasowych przebiegów funkcji korelacji w każdym z kanałów częstości z osobna. Maksymalna wartość amplitudy w takich widmach wskazuje na poszukiwaną częstość. Dokładniejszą estymację  $\Delta\nu$  dostaje się zwykle przez interpolację pomiędzy sąsiednimi składnikami widma częstości listków.

U samych podstaw tej metody leży założenie, że w każdym z kanałów częstości  $f_\nu$  jest tylko jedno maksimum, za które jest odpowiedzialne pojedyncze źródło punktowe. Często założenie to jest złe i wówczas wyznaczona pozycja jest obciążona błędem, jednak zawsze wskaże ona miejsce blisko dominującego (o ile taki jest) wśród zblendowanych detali, albo przynajmniej w pobliżu rozmytego składnika (Walker i in. 1978). Informacja zawarta w danych i dotycząca złożonych struktur jest oczywiście utracona.

Dużą zaletą metody jednopunktowej jest to, że można nią wykonywać mapy rozkładu jasności źródeł już przy bardzo niewielkiej liczbie obserwacji. Obserwacje takie nie muszą też być nadto starannie kalibrowane, z wyjątkiem odniesienia fazy do źródła referencyjnego. Wynika to z faktu, że najwyższe maksimum w widmie częstości listków uzyskanym nawet z nieskalibrowanych danych jest prawie na pewno skutkiem



obecności najintensywniejszego składnika przestrzennego o prędkości radialnej odpowiadającej częstości widmowej  $f_v$ . Ponadto, pole widzenia nie jest istotnie ograniczone przez tę metodę, dlatego okazuje się ona bardzo użyteczna przy wykonywaniu map źródeł bardzo rozległych. W większości publikacji dotyczących widmowej VLBI metodę jednopunktową znajdujemy na którymś z etapów analizy danych obserwacyjnych (np. Moran i in. 1977, Genzel i in. 1978, Haschick i in. 1981, Fouquet i Reid 1982).

Dokładność wyznaczenia wielkości (5.20) analizował Moran (1976b). Wynoszą one:

$$\begin{aligned}\sigma_{\Delta\alpha} &= \frac{\sqrt{3}\lambda}{\pi\mu\Omega d \cos\delta_b \cos\delta\Delta t\sqrt{N/2}} \quad \text{oraz} \\ \sigma_{\Delta\delta} &= \frac{\sigma_{\Delta\alpha}}{\tan\delta},\end{aligned}\tag{5.21}$$

gdzie  $\mu$  jest stosunkiem sygnału do szumu,  $\Delta t$  — czasem integracji, zaś  $N$  — ilością pomiarów wziętych do wyznaczeń. Jest to o czynnik  $\Delta\Omega/\sqrt{12}$  gorzej niż w przypadku podobnych wyznaczeń z pomiaru fazy.

Jako prace podstawowe o tej metodzie cytuje się Morana i in. (1968), Johnstona i in. (1971) oraz, najczęściej, Morana (1973 i 1976b).

### 5.6.2 Metoda wielopunktowa (*multiple-point fringe rate mapping*)

Wzór (5.12) można przepisać w postaci:

$$\Delta\nu = \dot{u}\Delta\alpha + \dot{v}\Delta\delta,\tag{5.22}$$

gdzie kropki oznaczają szybkości zmian odpowiednich częstości przestrzennych w czasie. Wyrażenie (5.22) jest równaniem prostej na płaszczyźnie  $\Delta\alpha\Delta\delta$ . Jeden parametr  $\Delta\nu$  wyznacza zatem kierunek na wspomnianej płaszczyźnie albo na niebie, na którym leży źródło listków o zmierzonej częstości (dokładniejsze uzasadnienie tej interpretacji przedstawiliśmy w p. 5.5.2). Ponieważ  $\dot{u}$ ,  $\dot{v}$  i  $\Delta\nu$  zmieniają się w czasie, to jest możliwe określenie miejsca źródła jako punktu przecięcia się wielu prostych (5.22), odpowiadających różnym fragmentom obserwacji. W rzeczywistości równanie (5.22) trzeba rozszerzyć do pewnego obszaru

wokół podanego kierunku. Szerokość tego pasa na niebie określa pole widzenia korelatora we współrzędnej  $\nu$  i jest miarą rozdzielczości kątowej pomiarów. W literaturze nazywa się to „wiązką częstości listków” i wyraża przez znany nam z rozdz. 3 wzór (3.9) (por. też Peckham 1973):

$$\Delta\theta_\nu = \frac{\lambda}{\Omega\Delta t d \cos\delta_b}. \quad (5.23)$$

Jeżeli w analizowanym obszarze nieba znajduje się kilka obiektów o tych samych prędkościach radialnych, ale w różnych miejscach, to każdemu będzie odpowiadał jeden prążek (maksimum) w widmie częstości listków odpowiedniego kanału częstości radiowych (*video*). Celem metody wielopunktowej jest wyznaczenie pozycji różnych składników widma częstości listków na podstawie wielu kilku- do kilkudziesięciominutowych obserwacji.

Autorstwo metody przypisuje się Guiffridzie (1977), który jako pierwszy użył jej do analizy danych VLBI (Walker 1981). Te same idee znaleźliśmy jednak też u Speeda (1976), powołującego się na jeszcze wcześniejszą pracę Peckhama (1971). Speed używał jej w innym kontekście, ale jego tzw. *strip transforms* bez trudu można rozpoznać jako widma częstości listków z maksimumami wskazującymi kierunki przecinające się w pozycjach źródeł.

Metoda wielopunktowa w praktyce VLBI (Elmegreen i in. 1980, Walker 1981, Kent i Mutel 1982) wymaga wszystkich dokładnych kalibracji — tak, jak opisaliśmy to wcześniej. W odróżnieniu od metod syntezy apertury lub modelowania fazy nie wymaga ona kalibracji zapóźnienia (głównie błędów zegarów, powodujących liniową zależność fazy od częstości pasma), która jest jednym z najtrudniejszych problemów kalibracyjnych. W warunkach idealnych metoda ta daje dokładności sięgające tych z użyciem fazy. W praktyce jednak typowe błędy są rzędu dwóch odstępów listków interferencyjnych.

### 5.6.3 Modelowanie fazy

Dopasowanie modeli używa się przede wszystkim w przypadkach wyznaczenia bardzo dokładnych względnych położeń źródeł, o których się zakłada, że są punktowymi (Moran 1976b, Reid i in. 1977). Drugim równie podstawowym założeniem jest to, że źródła są niezblendowane

w widmie, tzn. że w każdym kanale pojawia się co najwyżej jeden prążek pochodzący od pojedynczego źródła. Jeśli te założenia są dobrze spełnione, to uzyskuje się dokładności rzędu ułamka odstępu listków interferencyjnych.

Z powodu wymienionych założeń zastosowanie metody modelowania fazy jest ograniczone tak, jak metody jednopunktowej analizy częstości listków, a w przypadku odstępstw od idealnych warunków pojawiają się trudności analogiczne jak w metodach syntezy apertury.

Sposób wyznaczenia względnych położenia dwóch źródeł z pomiaru fazy różnicowej podali Harvey i in. (1974; por. też Rogers i in. 1967, Masheder i in. 1974). Polega on na dopasowaniu pomiarów do modelu wyrażonego wzorami (5.10) i (5.11), czyli do sinusoidy o dobowym okresie nałożonej na składnik liniowy. Łatwo jest sprawdzić, że równoważny model takiej fazy jest następujący:

$$\Delta\phi = 2\pi(u \cos \delta\Delta\alpha + v\Delta\delta). \quad (5.24)$$

Położenia źródeł wyznacza się przez dobór takich  $\Delta\alpha$  i  $\Delta\delta$  w (5.24), które minimalizują sumę kwadratów odchyłek faz obserwowanych od modelowych (np. Reid i in. 1977).

W przypadku widm zblendowanych konieczne jest modelowanie pełnej fazy i amplitudy listków interferencyjnych, co się sprowadza do modelu rozkładu jasności źródła. W tym celu do obserwowanych faz i amplitud dopasowuje się jednocześnie zestaw parametrów źródła, na które składają się m.in. moc, kształt, rozmiary i położenie każdego składnika. Procedura ta wymaga rozwiązania nieokreśloności  $2\pi$ , tkwiącej w wynikach pomiaru fazy. Wielopunktowe modelowanie jest trudnym zadaniem, ponieważ proces jest nieliniowy i wymaga znacznej informacji *a priori* o strukturze źródła.

Dokładność wyznaczeń pozycji z analizy fazy jest teoretycznie o około dwa rzędy wielkości lepsza niż z analizy częstości listków. Jeśli obserwacje prowadzone są w szerokim przedziale częstości (uzyskiwanym np. przez wspomniane w p. 5.2 przełączanie pasma w częstości w czasie obserwacji), to przybliżenia wprowadzone przy omawianiu wzorów (5.10) i (5.11) stają się za mało dokładne i są źródłem dodatkowych błędów ostatecznych wyników wyznaczeń położenia. Te subtelne czynniki omówili Genzel i in. (1981a).

### 5.6.4 Synteza apertury

Kiedyś wszystkie, a dziś pewna część obserwacji VLBI przeznaczonych do analizy widmowej jest redukowana wstępnie na korelatorach pracujących w trybie jednobazowym. Oznacza to, że uzyskane współczynniki korelacji z każdej bazy zawierają niezależne błędy, które nie znoszą się w tzw. *zamkniętych obserwacjach*. Błędy takie powstają np. wskutek zaokrąglania poprawek do częstości oscylatorów lokalnych, nieciągłości fazy wywołanej skwantowaniem modelowej częstości listków w pobliżu jej zmiany znaku, skokowego śledzenia zapóźnienia w korelatorze (o ile odpowiedniej korekcji nie wprowadzono w czasie korelacji — tak, jak to się robi w NRAO), niesynchronizacji integracji na różnych bazach itp. Po poprawieniu fazy na wymienione błędy, co w ogólności wymaga interpolacji amplitudy i fazy, i skalibrowaniu amplitudy i fazy w sposób opisany w p. 5.4, dane z każdego kanału widmowego (nie zapóźnieniowego) mogłyby z powodzeniem być poddane oddzielnie zwykłej obróbce metodami syntezy apertury (patrz rozdz. 4) w celu odtworzenia rozkładu źródeł w polu widzenia. Ponieważ jednak kanałów widmowych jest wiele (typowo rzędu setki), a metody odtwarzania map są bardzo czasochłonne, rzadko wykonuje się mapy odpowiadające wszystkim kanałom albo przedziałom prędkości radialnych.

Ze względu na kłopotliwą kalibrację, wygórowane wymogi co do stabilności systemów odbiorczych i kompletności pokrycia płaszczyzny  $uv$  oraz na dużą czasochłonność opracowywania wyników w ogóle, stosunkowo rzadko używa się tej metody w analizach widmowych obserwacji VLBI. Metody syntezy apertury stosowano m.in. w następujących pracach: Reid i Muhleman (1978), Walker i in. (1978) Reid i in. (1980), Haschick i in. (1981) oraz Genzel i in. (1981b).

Dużą zaletą metody jest to, że nie wymaga ona znajomości *a priori* rozkładu jasności źródeł i nie trzeba rozwiązywać nieokreśloności fazy. Poza tym, procedura CLEAN, tak powszechnie używana w syntezie apertury VLBI w *continuum*, znajduje w danych widmowych idealne warunki pracy: rozkłady jasności składają się prawie wyłącznie z niemal punktowych maserów. Warto też wiedzieć, że czułość metod syntezy apertury na słabe źródła jest kilkakrotnie (pięciokrotnie, jak podają Genzel i in. 1981a) lepsza niż wcześniej opisanych metod analizy częstości listków lub fazy.

Alcolea i in. (1992) twierdzą, że analizując obserwacje Mark II z 1982 r. mogą zmierzyć odległości kątowe między składnikami grupy maserów  $\text{H}_2\text{O}$  (albo między tym samym maserem w różnych epokach) z dokładnością około  $10^{-5}$  sekundy łuku (!).

## 5.7 Wyznaczanie odległości maserów

Metody wyznaczania odległości do skupisk maserów zostały zaadaptowane z astronomii optycznej, w której używano ich w podobnych celach choć w nieco innym kontekście od dziesiątków lat (np. Trumpler i Weaver 1953, Gliese 1982).

Przy założeniu, że obserwowane prędkości radialne detali maserowych (wyznaczone z pomiaru przesunięć linii widmowych) są kinetyczne, poszczególne składniki źródła powinny przemieszczać się po niebie z prędkościami własnymi odpowiadającymi rozrzutowi w prędkościach radialnych. Pomiarы względnych ruchów własnych tych detali można zatem użyć do rozróżnienia pomiędzy kinetyczną i niekinetyczną naturą obserwowanych prędkości. Zespół ruchów własnych maserów tworzy pole prędkości źródła i zawiera informację o jego trójwymiarowej strukturze. Może to być wykorzystane do niezależnej od całej hierarchii innych indyktorów odległości, bezpośredniej estymacji odległości takiego skupiska. Kiedy ruchy własne są losowe, to odległość skupiska maserów można wyznaczyć ze stosunku rozrzutów prędkości radialnych  $\sigma_v$  [km/s] do rozrzutu ruchów właściwych  $\sigma_\mu$  [rad/s]:

$$D = \frac{\sigma_v}{\sigma_\mu}, \quad (5.25)$$

zakładając, że prędkości przestrzenne są rozłożone normalnie (gaussowsko) z jednakowymi rozrzutami we wszystkich kierunkach (metoda *statistical parallax*). Dyskusję dokładności wyników uzyskanych z takiego podejścia przedstawili Genzel i in. (1981a). Według opinii Morana i in. (1992), jeśli błąd pomiaru prędkości kątowej jest niewielki, to błąd oceny odległości  $\sigma_D \approx D/\sqrt{2N}$ , gdzie  $N$  jest ilością źródeł maserowych („spotów”).

Jeżeli ruchy sugerują pewne uporządkowanie — takie, jak np. ekspansja lub kontrakcja — to możliwe jest podejście alternatywne (me-

toda *expanding cluster parallax*). Do globalnego modelu skupiska dopasowuje się obserwowane ruchy własne i radialne oraz dwie współrzędne kątowe w celu wyznaczenia trzeciej współrzędnej przestrzennej i wartości prędkości transwersalnej. Odległości dostaje się przez przekalowanie obserwowanych ruchów własnych do znalezionych prędkości transwersalnych (Genzel i in. 1981a). Zmodyfikowaną nieco wersję tej metody przedstawiają Reid i in. (1988; por. też Moran i in. 1992) używając jej do dopasowania gaussowskich modeli maserów.

Ze względu na zmienność i czas życia maserów kosmicznych pomiary ruchów własnych powinny być wykonane na przestrzeni jednego do dwóch lat. W latach 1977 – 1979 wykonano serię sześciu globalnych eksperymentów VLBI z zamiarem wyznaczenia względnych ruchów własnych źródeł maserowych w trzech skupiskach molekuł  $H_2O$  w obszarach powstawania gwiazd (Genzel i in. 1981a, 1981b, Schneps i in. 1981). W celu pokrycia całego zakresu prędkości rzędu 100 km/s (albo 7 MHz w częstotliwości), co sekundę przełączano częstotliwość obserwacji pomiędzy czterema wartościami (używano systemu Mark II z pełną, 2 MHz, wstęgą). Źródła były obserwowane z przerwami od ich wschodu do zachodu. We wspomnianych przerwach obserwowano tło nieba poza źródłem w celu późniejszej kalibracji amplitudy widm i — co drugą godzinę — źródła kalibracyjne o widmie ciągłym dla kalibracji zapóźnień. Względne położenie składników maserów wyznaczano metodą wielopunktową i z analizy fazy, a w przypadku jednego ze źródeł — także metodą syntezy apertury. Osiągnięto dokładności wyznaczonych położzeń około  $0,0001''$ , a zmierzone ruchy własne wynosiły typowo  $0,001''$ /rok lub kilka razy ta wartość. Stwierdzono dobrą zgodność oceny odległości źródeł z innymi wyznaczeniami. Późniejsze obserwacje i wyniki przedstawiają Moran i in. (1992). Ogółem, na podstawie ruchów własnych źródeł maserowych w galaktycznych skupiskach molekuł  $H_2O$ , wyznaczono odległości do 7 maserów oraz do środka Galaktyki ( $7,6 \pm 0,6$  kpc).

## Rozdział 6

# Znaczenie i zastosowania VLBI w astrometrii, geofizyce i nawigacji



ilką lat sąsiadujących z rokiem 1960 przyniosło dwa ważne odkrycia naukowe, które wówczas wydawały się całkowicie pozbawione wspólnej płaszczyzny. W szczególności nikt nie wiązał ich wtedy z zagadnieniem rotacji Ziemi, a nawet problemem inercjalnego układu odniesienia, choć dziś związki takie są aż nadto oczywiste. Jedno z tych odkryć — to z dziedziny geofizyki — dotyczyło globalnej *tektoniki płyt* skorupy ziemskiej i koncepcji rozsuwania się dna oceanów. Podważyło ono podstawowe pojęcie „średniego położenia” obserwatoriów, a razem z nim procedurę konstrukcji wektorów bazowych związanych sztywno z bryłą Ziemi. Wiemy teraz, że obserwatoria przemieszczają się wiekowo w prawie losowych kierunkach i z szybkościami zawierającymi się w granicach od 1 do nawet 15 cm na rok. Drugim ze wspomnianych wydarzeń było odkrycie przez astronomów radiowych obiektów gwiazdopodobnych albo *kwazarów*. Do roku 1963 rozpoznano w nich — po przesunięciach linii widmowych ku czerwieni — najdalsze obiekty obserwowalnego Wszechświata. O ile pierwsze rewolucyjne odkrycie miało podstawowe znaczenie dla lepszego rozumienia rotacji Ziemi, o tyle drugie pozwoliło na realizację niemal wymarzonego, prawie inercjalnego układu odniesienia, którego stoso-

walność wykracza daleko poza potrzeby badaczy samej rotacji Ziemi.

Od samego początku wprowadzenia VLBI do praktyki zdawano sobie dobrze sprawę z wyjątkowych możliwości tej techniki w obszarze pomiarów kątowych (obiektów na niebie) i odległości (anten sieci interferometrycznej). W ciągu mniej więcej dekady technikę VLBI udoskonalono na tyle, że obecnie niewiele pozostało do osiągnięcia teoretycznych możliwości. W praktyce oznacza to centymetrowy poziom dokładności pomiaru odległości międzykontynentalnych i milisekundy łuku w położeniach źródeł odległych o dowolny kąt na niebie. W porównaniu z technikami klasycznymi poprawa dokładności jest tak drastyczna, że wspólnie ze znanymi dziś efektami geofizycznymi — typu dryfu kontynentów — współczesne pomiary VLBI czynią przestarzałymi fundamentalne definicje układów odniesienia służących za podstawę określania położenia punktów na Ziemi i ich ruchu względem przestrzeni inercjalnej.

Aby jeszcze dosadniej zobrazować znaczenie tej nowej techniki zauważmy, na przykład, że geodezyjne metody określania położenia na Ziemi jeszcze do niedawna były ograniczone do względnych dokładności z gubsza biorąc  $10^{-6}$ . Na takim poziomie dokładności Ziemia może być uważana za bryłę sztywną, gdyż największe odkształcenie (wywołane przez pływy) jest rzędu  $10^{-7}$ . U astronomów zaś, układ odniesienia oparty na standardowym katalogu około 1500 gwiazd ma wewnętrzną dokładność około  $0,03''$ . Nie będzie potrzeby komentowania tego faktu, gdy zauważymy, że  $0,1''$  na niebie transformuje się na około 3 m w położeniu obserwatora na powierzchni Ziemi.

Źródła pozagalaktyczne przez swe olbrzymie oddalenie od Układu Słonecznego wykazują znikome ruchy na sferze niebieskiej. Katalog precyzyjnych położenia takich źródeł może zatem definiować fundamentalny układ odniesienia, względem którego można mierzyć położenia i ruchy obiektów na Ziemi, ruchy samej Ziemi, obiektów z otoczenia Ziemi (np. satelitów) i obiektów na sferze niebieskiej (statki kosmiczne, planety gwiazdy i galaktyki). Taki układ odniesienia ma więc bezpośrednio zastosowanie w nawigacji, astronomii i geofizyce.

Nim przejdziemy do bardziej szczegółowego omówienia metod i różniczkach zastosowań VLBI, naszkicujemy w pierwszej kolejności pewne ogólne aspekty pomiarów astrometryczno-geodezyjnych skupiając uwagę na zagadnieniach odróżniających je od metod stosowanych w syntezie apertury, bądź w widmowych obserwacjach VLBI, które były przedmiotem wcze-



śniejszych partii tego opracowania. W drugiej kolejności spróbujemy przybliżyć dziedziny i zakres oczekiwanych zastosowań techniki VLBI.

Z bogatej literatury przedmiotu w przygotowaniu tego rozdziału najwięcej skorzystałem z publikacji następujących autorów lub redaktorów: Robertson (1975a), Counselman (1976), Dermanis (1977), Ma (1978), Coates (1980), Cohen (1980), Bock (1980), Fell (1980), Wilkins i Feissal (1982), Marcaide (1982), Carter i Tusuchiya (1982), Calame (1982), Biraud (1983), Gubanov i in. (1983), Podobied (1983) oraz Remondi (1984). Lista ta stanowi niewielką próbkę dostępnej literatury i zawiera przeważnie opracowania zbiorowe materiałów z konferencji lub większe autorskie typu prac doktorskich.

## 6.1 VLBI jako narzędzie do pomiarów kątów i odległości

Interferometr wielkobazowy w swej istocie jest zwykłym czy też konwencjonalnym interferometrem, jakie stosowano w radioastronomii od początku jej intensywnego rozwoju, z tym że jego elementy pracują całkowicie niezależnie — bez jakiegokolwiek fizycznego łącza. Po zapisaniu sygnałów w każdej ze stacji sieci interferometrycznej są one później odtworzane i korelowane w celu wydzielenia charakterystycznych, prawie sinusoidalnych, listków interferencyjnych. Istnieje kilka systemów rejestracji i korelacji danych VLBI, z których najważniejsze omówiliśmy w rozdz. 2. Opracowano także, o czym wcześniej nie wspominaliśmy, kilka systemów specjalnie do zastosowań geodezyjnych lub nawigacyjnych, wyróżniających się tym, że są to urządzenia przenośne, wręcz miniaturowe. Zminiaturyzowanie możliwe jest jedynie w przypadku, kiedy obserwowane sygnały są bardzo silne — takie jak np. ze sztucznych satelitów Ziemi, co pozwala na stosowanie małych anten. Dostrzec można wiele inwencji wykazanej przy próbach zbudowania systemu interferometrycznego typu VLBI pod kątem wykorzystania aktualnie realizowanej sieci satelitów GPS (ang. Global Positioning System). Błęskotliwym efektem tych starań jest tzw. makrometr opracowany przez grupę C.C. Counselmana, pozwalający określać położenie punktów pomiarowych w trzech wymiarach z centymetrową dokładnością w czasie

pojedynczych godzin. Do urządzenia tego jeszcze powrócimy (p. 6.6).

Sygnały pobrane z dwóch miejsc czoła fali wyemitowanej z odległego punktu, po wymnożeniu (skorelowaniu) albo dodaniu i detekcji (wyprostowaniu), dają charakterystyczne prążki interferencyjne — analogiczne do znanych z optyki. Prążki te ściśle odzwierciedlają charakterystykę kierunkową urządzenia próbkującego sygnał, czyli interferometru, i stąd nazwa *listki interferencyjne* przyjęta w radioastronomii. Amplituda i faza listków interferencyjnych, które wynurzają się ze skorelowanych, na ogół mocno zaszumionych, sygnałów niosą informację o geometrii układu anteny-źródło, o strukturze źródła i o zniekształceniach, jakim uległy sygnały na drodze rozchodzenia się i w czasie obróbki danych. Informacje te są podstawą rozmaitych zastosowań interferometrii.

Ponieważ na wyjściu korelatora VLBI dostaje się listki interferencyjne w postaci prawie sinusoidalnego przebiegu, podstawowymi wielkościami mierzonymi (*obserwablam*) są chwilowe amplitudy i fazy owych listków i te właśnie obserwabla zawierają całą wspomnianą wyżej informację. Gdyby udało się sparametryzować przebiegi listków w funkcji czasu obserwacji i wszystkich interesujących bądź znaczących czynników, to obserwacje odpowiednio zorganizowane (rozkład anten, wybór źródeł, zakresów i pasm częstości i czasokresu) dostarczyłyby dostatecznie wiele punktów pomiarowych do rozwiązania układu równań obserwacyjnych ze względu na jednocześnie wszystkie parametry: rozkłady jasności i położenia źródeł, wektory bazowe systemów odbiorczych, synchronizacja czasu w poszczególnych stacjach i atmosferyczne oraz kosmiczne efekty propagacyjne. Byłoby to jednak zbyt wygórowane przedsięwzięcie i w praktyce obserwatorzy zadowalają się uzyskaniem tylko ich interesujących informacji, co pozwala na znaczne zredukowanie programu obserwacji i obróbki danych.

Tak więc, astrofizyk może poprawić obserwowaną amplitudę i fazę listków na wszystkie możliwe do oceny wpływy uzyskując listki, które zawierają informację dotyczącą tylko struktury źródła i które nazywa się teraz *funkcją widzialności*, a wiadomo o niej, że jest wprost transformacją Fouriera z rozkładu jasności. Przy pracach spektralnych obserwatorzy są zainteresowani zmiennością rozkładu jasności w dziedzinie częstości radiowych (w.cz.). W czasie obróbki pokorelacyjnej wykorzystują listki interferencyjne zmierzone w wielu (rzędu setki w tym wypadku) kanałach *zapóźnień* korelatora jednocześnie. Każdy pomiar

funkcji widzialności odpowiada zatem wielu punktom w dziedzinie zapóźnień, które są transformatą Fouriera z widzialności traktowanej jako funkcja częstości radiowej.

Geofizyków i astrometrystów interesuje struktura źródła o tyle, że jeśli jest nieznaną, to może wpłynąć degradująco na pomiary parametrów o pierwszorzędnym znaczeniu. Wolą oni więc wybierać źródła o możliwie najmniejszych rozmiarach — takich, że wkład ich rozciągłej struktury do obserwowanej fazy listków jest zaniedbywalny. Użyteczne w tym względzie byłyby również źródła o ściśle symetrycznych strukturach, których widzialności są funkcjami rzeczywistymi, czyli o zerowej fazie. W każdym razie w astrometrii i geodezji użyteczną obserwabłą jest faza listków interferencyjnych, a amplituda może być rozpatrywana jako nośnik dla fazy i jako taka powinna być dostatecznie duża dla zapewnienia zadowalających dokładności pomiarów fazy.

Idea pomiarów kątowych i długości bazy  $\vec{d}$  wywodzi się z prostej zależności fazy listków interferencyjnych od tych wielkości:

$$\Phi = 2\pi \frac{\vec{d}\vec{s}}{\lambda} - \Phi_0, \quad (6.1)$$

w której wektory  $\vec{s}$  (wersor w kierunku obserwowanego źródła) i  $\vec{d}$  są w ogólności funkcjami czasu obserwacji, zaś  $\Phi_0$  grupuje w sobie wszystkie efekty, jakie należy wyrugować w procesie obróbki danych. Pomiar dostatecznie wielu faz  $\Phi$  może umożliwić wyznaczenie geometrii anten i źródła (lub źródeł) przez dobranie takich  $\vec{d}$  i  $\vec{s}$ , które w jakimś sensie najlepiej spełniają układ równań obserwacyjnych typu (6.1). Naturalnie, problem wyznaczeń znacznie się upraszcza jeśli położenia źródeł albo anten, alternatywnie, są znane z zadowalającą dokładnością. Równanie (6.1) uzasadnia także nasze globalne podejście do omówienia zastosowań VLBI do astrometrii, geodezji, geodynamiki, nawigacji i pewnych szczególnych problemów międzydyscyplinarnych.

## 6.2 Wczoraj i jutro astrometrii

Pierwszym zadaniem astrometrii jest wypracowanie systemu współrzędnych na niebie i w tym kontekście badanie ruchu ciał Układu Słonecznego i gwiazd. Ten dział astronomii jest najstarszy i pozostaje

niezbędny dla wszystkich pozostałych działów astronomii oraz kilku dziedzin stosowanych — takich jak geodezja, nawigacja czy eksploracja kosmosu — w których wykorzystuje się znajomość dokładnych położzeń, odległości, kształtu, rozmiarów i ruchów ciał niebieskich oraz Ziemi.

Powszechnie dziś używany układ współrzędnych dla określania położzeń ciał niebieskich — układ równikowy — wywodzi się od starożytnych. Jego podstawowymi elementami są oś obrotu Ziemi i punkt równonocy wiosennej, związane z ruchem Ziemi wokół własnej osi i wokół Słońca. Wysiłek pokoleń astronomów ucieleśnia współcześnie (od 1985 r.) standartowy kwaziinercjalny (gwiazdowy) system współrzędnych oparty na tzw. (piątym) *fundamentalnym katalogu* (FK5) nieco ponad półtora tysiąca najjaśniejszych gwiazd Galaktyki (plus 3117 gwiazd w rozszerzeniu do katalogu; Fricke i in. 1988, 1991). Średnie błędy położzeń w tym katalogu wynoszą  $0,02 - 0,03''$ .

Współczesna astrometria optyczna, tak jak przed setkami lat, jest oparta na systemie metod południkowych wykorzystujących mechaniczne przyrządy do pomiaru kątów. Niedostateczna dokładność klasycznej astrometrii wynika przede wszystkim z istnienia trudnych do uwzględnienia błędów systematycznych — tak instrumentalnych, jak i refrakcyjnych. Kiedy nawet udaje się znacząco wyeliminować błędy systematyczne, to średnie błędy pomiaru współrzędnych za pomocą przyrządów południkowych rzadko bywają mniejsze niż  $0,3''$ , a przy obserwacjach fotograficznych  $0,15''$ .

Inną podstawową wadą systemu współrzędnych opartego na fundamentalnych katalogach gwiazd jest deformowanie się takiego systemu z upływem czasu na skutek niewystarczającej znajomości ruchów własnych gwiazd. Istotnym środkiem zaradczym jest włączanie do katalogów podstawowych także gwiazd słabych, zwykle bardziej odległych i o mniejszych ruchach własnych. Nie jest to jednak ani łatwe, ani ostateczne rozwiązanie problemu.

W ostatnich 25 – 30 latach obok metod klasycznych w astrometrii zaczęto stosować całkowicie nowe techniki pomiarów. Są to m.in. naziemne pomiary laserowe i interferometryczne oraz z użyciem przyrządów wniesionych w kosmos. Te nowe podejścia pozwalają osiągać dokładności przewyższające wszystko to, co osiągnięto dotąd w klasycznej wizualnej i fotograficznej astrometrii. Na przykład, radiolokacja Wenus prowadzona w początkach lat 60, pozwoliła wyznaczyć jednostkę

astronomiczną — średnią odległość Ziemi od Słońca — z dokładnością 20 razy lepszą niż w przypadku wyników uzyskanych z opracowania olbrzymiej liczby fotografii planetoidy Eros przy jej przejściach w pobliżu Ziemi w latach 1926 – 1945. Istnieją już katalogi — obejmujące setki radioźródeł (kwazarów) północnej półkuli nieba — ze współrzędnymi wyznaczonymi radiowymi technikami interferometrycznymi z dokładnościami około  $0,001''$ , czyli o rząd lepszymi niż te ze współczesnych katalogów optycznych. Podobnie wysokich dokładności oczekuje się po astrometrycznych pomiarach amerykańskiego teleskopu kosmicznego i europejskiego HIPPARCOSA<sup>1</sup>. Wspomnijmy jeszcze o równie pięknych perspektywach rozwoju nowych optycznych technik naziemnej astrometrii, o których wyczerpująco piszą van Altena (1983), Monet (1988) i Shao i Colavita (1992b) i które wraz z VLBI<sup>2</sup> zrewolucjonizują tę gałąź astronomii.

Klasycznym i wspólnym dla astrometrii i geofizyki problemem badawczym jest rotacja Ziemi. Szybkość obrotu naszej planety, mierzona względem gwiazd i Słońca, determinuje chód czasu gwiazdowego i słonecznego. Czas uniwersalny (koordynowany, UTC), stosowany w życiu codziennym, mierzony jest wprawdzie sekundami atomowymi, ale nawiązuje do czasu astronomicznego związanego z obrotem Ziemi i wyznaczanego z obserwacji astronomicznych. Ostatnie dziesięciolecia przyniosły informacje o szeregu nieregularnościach w rotacji Ziemi (np. Morrison i Stephenson 1982, Kovalevsky i Yatskiv 1982, Merriam 1983). Niedawna kampania MERIT poświęcona była porównaniu wyników pomiarów rotacji Ziemi wyznaczonych różnymi technikami. Uwzględniono w tym klasyczne astronomiczne wyznaczanie czasu i szerokości geograficznej, dopplerowskie i laserowe obserwacje sztucznych satelitów Ziemi, interferometrię na falach radiowych i inne techniki (Feissel 1982, Wilkins i Feissel 1982, Wilkins 1984). Wyniki tej kampanii stały się podstawą głębokich reform międzynarodowych służb rotacji Ziemi i ruchu bieguna wprowadzonych w 1988 r. W zreformowanych służbach decy-

---

<sup>1</sup>Pierwszym rezultatom z HIPPARCOSA poświęcono cały numer 1 *Astronomy & Astrophysics* (vol. 258 z maja 1992) oraz *ESA Bulletin* Nr 69 (luty 1992).

<sup>2</sup>Radiową, optyczną i na fale podczerwone. W tym ostatnim zakresie ( $\lambda = 2,2 \mu\text{m}$ ) oczekuje się mierzenia kątów do  $0,5^\circ$  z dokładnościami na poziomie zaledwie 10 mikrosekund łuku (!) przy użyciu interferometru o bazie  $\sim 200$  m i dwóch teleskopów o średnicach po  $\sim 1,5$  m (Shao i Colavita 1992a).

dujący udział mają nowe techniki: laserowe i interferometryczne. Przed tą reformą, światowa sieć służby czasu po miesięcznych obserwacjach dostarczała oceny długości doby z dokładnością 0,5 ms, gdy tymczasem jednodobowa obserwacja z użyciem techniki VLBI pozwala wyznaczyć ten parametr z dokładnością 0,1 ms. Podobny kontrast występował w obszarze pomiarów położenia bieguna: światowa sieć licząca około 20 stacji osiągała dokładność około 1 m (20 cm na średnich miesięcznych; Winkler 1979), gdy interferometr wielkobazowy odpowiednio zaprojektowany ma dokładność centymetrową już z jednodobowych obserwacji.

Pojawienie się interferometrii wielkobazowej ma ogromne znaczenie dla astrometrii fundamentalnej. Układ współrzędnych oparty na położeniach radioźródeł pozagalaktycznych o wewnętrznej precyzji rzędu  $0,001''$  pozostaje niezmienny przez setki, a może i tysiące lat. Pozostaje zatem nawiązanie położenia słabych gwiazd Galaktyki do tego układu, co umożliwi pomiary bezwzględnych ruchów ciał Galaktyki i Galaktyki jako pewnej całości. Ocenia się, że dokładność dzisiejszych katalogów fundamentalnych, po nawiązaniu do obserwacji radiowych, poprawi się o rząd wielkości.

Używając techniki VLBI do obserwacji sztucznych źródeł promieniowania na innym ciele Układu Słonecznego, możnaby uzyskać niebawem wysokie dokładności danych o ruchu tego ciała, jego orbicie i zaburzeniach. Radiolaternie umieszczone na innej planecie pozwoliłyby ustalić także punkt zerowy układu współrzędnych równikowych z dokładnością o dwa rzędy wielkości wyższą niż uzyskiwana z obserwacji optycznych. Zainstalowanie dwóch lub więcej latarni umożliwiłyby wyznaczenie zmian prędkości rotacji planety, a nawet ruchu jej biegunów.

Obiecująco zarysowuje się perspektywa zastosowania VLBI do badania układu Ziemia–Księżyc. Wśród celów można wymienić poprawę pomiarów czasu efemeryd (dynamicznego) i orbity Księżyca, a także uściślenie danych o fizycznej libracji Księżyca — okresowych nierównomiernościach jego obrotu wokół osi i okresowym przemieszczaniu się bieguna księżycowego.

Ponieważ technika interferometryczna pozwala na dokładne wyznaczenie wzajemnych położenia dwóch nadajników, to tego typu pomiary można wykorzystać przy kartografowaniu powierzchni planet, jeśli jeden z nadajników zostanie umieszczony na pojeździe. Podobne pomiary wykonano już w czasie ekspedycji Apollo na Księżyc: położenie pojazdu

księżycowego z lunonautami względem lądownika wyznaczano wówczas z dokładnością 1 m.

### 6.3 Problemy geofizyki a VLBI

Na przestrzeni ostatnich 35 lat dokonał się prawdziwy przewrót w nauce o Ziemi. O ile dawniej główne badania skupiały się na siłach i ruchach pionowych, które miały prowadzić do ukształtowania się topologii i struktury globu, o tyle obecnie większość badaczy przychyliła się do opinii, że tamte efekty są względnie małymi produktami ubocznymi potężnych, horyzontalnych przemieszczeń wielkich połaci zewnętrznej skorupy Ziemi. Wskutek wzajemnych ruchów tych połaci, albo *plyt*, powstały całe systemy górskie w miejscach ich kolizji, szczeliny, rowy i nowa skorupa w miejscach rozstępowania się oraz ogromne uskoki czy dyslokacje w miejscach scierania się. Odżyła stara koncepcja względnego ruchu kontynentów zyskując stąd nowe, powszechnie akceptowane świadectwa, z których większość wywodzi się ze studiów geomagnetyzmu i refrakcyjnych pomiarów sejsmicznych w oceanach świata, gdzie skorupa ma grubość około 6 km (kontrastuje to z grubością skorupy kontynentalnej — 30 – 40 km).

Chociaż koncepcja tektoniki płyt ma dziś przekonywująco solidne podstawy, jest wciąż wiele szczegółów oczekujących na pełne wyjaśnienie. Dużo dyskutowano np. nad mechanizmem rozstępowania się płyt, a szokujący pogląd jakoby Ziemia rozszerzała się, miał też swych zagorzałych zwolenników. Współczesne teorie geofizyczne przewidują na dziś ruch płyt z prędkościami rzędu 10 cm/rok, ale oparte są one na ruchach uśrednionych na tysiącach, a nawet milionach lat. W istocie rzeczy jeszcze kilka lat temu brak było bezpośrednich dowodów, że płyty tektoniczne obecnie rzeczywiście przemieszczają się, wobec możliwości epizodyczności takich ruchów w skali globalnej (Cohen 1980).

Wiele zjawisk geofizycznych pozostawia ślady w zmianach długości doby i orientacji skorupy Ziemi względem jej osi rotacji. Te dwa typy zmian, znajdujące się w sferze zainteresowań astrometrystów, określa się jako nieregularności czasu uniwersalnego (ściślej UT1) i ruch biegunów. Do niedawna geofizycy zaledwie spekulowali, że mają one jakiś związek z tak interesującymi zjawiskami jak trzęsienia Ziemi, asej-

smiczne ruchy tektoniczne, oddziaływania jądra z płaszczem Ziemi oraz zjawiska meteorologiczne i klimatyczne. Oczywiście, dla rozstrzygnięć ilościowych konieczne są możliwie dokładne pomiary UT1 i położenia biegunów.

Wyznaczaniem rozmiarów i kształtu Ziemi oraz rozmieszczenia punktów na jej powierzchni i łączących ich wektorów odległości zajmuje się dział geofizyki zwany *geodezją*. Inny dział, *geodynamika*, obejmuje badania zmian tych parametrów. Dla potrzeb obu tych działów tradycyjnie używano się układu współrzędnych sztywno związanych z Ziemią. Wiadomo już jednak, że taki układ nie nadaje się dla celów geodynamiki, gdyż sam ulega deformacjom wraz ze zmianami na powierzchni Ziemi.

Nowe możliwości dla geodezji i geodynamiki otworzyły sztuczne satelity Ziemi. Tak np., wykonując jednoczesne fotografie satelity na tle gwiazd z dwóch punktów Ziemi można było określić kąt, pod jakim widać z satelity linię łączącą oba punkty. Jeśli ponadto wykonano jednoczesne pomiary laserowe odległości satelity, to już prostą sprawą jest wyznaczenie długości i kierunku tej linii. Kąty wszakże mierzone są z wykorzystaniem fundamentalnego katalogu, który ma znaczne błędy przenoszące się oczywiście na wyniki pomiarów. Przy pomiarach odległości rzędu tysięcy kilometrów wymagana wysokość satelity jest tego samego rzędu co odległość, a wtedy katalogowe błędy  $0,02 - 0,03''$  czynią już 50 – 80-centymetrowy błąd w wyznaczeniu odległości. Należy jeszcze do tego doliczyć inne błędy instrumentalne, refrakcyjne i tp. Efekty geodynamiczne mają na ogół amplitudy dużo mniejsze od ocenionego błędu. Dla badań małych zmian kształtu i ruchu Ziemi dokładność wyznaczeń kierunków odniesienia powinna stanowić tysięczną część sekundy łuku. Wtedy tylko można zaobserwować znikomo małe przesunięcia kontynentów, ruch bieguna Ziemi i wahania prędkości rotacji zachodzące w krótkich odstępach czasu.

Tak wygórowane wymagania geofizyki w zakresie dokładności pomiarów odległości zadowala interferometria wielkobazowa z omówionym już inercjalnym układem odniesienia. W porównaniu z innymi technikami, w szczególności laserowymi, istotną zaletą VLBI jest jej niezależność od pory dnia i od pogody. Nie bez znaczenia jest również to, że kształt Ziemi można wyznaczać metodami niezależnymi od osobliwości pola grawitacyjnego i rozkładu masy Ziemi (są to pierw-



sorzędne czynniki wpływające na ruch sztucznych satelitów). Dokładności pomiarów kierunku bazy interferometru są tego samego rzędu co wyznaczeń położeń radioźródeł, tzn.  $0,001''$ , a jej długości — pojedyncze centymetry na tle wielu tysięcy kilometrów. Na przykład, bazę pomiędzy teleskopami w Owens Valley (USA) i w Effelsbergu (RFN) o długości 8 203 742,44 m już na początku lat 80-tych zmierzono z dokładnością 4 cm (Rogers i in. 1983). Sieć kilkudziesięciu radioteleskopów rozsianych po globie ziemskim oznacza system wektorów baz mierzalnych z centymetrową dokładnością. Regularne pomiary taką siecią umożliwią dokładne wyznaczenie zmian kształtu globu. Pozwoli to dalej na obserwację pływowego wznoszenia się i opadania skorupy ziemskiej, wynoszącego kilkadziesiąt centymetrów, jak również nieregularnych zmian powierzchni Ziemi powstających podczas jej trzęsień, kiedy to unoszą się lub zapadają cała połacie skorupy. Być może doprowadzi to w przyszłości do efektywnego przewidywania wielkich trzęsień Ziemi.

Do spektakularnych sukcesów VLBI można zaliczyć obserwacyjne potwierdzenie przemieszczania się kontynentów. W szczególności potwierdziły się geofizyczne przewidywania oddalania się Ameryki od Europy z szybkością około 1,5 cm/rok. Mówi się, że przyszłe mapy wzaajemnych ruchów kontynentów i płyt tektonicznych pozwolą lepiej poznać prawa i historię ich powstania, odkryć prawidłowości rozkładu kopaliny użytkowych i efektywniej prowadzić ich poszukiwania.

## 6.4 Astrometryczno–geodezyjne modele fazy

Wartość oczekiwana fazy listków interferencyjnych mierzonych na wyjściu korelatora VLBI może być wyrażona w funkcji czasu atomowego,  $t$ , przechowywanego w jednej z dwóch stacji sieci jako:

$$\begin{aligned} \Phi(t) = & \omega \frac{d}{c} [\cos \delta_b \cos \delta_o \cos(\alpha_b - \alpha_o + \Omega t) + \sin \delta_b \sin \delta_o] + \\ & + \Phi_p(t) + \Phi_i(t) + \Phi_s(t) + 2\pi n. \end{aligned} \quad (6.2)$$

W modelu tym wyrażenie trygonometryczne stanowi czysto geome-

tryczny przyczynek do fazy, w którym różnicę kątów godzinnych źródła i bazy zastąpiliśmy różnicą rektascensji bazy w chwili  $t = 0$  i źródła, zwiększoną o kąt wynikający z rotacji Ziemi z prędkością kątową  $\Omega$ . Rektascensję  $\alpha$  i deklinację  $\delta$  obserwowanego źródła i bazy odróżniają wskaźniki  $a$  i  $b$ , odpowiednio,  $\omega = 2\pi f$  jest kołową częstotliwością radiową (w.cz.),  $d$  — długością bazy interferometru,  $c$  — prędkością światła, a przyczynki fazowe ze wskaźnikami  $p$ ,  $i$  oraz  $s$  odnoszą się do efektów ośrodka propagacji, instrumentów oraz struktury źródła. Liczba całkowita  $n$  oznacza nieokreśloność wielokrotności pełnego cyklu listków, wynikającą ze sposobu pomiaru fazy jako funkcji arkustangens ze stosunku współczynników korelacji zmierzonych w dwóch ortogonalnych kanałach korelatora.

Podane wyrażenie zawiera cztery typy informacji, skłaniających badaczy z różnych dyscyplin i o różnych zainteresowaniach do naturalnej współpracy na polu techniki VLBI. Astrofizycy — jak to już demonstrowaliśmy — skupiają swe zainteresowanie na  $\Phi_s$ , geodyncy — na  $d$ ,  $\alpha_b$  i  $\delta_b$ , a astrometryści na  $\alpha_o$  i  $\delta_o$ . Czwarta grupa, wywodząca się z kręgu meteorologów i inżynierów radiowych, interesuje się wielkością  $\Phi_p$ . Każda z wymienionych grup w mniejszym lub większym stopniu zależy od pozostałych, a dla wszystkich zarówno  $\Phi_i$  jak i  $n$  są kłopotliwym przydatkiem. Istnieje wszakże jeszcze jedna grupa uczonych zainteresowanych w  $\Phi_i$ , gdyż w tej wielkości ukryta jest precyzyjna informacja o synchronizacji zegarów atomowych i ich względnym chodzie.

Ponieważ, z powodów natury praktycznej, obserwacje VLBI zwykle są rozbite na względnie krótkie odcinki czasowe i względnie wąskie przedziały częstości, jest rzeczą wygodną i praktykowaną rozpatrywanie dodatkowych albo pochodnych od fazy wielkości. Trzy takie obserwabla są używane w astrometrii i geodezji: (1) częstość listków, która jest pochodną fazy po czasie, (2) zapóźnienie grupowe, jako pochodna fazy po kołowej częstości, oraz (3) zapóźnienie fazowe — faza podzielona przez kołową częstość odniesienia (środkową albo średnią) obserwacji. Oprócz ostatniej, wielkości te są wolne od nieokreśloności  $2\pi n$ , która jako stała zanika wskutek różniczkowania. Typowo tylko dwie pierwsze z wymienionych wielkości używa się w praktyce. W specjalnych przypadkach można śledzić zachowanie się fazy pomiędzy kolejnymi pomiarami bez wprowadzania dodatkowych nieznanych przyczynków o wielokrotności  $2\pi$  i wówczas zapóźnienie fazowe jest także użyteczne w analizie

(np. Wittels 1980). Technika ta na ogół nie może być stosowana, o ile przerwy w obserwacjach jakiegoś szczególnego źródła nie są bardzo krótkie. Szczegółowe wyrażenia dla obserwabli wtórnych można wprowadzić opierając się na podanych definicjach i modelu fazy (6.2).

Na to, by rozwiązania na współrzędne źródeł i parametry baz były dostatecznie dokładne, wszystkie pozostałe efekty wpływające na fazę muszą być zmodelowane lub zmierzone przynajmniej na takim samym poziomie dokładności. Istniejące programy do estymacji parametrów wykorzystują dopasowania różnych modeli metodą najmniejszych kwadratów do poprawionych obserwabli. Takie programy są zwykle znacznie szybsze niż te używane do wykonywania map radioźródeł. Modele astrometryczno-geofizyczne używane w praktyce można podzielić na cztery klasy obejmujące kolejno: rotację całej Ziemi, przemieszczenia poszczególnych stacji, przemieszczenia poszczególnych źródeł i ruch orbitalny Ziemi. Modele pierwszej klasy realizuje się w postaci iloczynu czterech macierzy rotacji: długookresowy ruch bieguna (ang. wobble), dobowy ruch Ziemi, nutacja i precesja<sup>3</sup>. Transformują one składowe baz z ziemskiego układu odniesienia do układu współrzędnych niebieskich (np. Robertson 1975a, Cannon 1978, Ma 1978, Ma i in. 1980). Modele drugiej klasy zawierają niewielkie poprawki położenia stacji, które zmieniają się w czasie wskutek pływów i efektów przemieszczania się mas wodnych (ang. ocean loading). Przesunięcia źródeł dotyczą także niewielkich rotacji ich wektorów jednostkowych, powstających jako skutek grawitacyjnego ugięcia światła. W tym modelu pojawia się proste wyrażenie pozwalające na wyznaczenie relatywistycznego parametru *gamma* (np. Shapiro 1967, Ma 1978). Wreszcie, geometrię układu źródło–Słońce–Ziemia oraz prędkość orbitalną Ziemi względem barycentrum Układu Słonecznego wylicza się za pomocą aktualnie dostępnych programów obliczających efemerydy układu planetarnego.

W praktyce, jawna parametryzacja stosowana na wszystkie wspomniane efekty jest stosunkowo złożona i staje się bardziej wyrafinowana

---

<sup>3</sup>We wcześniejszych publikacjach na ten temat niektórzy autorzy piszą o pięciu macierzach, przy czym ta brakująca tutaj dotyczy dobowego ruchu bieguna. W związku z jego naturą od kilku lat uwzględnia się ten niewielki (< 20 mas) ruch w teorii nutacji i nie jest on więcej zaliczany do ruchu bieguna (oczywiście, nie trzeba go też osobno modelować przy analizach obserwacji VLBI).

w miarę osiągnięcia teoretycznych granic dokładności techniki VLBI (np. Cannon 1980, Marcaide 1982). W ogólności, wszystkie parametry rotacji Ziemi można uważać za niezależne niewiadome dla każdej epoki obserwacji. Okazuje się, że aby je wszystkich wyznaczyć wraz z parametrami astrometrycznymi konieczne jest dysponowanie dostateczną ilością stacji, zorganizowanych w specjalny sposób w podgrupy obserwujące jednocześnie te same źródła wybrane ze znów dostatecznie bogatego zestawu. Podobne problemy występują przy wyznaczaniu parametrów modeli opisujących deformacje Ziemi. Jeśli dla każdej nowej epoki obserwacji używa się różnych niezależnych parametrów geometrii sieci stacji, to ilość niewiadomych jest znacznie większa niż ilość zmierzonych obserwacji. Jednakże, jeśli efekty okresowe — typu pływów — zostaną wyfiltrowane, to pozostała deformacja jest stosunkowo powolna i można ją zmodelować prostymi funkcjami skokowymi lub odcinkami liniowymi, co znacznie zmniejsza ilość niewiadomych umożliwiając tym samym obejście problemu (Dermanis 1980, Dermanis i Grafarend 1981).

## 6.5 Technika syntezy pasma częstotliwości

Nieokreśloność  $2\pi$  występująca w fazie, jak to widać choćby we wzorze (6.2), dodaje się do stałej zawierającej biegunową składową bazy (czynnik  $d \sin \delta_b$ ) i powoduje trudności w określaniu tej składowej z pomiarów samej fazy. Wcześniej pokazaliśmy, że to samo — tyle że jaskrawiej — dotyczy także częstotliwości listków. Inną słabością tych dwóch obserwacji jest zanik czułości na deklinację źródeł położonych blisko równika niebieskiego. Głównie te powody sprawiają, że szybkość zmiany fazy wewnątrz odbieranego pasma (ze zmianą częstotliwości), czyli zapóźnienie grupowe, jest bodajże najważniejszą obserwacją VLBI w astrometrii i geodezji. Pomnożona przez prędkość światła wyraża ona wprost różnicę dróg od źródła do obu anten interferometru. Dokładność jej pomiaru zależy w prosty sposób od szerokości pasma częstotliwości  $\Delta f$ : przy ustalonym stosunku sygnału do szumu jest proporcjonalna do  $1/\Delta f$ . Wszystkie systemy VLBI mają znacznie ograniczone możliwości zapisu szerokiego pasma, co wynika z trudności technicznych (współczesne magnetowidy mogą rejestrować sygnały z pasma o szerokości do kilku megaherców na jednej ścieżce). W systemie Mark III istnieje możliwość

zapisu 28 ścieżek, każda na pasmo 2 MHz, co w prostej sumie stanowi 56 MHz. Okazuje się, że można tę granicę znacznie przekroczyć używając techniki nazywanej — przez analogię do syntezy apertury — *syntezą pasma* (ang. bandwidth synthesis).

W prostszym wariantcie syntezę pasma robi się obserwując tylko w dwóch wstęgach rozstawionych szeroko w częstotliwości obserwacji (najczęściej w odstępach 40 MHz) i zapisując, np. co 1 s, na przemian obie wstęgi na jednej ścieżce magnetowidu, albo jednocześnie — równoległe na oddzielnych ścieżkach. Ten wariant dwuwstęgowy odpowiada prostemu interferometriowi w syntezie apertury, a dokładność pomiaru zapóźnienia wzrasta wówczas względem systemu jednowstęgowego tak samo, jak kątowna rozdzielczość interferometru względem rozdzielczości pojedynczej anteny. Podobnie jednak jak w interferometrze, gdzie przy dużych bazach pojawia się problem rozstrzygnięcia przez który listek charakterystyki kierunkowej system „widzi” aktualnie obserwowane źródło (nieokreśloność  $2\pi$  sygnału wyjściowego interferometru), tak i tutaj przy dużych odstępach wstęg trzeba rozwiązywać pewną, zupełnie analogiczną, nieokreśloność.

Podczas analizy obserwacji wykonanych dwuwstęgową techniką syntezy, fazę w każdym kanale (odpowiadającym zapisanej wstędze) można śledzić bez utraty dodatkowych okresów ( $2\pi$ ) przez jakiś czas, a odpowiadające tym pomiarom zapóźnienia można wtedy wyliczyć ze stosunku różnicy faz do różnicy częstotliwości obu kanałów,  $\Delta\Phi/\Delta\omega$ , przybliżającego pochodną fazy po częstotliwości obserwacji. Różnica częstotliwości kanałów jest znana z góry bardzo dokładnie, gdyż ustanawiają ją atomowe wzorce częstotliwości. Gorzej jest z wyznaczeniem różnicy faz bez narażania się na błąd wielokrotności  $2\pi/\Delta\omega$  — zwłaszcza przy dużych odstępach kanałów (przy dużym  $\Delta\omega$ ). Naturalnym wyjściem jest dobra znajomość wszystkich parametrów *a priori*, czyli dobry model zapóźnienia, dlatego pożądane bywa zrobienie w pierw obserwacji pomocniczych z mniejszym odstępem wstęg w celu wyznaczenia zgrubnych parametrów. O praktycznych stronach techniki dwuwstęgowej szczegółowo pisze Thomas (1973).

Opisaną technikę można rozszerzyć do ogólniejszego przypadku syntezy pasma z obserwacji wielowstęgowych. Wyznacza się wtedy najpierw zapóźnienie zgrubne na parach kanałów poczynając od tych najmniej odległych w częstotliwości, a na samym końcu — kiedy nie ma już

obawy o utratę jakiegoś dodatkowego cyklu fazy przy przejściu z kanału do kanału — analizując sygnały odpowiadające najbardziej rozstawionym wstęgom. Przy takim podejściu wydaje się uzasadnione stwierdzenie MacDorana (przytoczone przez Thomasa, 1973), że stosowanie wielu kanałów w porównaniu z tylko dwoma jest marnowaniem obserwacji (wszak tych mniej odległych wstęg używa się jedynie na początku analizy w celu rozwiązania nieokreśloności fazy). W ogólności jednak nie jest to prawdą, o czym Czytelnik niebawem sam się przekona.

W przypadku syntezy wielowstęgowej pojawia się problem optymalnego rozłożenia poszczególnych wstęg na wybranym zakresie częstotści. W pracy Hintereggera i in. (1968), która jest najstarszą dostępną nam publikacją dotyczącą syntezy pasma, w prosty sposób dowodzi się, że odstępstwa w dziedzinie częstotści powinny tworzyć postęp geometryczny. Stosunek sąsiednich odstępów powinien być przy tym w przybliżeniu równy oczekiwanemu stosunkowi sygnału do szumu,  $\mu$ , w pojedynczym kanale. Przy określonym stosunku  $\mu$  fazę w każdym kanale można wyznaczyć z dokładnością do  $\delta\Phi = 1/\mu$  (por. wzór (1.37)). Jeśli dwa najbliższe sobie kanały na częstotściach  $f_0$  i  $f_1$  są tak blisko, że nie wprowadza się jeszcze nieokreśloności cyklu w różnicy ich faz, to z dokładnością 1 rad (oznaczającą, że nie gubimy żadnego pełnego cyklu) można przewidzieć fazę w kanale o częstotści  $f_2$ , takiej że  $\delta\Phi(f_2) = \delta\tau_1 \cdot 2\pi(f_2 - f_0) = 1$  rad, skąd  $f_2 - f_0 = 1/(2\pi\delta\tau_1) = \mu(f_1 - f_0)$ . Rozumowanie takie nie traci na wartości w świetle ściślejszych rozważań teoretycznych.

Ogólne teoretyczne podstawy techniki syntezy pasma opracował Rogers (1970; także 1976). Jego teoria opiera się na fourierowskim związku pomiędzy funkcją korelacji sygnału a widmem, który to związek jest także podstawą analizy obserwacji spektralnych wykonywanych techniką VLBI [wzór (5.1)]. W przypadku, kiedy mamy do czynienia z szumem białym — tak, jak u większości radioźródeł w miejscach poza liniami — sygnał tego typu po przejściu przez filtry systemów odbiorczych w dziedzinie częstotści (w widmie) odzwierciedla dość ściśle kształty pasm przenoszenia w poszczególnych kanałach. Zatem globalna (sumaryczna ze wszystkich kanałów) funkcja korelacji ma obwiednię (w dziedzinie zapóźnień), będącą transformatą Fouriera z rozkładu okien odpowiadających wszystkim kanałom częstotści jednocześnie. W układzie jednokanałowym i przy wstędze prostokątnej tą obwiednią jest

oczywiście dobrze znana nam funkcja  $\text{sinc}(\Delta f \tau)$ , gdzie  $\Delta f$  jest szerokością odbieranego pasma. Zauważmy, że główny listek tej funkcji ma szerokość rzędu  $1/\Delta f$ . W obecności dwóch identycznych kanałów o takiej samej szerokości w widmie i odległych o  $\Delta\omega/2\pi$  obwiednia ta przyjmuje postać:

$$\text{sinc}(\Delta f \tau) \cdot \cos(\Delta\omega\tau), \quad (6.3)$$

w której występuje cały szereg „listków” (są one odpowiedzialne za wspomnianą wcześniej nieokreśloność pomiaru zapóźnienia) obwiedzionych funkcją  $\text{sinc}$ , przy tym centralny ma całkowitą szerokość  $2\pi/\Delta\omega$ . Zwiększając dalej ilość kanałów i manewrując ich rozkładem w częstotliwości można „zsyntezować” charakterystykę zapóźnienia (obwiednię listków interferencyjnych) z bardzo wąskim listkiem głównym i małymi bocznymi, co oznacza nie tylko bardzo dobrą rozdzielczość pomiaru zapóźnienia, ale także uwolnienie się od nieokreśloności (małość lub wręcz znikanie zakłócających listków bocznych). Jeszcze jedną interpretację idei syntezy pasma przedstawimy przy omawianiu technik VLBI stosowanych w nawigacji kosmicznej.

Optymalna ocena zapóźnienia może być oparta na estymatorach maksymalnej wiarygodności. Rogers (1970) pokazał, że najbardziej prawdopodobną wartością  $\tau$  jest ta, która maksymalizuje część rzeczywistą albo moduł *funkcji rozdzielczości zapóźnienia* (ang. delay resolution function), na wyjściu korelatora obserwowanej w postaci obwiedni listków interferencyjnych [np. typu (6.3)] jako funkcja numeru kanału zapóźnienia. Praktyczne algorytmy oceniania tego estymatora znaleźliśmy u Rogersa (1970), Whitneya i in. (1976), Gubanowa i in. (1983, s. 226) oraz Clarka i in. (1985). Po typowej korelacji  $k$ -tej wstęgi — z odpowiednią wsteczną rotacją listków, śledzeniem zapóźnienia i akumulacją w czasie rzędu 1 s — dostaje się próbki zespolonej funkcji korelacji  $r_{ik}(l)$ , gdzie wskaźnik  $i$  numeruje kolejne próbki w czasie ( $t_i$ ), zaś  $l$  odnosi się do numeru kanału zapóźnień korelatora (w 8-kanałowym korelatorze  $-3 \leq l \leq 4$ ). Funkcję korelacji  $r$  można by traktować jako funkcję rozdzielczości zapóźnienia, jednakże — z powodu niedoskonałości korelatorów —  $r$  zawiera błąd wynikający z dyskretnego [z odstępem próbek korelowanych sygnałów *video*,  $1/(2\Delta f)$ ] śledzenia zapóźnienia. Poprawki wprowadza się w widmie częstotliwości *video* ( $\omega_v$ ):

$$S_{ik}(\omega_v) = \sum_l r_{ik}(l) e^{-j\omega_v l / (2\Delta f)} e^{-j\omega_v \delta \tau}, \quad (6.4)$$

gdzie  $\delta \tau$  jest tą niewielką poprawką (efektywnie powodującą co najwyżej  $45^\circ$  zmiany fazy). Korekcji nie wymaga środek pasma oraz przy-padek, gdy w czasie akumulacji  $r$  wypada całkowita ilość skokowych zmian zapóźnienia. Poprawione widmo transformuje się na powrót do dziedziny zapóźnień, obliczając przy tym wartości funkcji rozdzielczości gęściej niż oryginalne odstępki kanałów korelatora [np. co  $1/(8\Delta f)$ ] w celu uniknięcia dodatkowych strat sygnału przy interpolacji tej funkcji w późniejszych obliczeniach:

$$D_{ik}(\tau) = \sum_v S_{ik}(\omega_v) e^{j\omega_v \tau}. \quad (6.5)$$

Procedura powyższa jest odpowiednia zarówno dla przypadku odbioru górnej (USB), jak i dolnej wstęgi w.cz. (LSB) pod warunkiem, że w formalnym zapisie wzorów uwzględni się znak minus przy częstościach *video* dolnej wstęgi.

Z jednowstęgowych funkcji typu (6.5) konstruuje się zsyntezowaną funkcję zapóźnienia ( $\tau$ ), resztkowego albo rezidualnego zapóźnienia ( $\Delta \tau$ ) i rezidualnej częstości listków ( $\Delta \nu$ ) albo równoważnemu jej tempu zmiany zapóźnienia grupowego ( $\Delta \dot{\tau} = \Delta \nu / f_k$ , gdzie  $f_k$  jest środkową częstością  $k$ -tej wstęgi w.cz.):

$$D(\tau, \Delta \tau, \Delta \nu) = \sum_i \sum_k D_{ik}(\tau) e^{-j2\pi(f_k \Delta \tau + t_i \Delta \nu)}. \quad (6.6)$$

W tej trójwymiarowej funkcji wyszukuje się maksimum jej amplitudy, które wskazuje najlepsze oceny  $\tau$ ,  $\Delta \tau$  i  $\Delta \nu$ . W celu poprawy dokładności wyznaczeń parametrów funkcję  $D$  oblicza się jeszcze raz, ale już tylko w niewielkim sąsiedztwie znalezionej maksimum. Interpolacja tych danych prowadzi do ostatecznych estymatorów pozwalających na bardzo precyzyjne wyznaczenie zapóźnienia grupowego z sumy  $\tau$ ,  $\Delta \tau$  i  $\Delta \dot{\tau}$ .

Szczegółowa analiza błędów (np. Rogers 1970, Gubanov i in. 1983) pokazuje, że dokładność pomiaru zapóźnienia przy syntezie pasma jest równa odchyleniu standartowemu pomiaru fazy [obliczonemu np. ze wzoru (1.37)], podzielonemu przez średni kwadratowy rozrzut częstości



obserwacji (w rad/s). Kawaguchi (1983) podaje użyteczny wzór na czynnik, o jaki zmniejsza się błąd pomiaru zapóźnienia przy syntezie pasma z  $N$  wstęp na częstościach  $f_k$  — każda o szerokości  $\Delta f$  — w stosunku do przypadku jednowstęgowego:

$$\frac{\sigma_\tau}{\sigma_{\tau N}} = \frac{\sqrt{12 \sum_k (f_k - \sum_i \frac{f_i}{N})^2}}{\Delta f} \quad (6.7)$$

Gorodetski i in. (1981; także Gubanov i in. 1983) proponują inne podejście do syntezy pasma. Wprawdzie po bliższej analizie ich metody „związania” wstęgi nie podzielamy optymizmu autorów, ale — choćby dla celów dydaktycznych — warto się z nią zapoznać. Szerokie pasmo w częstości proponują oni wtłoczyć niejako do  $N$ -krotnie węższego pasma *video* poprzez użycie  $\log_2 N$  sprzęgniętych oscylatorów lokalnych i dwuwstęgową przemianę częstości. Efektem miałyby być odpowiedź impulsowa: listki  $N$ -krotnie silniejsze, lecz szybko zanikające, by pojawić się ponownie dopiero po korekcji zapóźnienia. Wymagałoby to gromadzenia surowych danych w komputerze w celu synchronicznej detekcji. Wydaje się jednak, że zysk na amplitudzie w impulsach nie byłby tak znaczący i dodatkowo zostałyby okupiony niewspółmiernymi stratami sygnału poza impulsami. Trzeba więc pod uwagę, że — jak to podkreślał Rogers (1980a, 1991) — odbiór dwuwstęgowy zawsze prowadzi do straty  $\mu$  (sygnału) o czynnik  $\sqrt{2}$ , gdyż listki w USB i LSB mają częstości (te naturalne, a nie rezidualne) przeciwnego znaku.

## 6.6 Techniki zliczania cykli

W wielu astrometrycznych i geodezyjnych zastosowaniach VLBI w Układzie Słonecznym korzysta się z sygnałów wysyłanych ze statków kosmicznych. Ze względu na wąskopasmowość transmitowanej fali nośnej, czas spójności sygnału jest na tyle długi, że pomiar fazy można realizować znacznie prościej niż typowymi technikami. W każdej stacji odbierany sygnał sprzęga się fazowo (tzw. *phase-lock*) z oscylatorem, na którego wyjściu pojawia się prawie czysta sinusoida będąca odfiltrowaną kopią fali nośnej. Śledzenie fazy można teraz prowadzić za po-

mocą typowych liczników cyfrowych w funkcji lokalnego wzorca czasu (atomowego lub kwarcowego). Faza interferometryczna jest różnicą faz odczytanych w ten sposób w dwóch miejscach pomiaru. Ponieważ parametry sygnału (amplituda i faza sinusoidy) zmieniają się bardzo wolno — co wynika z wąskopasmowości — to i niewiele danych potrzeba by zapisać całą dostępną informację, albo nawet przesłać wprost kablem telefonicznym lub telegraficznie do odległej stacji w celu korelacji w czasie rzeczywistym (Counselman i in. 1973a, 1973b, Counselman 1976, Counselman i Hinteregger 1973, Salzberg 1973, King 1975, King i in. 1976).

Counselman i Shapiro (1979; też Counselman i in. 1980) szeroko dyskutują różne aspekty zastosowania tej techniki do wówczas planowanego, a dziś już eksploatowanego systemu satelitów nawigacyjnych GPS, konkretyzując to w postaci projektu MITES<sup>4</sup>. Konkurencyjny projekt, SERIES<sup>4</sup>, do tych samych celów z potraktowaniem transmitowanego sygnału jako losowego opracował MacDoran (1979 i 1980). Chociaż w swych pierwotnych postaciach propozycje te nie zostały zrealizowane, to wydaje się, że właśnie one były bezpośrednią podstawą urządzeń typu „makrometru”. Inny projekt, w swej istocie oparty na technice zliczania cykli w wersji wieloczęstościowej w zastosowaniu do problemów mechaniki nieba i geodynamiki, a przewidujący wykorzystanie sztucznych satelitów Ziemi i Księżyca jako „latarni” kosmicznych, zaproponowali Gubanov i in. (1980).

Ponieważ wspomniany makrometr stał się swego czasu rewelacją owianą na dodatek mgiełką tajemnicy z powodu ochrony patentowej, poświęcimy mu tutaj kilka zdań. Podstawowe charakterystyki urządzenia Counselman (1982) streszcza następująco. MACROMETER Interferometric Surveyor jest to przenośny przyrząd mierniczy do stosowania na lądzie, który wykorzystuje sygnały radiowe emitowane przez GPS-y. Względne położenie punktów pomiarowych wyznacza się w trzech wymiarach bez stawiania wymogu braku przesłon terenowych między punktami. Jest to jedyny radiowy system pozycyjny posiadający centymetrową dokładność. Czas potrzebny do nawiązania punktu pomiarowego do lokalnego czy państwowego repera (punktu odniesienia) wynosi około dwóch godzin. Oznacza to zaledwie ułamek czasu

---

<sup>4</sup>Piszemy o nim też w p. 7.1.5

wydanego dotychczas dla innych urządzeń, jak również ułamek dotychczasowych kosztów pomiarów.

Makrometr składa się z dwóch głównych części — anteny o skrzyżowanych dipolach i układu elektronicznego — łączonych razem jednym kablem. Antenę ustawia się bezpośrednio na punkcie pomiarowym, a całość pracuje autonomicznie. Dane cyfrowe są formowane i pamiętane w układzie elektrycznym. W celu wyznaczenia względnego położenia potrzeba drugiego makrometru ustawionego w innym miejscu i obserwującego satelity GPS w tym samym czasie, zaś wyniki uzyskuje się z korelacji danych zebranych przez oba urządzenia. Obróbkę danych wykonuje się za pomocą procesora opartego na mikrokomputerze, poświęcając około 30 minut na każde wyznaczenie położenia (w czas ten wliczono także całe przygotowanie danych i podawanie rozkazów przez obsługującego).

Nowsza wersja, MACROMETER II Surveyor (Ladd i in. 1985), daje już milisekundowe dokładności w kilkanaście minut pomiarów (korzysta się z obu pasm<sup>5</sup>, L1 i L2, GPS-ów bez znajomości kodów sygnałów).

Jak już pisaliśmy, w typowej obróbce astrometryczno-geodezyjnej wyznaczenie parametrów wykonuje się przez dopasowanie modeli do obserwabli metodą najmniejszych kwadratów. Alternatywna metoda wyznaczania bazy i położen źródeł opiera się na analizie tzw. *funkcji nieokreśloności* (Counselman i Gourevitch 1981), która w prostszej postaci jest wartością bezwzględną sumy fazorów {skierowanych wektorów jednostkowych typu  $\exp[j(\varphi - \varphi_0)]$ , gdzie  $\varphi$  jest fazą modelową, a  $\varphi_0$  — fazą obserwowaną z nieokreślonością  $2\pi$ }. Suma taka w funkcji ocenianych parametrów (tkwiących w modelowej fazie) ma zwykle wiele maksimów, a rozwiązanie polega na wyszukaniu tego najwyższego. W ogólności, każdy z fazorów sumy może być inaczej ważony — np. charakterystyką kierunkową systemu odbiorczego. Analityczny czytelnik dostrzeże w tym podejściu analogię metody opartej na funkcji rozdzielczości zapóźnienia Rogersa opracowanej dla syntezy pasma (Rogers 1970), bądź metody Rejsza i in. (1973) wyznaczania względnych położen źródeł poprzez maksymalizację pewnej funkcji prawdopodobieństwa, czy wreszcie sposobu uwalniania się od nieokreśloności  $2\pi$  przy wyznaczaniu bazy interferometru opisanego w pracy Rogersa i

---

<sup>5</sup>Pasma L1 i L2 mają częstotści 1227 i 1575 MHz.

in. (1978). Wyczerpującą interpretację metody funkcji nieokreśloności i zastosowania jej do danych obserwacyjnych uzyskanych z makrometru podaje Remondi (1984) obok kilku innych metod, o których nie będziemy tu pisać.

## 6.7 Zastosowania VLBI w nawigacji kosmicznej

Proces nawigacji statków międzyplanetarnych obejmuje wyznaczanie trajektorii statku, przewidywanie przyszłych pozycji i prędkości oraz dokonywanie korekcyjnych manewrów na drodze lotu. Historię nawigacji międzyplanetarnej charakteryzuje się dwoma etapami: (1) lata sześćdziesiąte i siedemdziesiąte, w których rozwijała się i dojrzewała radiowa technika dopplerowska z kulminacją na obsłudze misji *Marinera 9* oraz *Vikinga 1 i 2*, oraz (2) wprowadzenie nawigacji optycznej, która poprzez sukces *Voyagera* znalazła miejsce obok radiowej jako sprawdzona i wiarogodna technika. Przez wiele lat zarówno wokółziemskie jak i międzyplanetarne statki były sterowane na zasadach konwencjonalnych technik radiometrycznych. Techniki te opierają się na pomiarach przesunięcia częstości (*Doppler*) albo opóźnienia (*Range*) spójnego sygnału wysłanego ze stacji naziemnej i powracającego po również spójnej retransmisji przez statek kosmiczny. Te wielce użyteczne techniki są jednak czaso- i sprzętochłonne. Osiągnięcie oczekiwanych dokładności nawigacji wymagało często albo bardzo długich obserwacji, albo wielokrotnych powtórzeń. Ze wzrostem ilości misji kosmicznych i postępującymi wymaganiami co do dokładności prowadzenia statków rośnie również zapotrzebowanie na czas antenowy, przekraczając często możliwości śledzących stacji (Frauenholz i Ellis 1984).

Ostatnio również VLBI toruje sobie drogę w tej szczególnej dziedzinie. Chodzi tu przede wszystkim o bardzo precyzyjne sterowanie statków względem układu odniesienia opartego o źródła pozagalaktyczne, a nie — jak dotąd — opartego na gwiazdach Galaktyki i ciałach Układu Słonecznego. W latach osiemdziesiątych pomiarów interferometrycznych używano przede wszystkim do dokładnych rekonstrukcji orbit,

ale w końcu mogą wyprzeć tradycyjne techniki radiometryczne, jeśli tylko efemerydy planet zostaną poprawione i będą wyliczane względem układu kwazarów (Jordan i Wood 1984).

Przeprowadzono szereg studiów teoretycznych i obserwacyjnych w celu zbadania możliwości użycia techniki VLBI do celów nawigacji. W porównaniu do konwencjonalnych pomiarów prędkości i odległości dane VLBI uzyskane z obserwacji statku kosmicznego i pobliskiego (kątowo) radioźródła pozagalaktycznego okazują się zawierać znacznie dokładniejsze informacje. Technika różnicowa, tzw.  $\Delta$ VLBI, stosowana już w praktyce nawigacji międzyplanetarnej, prócz lepszej dokładności, ma następujące zalety: (1) krótszy czas obserwacji, (2) mniejsze koszty i złożoność obróbki danych i (3) możliwość zbierania danych w trybie jednostronnym (bez konieczności wysyłania specjalnego sygnału). Oczekuje się, że przyszłościowa nawigacja międzyplanetarna w części określania położenia i prędkości statków będzie opierała się na technice VLBI (Hildebrand i in. 1983, Mohan i Ananda 1983, Frauenholz i Ellis 1984).

Odmiernym polem nawigacyjnych zastosowań VLBI jest obszar przyziemny. Istnieje mianowicie kilka systemów VLBI, albo raczej tego typu, które mają pewne szanse zastosowania do celów nawigacji statków powietrznych, morskich i pojazdów lądowych. Systemy takie wykorzystują silne sygnały, pochodzące ze sztucznych satelitów Ziemi, i na ogół współzależą od typowych systemów VLBI mających znacznie większą czułość. Współzależność wynika z potrzeby nawiązania pomiarów do inercjalnego układu źródeł pozagalaktycznych. Jednym z takich systemów jest omawiany już makrometr.

Wspomnijmy tu na marginesie o pewnym egzotycznym, naukowym wykorzystaniu VLBI w nawigacji. Teoria Einsteina przewiduje istnienie fal grawitacyjnych, których jednak jak dotąd nie udało się wykryć. Anderson (1983) używał sieci stacji VLBI stosowanych do nawigacji międzyplanetarnej i pewnej techniki wydzielenia tonów kalibracyjnych (opracowanej pierwotnie do kalibracji fazy i zapóźnienia instrumentalnego przy geofizycznych obserwacjach VLBI), mając nadzieję na pomiar natężenia kosmicznego tła fal grawitacyjnych. Twierdzi on, że przy pewnych warunkach pomiar taki będzie możliwy, o ile promieniowanie jest rzeczywiście takie, jak to przewidują współczesne modele kosmologiczne.

Proces wyznaczania orbity statku kosmicznego polega na iteracyjnym dobieraniu ocen początkowych warunków trajektorii lotu i wybranych parametrów modelowych — do momentu, aż różnica pomiędzy danymi obserwacyjnymi i dobieranym modelem nie sięgnie minimum (w sensie ważonej sumy kwadratów odchyłek). W tym celu na interesujący okres generuje się efemerydy lotu poprzez numeryczne całkowanie równań ruchu poczynając od założonego stanu wstępnego (położenia i prędkości). Używa się przy tym zarówno modeli analitycznych, jak i numerycznych (np. Fuchs 1981, Jordan 1981, Drożyner 1983, Rosengren 1984). Trajektoria oceniona w ten sposób służy dalej jako baza do obliczeń poprawek prędkości statku, koniecznych do osiągnięcia celu misji. W Jet Propulsion Laboratory (JPL) — na którego doświadczeniach opieramy trzon tego punktu pracy — wyznaczenia orbit robi się na komputerze UNIVAC 1100, wykorzystując bardzo rozbudowany system programów dostarczających dokładnych efemeryd planet i księżyców, położenia stacji śledzących, czasu uniwersalnego, ruchu bieguna oraz danych do kalibracji ośrodków transmisji sygnałów. O złożoności tego systemu świadczy fakt, że całość programów obliczeniowych zwiera około pół miliona kart (linii) FORTRAN-owskich (Renzetti i in. 1982). Warto też nadmienić, że efemerydy wyznaczone i stale ulepszone w JPL stały się światowym standardem (także astronomów) z powodu swej dużej dokładności.

Dokładność radiowej nawigacji charakteryzuje niepewność kierunku statku widzianego z Ziemi. Możliwości techniki dopplerowskiej przy wyznaczaniu deklinacji ( $\delta$ ) są proporcjonalne do kotangensa tej współrzędnej (Stuart, 1984, pokazuje to przekonywująco, podczas gdy niektórzy inni autorzy sugerują proporcjonalność do  $\csc \delta$ ). Stąd wywodzi się dobrze znana z literatury osobliwość na zerowych deklinacjach. Przy  $\delta$  większych od, powiedzmy,  $23^\circ$  błąd wyznaczenia deklinacji spada nieco poniżej  $0,05''$ , z drugiej zaś strony osiąga już około  $0,2''$  przy  $\delta = 6^\circ$ . Taką samą dokładność w tym miejscu i dla mniejszych deklinacji zapewnia *dwustacjonowa technika radiometryczna* (ang. 2-station 2-way range) (np. Jordan 1981). Pomiarzy optyczne z pokładu statku umiejscawiają go względem gwiazd i celu lotu z niepewnością  $1''$ , albo 1 % promienia ciała docelowego.

Techniki VLBI w zastosowaniu do nawigacji oparte są na metodzie różnicowej, w której podstawową obserwabłą jest różnica faz interfe-

rometru wielkobazowego skierowanego na statek kosmiczny i na pobliskie (kątowno) radioźródło. Wykorzystuje się tutaj fakt, że jeśli te dwa obiekty są bardzo blisko i odstęp czasu ich obserwacji jest bardzo krótki, to znakomita większość błędów fazy znosi się w procesie formowania algebraicznej różnicy faz. Pisaliśmy o tym szczegółowo w rozdz. 5. Dalszymi zaletami tej metody, w odróżnieniu od nieróżnicowej VLBI, są: znaczna redukcja ilości oryginalnych danych i uproszczenie procesu ich obróbki. Różnicowa faza i jej pochodna po czasie (częstość listków) zawierają informacje o położeniu obserwowanego statku kosmicznego i jego prędkości (odpowiednio) liczonych względem inercjalnego układu kwazarów i Ziemi (także odpowiednio).

Prostym interferometrem można zmierzyć bezpośrednio jedynie kątowne odległości źródeł zrzutowanych na płaszczyznę wyznaczoną przez kierunek źródła odniesienia (tutaj kwazara) i kierunek bazy interferometru. Mówiąc inaczej, położenia źródeł są określane wzdłuż rzutu bazy na sferę niebieską w miejscu źródła referencyjnego. To samo dotyczy pomiarów prędkości. W celu wyznaczenia składowej ortogonalnej konieczne jest użycie trzeciej stacji VLBI nie leżącej na kierunku dwóch poprzednich. Oczywiście, najlepiej jest, jeśli te trzy stacje znajdują się na wierzchołkach trójkąta prostokątnego, w którym występują dwa ortogonalne boki (bazy). Spotykany w literaturze termin *Dual-Baseline VLBI* dotyczy właśnie takich dwubazowych pomiarów różnicowych.

Istnieją dwie podstawowe techniki typu  $\Delta$ VLBI: szeroko- i wąskopasmowa. W drugiej z nich, kątowną odległość statku i źródła w rektascensji i deklinacji wyznacza się z fazy i amplitudy (odpowiednio) sinusoidalnej modulacji fazy różnicowej. Modulacja ta jest oczywiście odbiciem dobowej rotacji Ziemi. Wymaga to gromadzenia danych z około 4 – 5 godzin obserwacji, tzn. z 15 – 25 % okresu owej sinusoidy. Główną obserwabłą wąskopasmowej  $\Delta$ VLBI jest jednak pochodna fazy po czasie. Wielkość ta, inaczej niż dopplerowskie przesunięcie częstości, stanowi miarę chwilowej prędkości statku zrzutowanej na płaszczyznę styczną do sfery niebieskiej, nie zaś prędkości radialnej. Częstość listków — bo o niej tu mowa — wyznacza zatem położenie węzłów orbity obserwowanego statku. To stwierdzenie ujmuje najważniejszą przewagę tej techniki nad konwencjonalnym „dopplerem”, który jest zupełnie nieczuły na ruchy transwersalne (Mohan i Ananda 1983). Dokładność wyznaczeń prędkości szacuje się na 0,000001 "/s. Wood i Jordan (1982;

zob. też przegląd tychże autorów z 1984 r.) piszą, że misja Venus Orbiting Image Radar — pierwotnie planowana na 1988 r. — będzie pierwszą wyprawą wymagającą użycia techniki wąskostęgowej  $\Delta$ VLBI w celu dokładnych wyznaczeń transwersalnej składowej prędkości.

Sygnaly emitowane z, lub retransmitowane przez statki kosmiczne i używane typowo w technikach radiometrycznych są bardzo wąskopasmowe — tak bardzo, że można je swobodnie traktować jako sinusoidy. Z tego co pisaliśmy w poprzednich punktach wynika, że taki prążek w częstotliwości odpowiada niemal płaskiej charakterystyce zapóźnienia (jest rzeczą obojętną, czy sygnał zostanie odfiltrowany w systemie odbiorczym, czy jest on ze swej natury wąskostęgowy). Oznacza to, że funkcja korelacji takiego sygnału jest także sinusoidą (ściślej traktując to zagadnienie należałoby mówić raczej o *fazorze* zamiast sinusoidy), co uniemożliwia jednoznaczne wskazanie prawdziwego zapóźnienia, a zatem różnicy odległości od statku do dwóch stacji. Z tego powodu w radiometrycznej technice „range” na spójny sygnał nakłada się modulację o stosunkowo długim okresie — tak długim, by przybliżona znajomość odległości statku pozwoliła uniknąć grubych nieokreśloności. Ta powolna modulacja w praktyce oznacza jednak, że początkowo czysta sinusoida funkcji korelacji sygnału jest teraz także zmodulowana inną sinusoidą o bardzo długim okresie, a to pozostawia znowu znaczną nieokreśloność wyboru największego jej maksimum. W celu dalszej poprawy trzeba pierwszą modulację zastąpić — albo do niej dołożyć — nową o wyższej częstotliwości. Postępując tak dalej można osiągnąć punkt, kiedy nie ma już wątpliwości, który to okres pierwotnej funkcji korelacji jest tym poszukiwanym (pozbycie się nieokreśloności  $2\pi$ ) i przywrócić należną wartość bardzo precyzyjnym pomiarom fazy.

Widomo, że modulacja amplitudy albo fazy odpowiada rozmyciu — aż do rozszczepienia (zależnie od częstotliwości modulacji) — początkowo czystych prążków w widmie. Opisane wyżej zabiegi na spójnym sygnale możemy teraz zinterpretować jako kolejne kroki zmierzające do efektywnego poszerzenia wstęgi przez rozszczepienie pojedynczego prążka widmowego na więcej rozrzuconych na znacznym przedziale częstotliwości. Mamy nadzieję, że nawet znawcy przedmiotu nie oburzą się już, jeśli stwierdzimy, że tzw. *two-way range* wykorzystuje — acz niejawnie, ale w czystej postaci — technikę syntezy pasma.

Podobnie jak wąskostęgowa  $\Delta$ VLBI odpowiada radiometrycznej



technice dopplerowskiej, tak wspomnianej powyżej „range” odpowiada szerokostęgowy  $\Delta$ VLBI. W tej ostatniej statek kosmiczny wysyła przynajmniej dwa sygnały na dużym przedziale częstotliwości (np. 40 MHz), a obserwuje się je przynajmniej w dwóch stacjach VLBI, na przemian z promieniowaniem pobliskiego zwartego kwazara, w takich samych zakresach częstotliwości. Podwójne zróżnicowanie fazy listków (kwazar – statek i dwa kanały częstotliwości) pozwala wyznaczyć prawdziwe zapóźnienie sygnałów. Ta  $\Delta$ VLBI jest oczywiście prostą wersją techniki syntezy pasma. Losowy składnik błędu wyznaczenia odległości (poprzez pomiar zapóźnienia przy znanej bazie) w szerokostęgowej  $\Delta$ VLBI wynosi około 15 cm, na co wystarczy 10 minut obserwacji. Jest to o około rząd wielkości lepiej niż radiometryczną techniką dwustacjową (ang. 2-sation 2-way range).

Szerokostęgowy  $\Delta$ VLBI była zasadniczą techniką przy nawigacji Voyagera 2 w czasie jego zbliżania się do Urana w końcu 1985 r. Także latem 1989 r., przy spotkaniu Voyagera z Neptunem, orbitę tego statku wyznaczano m.in. szerokostęgową techniką  $\Delta$ VLBI (Lewis i in. 1992). Galileo natomiast będzie pierwszą międzyplanetarną misją wyposażoną w szerokostęgowy transponder (przełącznik) zaprojektowany specjalnie do celów  $\Delta$ VLBI (Hildebrand i in. 1983, Miller i Nicholson 1984, Wood 1985). Dodajmy jeszcze, że praktycznie implementacje szerokostęgowej  $\Delta$ VLBI otrzymały osobną, chociaż jasną w swej treści, lecz nieco mylącą nazwę  $\Delta$ DOR (albo DDOR; od ang. delta Differential One-way Range).

Dla statków międzyplanetarnych heliocentryczne położenie i prędkość są względnie stałe w czasie pojedynczych obserwacji. Z powodu dużej odległości statków od stacji naziemnych można założyć, że topoi geocentryczny kierunek do statku są jednakowe. W takiej sytuacji pomiary DOR (tzn. VLBI bez pośrednictwa kwazarów) pozwalają wyznaczyć kąt między bazą a kierunkiem statku. Podobnych informacji dostarczają także obserwacje DOR dla bardzo spłaszczonych orbit wokółziemskich w pobliżu apogeum. W perigeum jednak, kątowe zmiany mogą być znaczne w czasie zbierania danych i wtedy częste pomiary DOR w pojedynczym okresie widzialności statku dostarczają precyzyjnych prędkości kątowych. Studia Frauenholza i Ellisa (1984) pokazały, że pomiary  $\Delta$ VLBI i VLBI w zastosowaniu do nawigacji sztucznych satelitów Ziemi o bardzo wydłużonych orbitach mają szereg zalet w

porównaniu z typowymi technikami dopplerowskimi. Techniki VLBI, będąc o rząd lub dwa rzędy wielkości dokładniejsze, pozwalają ponadto dziesięciokrotnie zredukować ilość niezbędnych sesji obserwacyjnych, gdy jednocześnie całkowita ilość pomiarów spada tu aż o dwa rzędy wielkości.

Teoretyczna dokładność nawigacji kosmicznej technikami VLBI w ostatecznym rozrachunku jest ograniczona przez efekty mechaniki kwantowej związane z pomiarem fazy sygnału śledzącego statek (m.in. zasadę nieoznaczoności; Cannon 1990). W praktyce zależy ona jeszcze istotnie m.in. od gęstości dostępnych radioźródeł odniesienia na niebie. Katalogi radioastronomiczne są zbyt ubogie i mają luki w wielu dla nawigacji strategicznie ważnych obszarach nieba. W szczególności, obserwacje Prestona i Morabito (1980) oraz Prestona i in. (1983) wykazały niedobór silnych źródeł w pobliżu ekliptyki. Kolejny przegląd (Wehrle i in. 1984) podjęto w poszukiwaniu słabszych zwartych źródeł pozagalaktycznych, które mogą być użyte do celów nawigacji. W tym ostatnim przeglądzie autorzy umieścili listę 304 źródeł, uwzględniającą także wcześniejsze wyznaczenia. Przy tej okazji wskazują oni na korzyści i sposoby realizacji bardzo dokładnych efemeryd planet, wyliczanych — jak się wyrażają — w układzie odniesienia VLBI.

## 6.8 Opracowywanie danych obserwacyjnych

W rozdz. 3 przedstawiliśmy ogólny zarys procesów redukcji i analizy danych VLBI ze wskazaniem niektórych tylko różnic związanych z typem i celem obserwacji. W tym miejscu skupimy się wyłącznie na obserwacjach astrometryczno-geodezyjnych wykonanych z systemem Mark III, ograniczając się do analizy samych obserwabli. Warto jednak przypomnieć, że zasadnicza redukcja olbrzymiej liczby danych odbywa się podczas korelacji i ekstrakcji obserwabli, kiedy z dosłownie miliardów liczb pozostają jedynie pojedyncze pomiary. Do tego etapu obróbki zaliczamy proces wyszukiwania listków interferencyjnych oraz opisaną wcześniej syntezę pasma. Tak więc, jako dane początkowe do analizy pokorelacyjnej przyjmujemy wyniki pomiarów zapóźnienia grupowego

$\tau$  i częstości listków  $\nu$ . Czytelnik powinien być jednak uprzedzony, że preferowanie wielkości  $\nu$  wynika jedynie z chęci utrzymania możliwie jednolitej prezentacji w całej pracy i że w praktyce używa się raczej  $\nu/f$ , gdzie  $f$  jest częstością radiową — nazywa się tę obserwabłą szybkością albo tempem zmiany zapóźnienia (ang. phase delay rate;  $\dot{\tau}$ ). Te dwa pomiary,  $\tau$  i  $\nu$ , albo cztery, jeśli obserwowano w dwóch pasmach (np. S i X), są przechowywane w archiwach (specjalnych bankach danych) wraz z odpowiednią parą liczb określających dokładność wyznaczonych wielkości i szeregiem dodatkowych informacji opisujących czas, częstość, stacje, źródło itp. Wspomniana dokładność jest później wykorzystywana jako współczynnik wagi dany pomiar w końcowej analizie, a oceniana jest ze stosunku sygnału do szumu na danej bazie, stanowiącego funkcję temperatur systemowych (wielkości reprezentujących czułość teleskopów), mocy promieniowania źródła i innych parametrów obserwacji.

Nim takie dane obserwacyjne zostaną poddane końcowej analizie muszą być jeszcze poprawione na kilka efektów, o których piszemy niżej. Ostateczna analiza polega na dopasowaniu poprawionych pomiarów do teoretycznych astronomiczno-geofizycznych modeli i na tej podstawie wnioskowaniu o parametrach użytych modeli.

Warto wiedzieć, że w większości stosowanych obecnie opracowań istnieje kilka kroków subiektywnych, zależnych od osądu lub upodobań osoby wykonującej analizę. Wskażemy na nie w dalszej części rozdziału. Tutaj chcemy podkreślić, że do subiektywnych należałoby także zaliczyć wybór kryterium najlepszego dopasowania modeli i danych. Tylko z paroma eksperymentalnymi wyjątkami, wszystkie statystyczne analizy danych VLBI prowadzi się na bazie metody najmniejszych kwadratów, o której wiadomo, że jest optymalna i daje najbardziej wiarygodne (ang. maximum likelihood) estymatory, o ile błędy pomiarów są normalnymi (gaussowskimi) z zerową średnią i jednakową (niekoniecznie znaną) wariancją. Omawiane tutaj obserwacje VLBI w sposób oczywisty nie spełniają warunków optymalności tej metody. Popularność jej wynika przede wszystkim z wygody użycia i solidnej teoretycznej podbudowy, ale — o czym pisze się rzadko — wiele współczesnych autoritetów otwarcie podważa zasadność stosowania metody najmniejszych kwadratów w wielu, być może nawet w większości, przypadków praktycznych (np. Branham 1982, Narula i Wellington 1982). Z publi-

kowanych rezultatów analiz VLBI jasno wynika, że rozrzuty wokół końcowych rozwiązań są znacznie — nierzadko 10-krotnie — większe niż oceny błędów pomiarów (statystyczny parametr  $\chi^2$  w przeliczeniu na jeden stopień swobody różni się istotnie od jedności). Ponadto wariancje zmodyfikowane tak, by wspomniany parametr był jednością (sposób normalnie praktykowany) prowadzą ciągle do zbyt optymistycznych (o czynnik około 2) ocen błędów. Świadczy to niechybnie o obecności błędów systematycznych czyli o niedoskonałości stosowanych modeli.

Ponieważ rozbieżności te są dobrze znane społeczności użytkowników VLBI, należy się liczyć z pewnymi zmianami w metodyce opracowania geofizyczno-astrometrycznych danych VLBI. Biorąc pod uwagę małe rozpowszechnienie jeszcze nie całkiem godnych zaufania algorytmów obliczeń z wykorzystaniem metod innych niż metoda najmniejszych kwadratów, wypadnie jednak prawdopodobnie jeszcze jakiś czas odczekać nim pojawią się zasadnicze zmiany.

Nieuzasadnione byłyby jednak obawy, że dotychczasowe obserwacje zostaną zmarnowane przez to, że istnieje jeszcze wiele niejasnych aspektów dotyczących pomiarów VLBI. Wstępnie zredukowane, skorelowane dane obserwacyjne są na ogół pieczołowicie archiwizowane dla przyszłych wielokrotnych analiz. Najobfitsze bazy takich danych zgromadzono w Goddard Space Flight Center (GSFC, NASA, Greenbelt, z którym w znacznym stopniu związany jest badawczy program CDP), w podobnym centrum National Geodetic Survey (NGS, Rockville, który kieruje programem POLARIS/IRIS), oraz w Jet Propulsion Laboratory (JPL, Caltech, Pasadena, realizującym m.in. program TEMPO). Wspomniane w nawiasach programy zostaną omówione w p. 7.1.

Chcemy wreszcie zwrócić uwagę Czytelnika na stronę metodyczną niektórych bardzo precyzyjnych wyznaczeń pozycji radioźródeł, która zdaje się stanowić w pewnym stopniu nową tendencję. W warunkach, gdy wyczerpują się dostępne dotąd rutynowo możliwości detekcji słabych sygnałów niektórzy obserwatorzy (np. Bartel i in. 1985b, 1988) cofają się do dopracowania techniki pomiaru listków interferencyjnych, to znaczy w praktyce do samego procesu korelacji obserwacji VLBI uzyskując zaskakująco dobre efekty. Gra idzie tutaj głównie o maksymalne zawężenie okien (w dziedzinie zapóźnień i częstości listków; patrz rozdz. 3) poszukiwania listków, używanie zamkniętych obserwacji i pewne metody eliminacji krótkoczasowych niestabilności wzorców

częstości — wszystko w celu uzyskania możliwie największego stosunku sygnału do szumu przy detekcji listków. Zapewne czyni to metodykę opracowywania obserwacji VLBI jeszcze bardziej wyrafinowaną, a opisy literaturowe coraz mniej dostępne szerszemu ogółowi, ale samo zjawisko świadczy o ciągłym postępie w tej skądinąd słusznie uważanej od kilku lat za dojrzałą dziedzinie.

### 6.8.1 Wstępna analiza pokorelacyjna

W pomiarach zapóźnienia grupowego nie występuje wprawdzie nieokreśloność odpowiadająca zmianie fazy o pełne cykle, ale niekompletność pokrycia pasma częstości przy syntezie pasma pozostawia jednak pewne grubsze nieokreśloności. Najgroźniejsza jest ta z odstępem równym odwrotności najmniejszego odstepu wstęg w syntetyzowanym paśmie. Najmniejsze odstepy typowo mieszczą się w przedziale  $\Delta f$  od 5 do 20 MHz, który odpowiada niepewności wyznaczenia  $\tau$  o wielokrotność  $1/\Delta f$  od 200 do 50 ns (jest to równoważne 60 – 15 m w drodze propagacji sygnałów). Przy dokładności wyznaczeń zapóźnienia rzędu 0,1 ns (3 cm) nie ma obawy o nałożenie się tych dwóch błędów. Czyni to, że niemal trywialną staje się korekcja na ten na pozór trudny efekt: do każdej zmierzonej wartości  $\tau$  należy dodać lub od niej odjąć wielokrotność odstepu nieokreśloności — tak, by wszystkie rezidualne zapóźnienia widoczne na wstępnych dopasowaniach do prostego modelu tej obserwacji skupiały się wokół jednej, dowolnie wybranej wartości. Ewentualny błąd tego ostatniego wyboru zostanie zaabsorbowany w stałą epoki zegarów.

Dość krytyczne dla powodzenia dalszych analiz jest rozpoznanie chodu zegarów w poszczególnych stacjach. Wszelkie niejednostajności w pracy wzorców atomowych przenoszą się wprost na pomiary zapóźnienia. Chód zegarów przybliża się zwykle wielomianami niewysokiego stopnia, wzbogacanymi niekiedy o sinusoidę o dobowym okresie. Na ogół też takie modele są dobre tylko dla krótkiego odcinka czasowego (np. na jedną sesję). Zawsze wszakże konieczna jest (subiektywna) interwencja opracowującego obserwacje w celu wychwycenia — na podstawie wizualnej inspekcji wstępnych dopasowań — katastroficznych, czy tylko nazbyt nieregularnych, zachowań się zegarów oraz w celu podjęcia decyzji o sposobie parametryzacji. Ponieważ chody zegarów nie

zależą od obserwowanych źródeł, a źródła są często zmieniane, przynajmniej te bardziej znaczące zmiany pracy wzorców wyraźnie ujawniają się w reziduach zapóźnienia. Modele chodu zegarów ustalone w ten sposób zostaną później dopasowane wraz z innymi modelami zjawisk fizycznych w końcowych rozwiązaniach.

W trakcie wstępnych dopasowań związanych z eliminacją nieokreśloności zapóźnienia i parametryzacją zegarów, eliminuje się także (a raczej oznacza tylko jako złe, by je później pomijać) zbyt odstające pomiary zapóźnienia i częstości listków. Jako kryterium używa się m.in. trzech odchyłek standartowych (średniokwadratowych).

### 6.8.2 Modele

Przez modele rozumiemy wzory lub algorytmy obliczania wpływu różnych naturalnych zjawisk fizycznych i efektów instrumentalnych na wartości mierzonych obserwabli. Przykładem tego typu modelu, o którym tutaj nie będziemy już mówić, jest opisany w poprzednim podpunkcie wielomian opisujący zachowanie się wzorca częstości w danej stacji. W praktyce VLBI można by się doliczyć około 20 modeli różnych efektów, ale nie wszystkie one są jednolicie stosowane w poszczególnych ośrodkach badawczych. Znaczna część ogólnej liczby modeli pokrywa się ze standardami MERIT (Melbourne i in. 1983) i IERS (McCarthy 1989/1992). Sporo opisów, czasami znacznie różnych można znaleźć w literaturze VLBI (Ma 1978, Robertson 1975a, Cannon 1978, Gubanov i in. 1983, Manabe i in. 1984). Modele zapóźnienia zróżniczkowane po czasie stanowią przybliżenia stosowane do obliczania modelowego (*a priori*) tempa zmian zapóźnienia, czyli częstości listków. W przypadku kilku zjawisk przyczynki do częstości pochodzące z takich wyliczeń byłby tak małe, że całkowicie pomija się je w analizie.

Można wyróżnić trzy duże kategorie błędów modelowania: (1) pochodzące od rozciągniętej struktury źródła, (2) instrumentalne (w tym wzorce częstości) i (3) efekty propagacyjne. Struktura — przy właściwym doborze źródeł — wnosi przyczynki do błędów zapóźnienia, wyrażając je w jednostkach drogi światła, poniżej 1 cm (Cotton 1980, Tang 1988, Charlot 1989). Także błędy instrumentalne redukuje się obecnie do subcentymetrowych przyczynków, co dobitnie pokazały analizy obserwacji na krótkich bazach, dla których efekty atmosferyczne znoszą

się prawie całkowicie (obie anteny w takim interferometrze „patrzają” na źródło przez praktycznie taką samą atmosferę) (Rogers i in. 1978, Carter i in. 1980). Tak więc, w pomiarach VLBI dominującym źródłem błędów jest atmosfera Ziemi.

Dla celów modelowych atmosferę można podzielić na część dyspersyjną (zależną od częstotliwości obserwacji, „jonosferę”) i neutralną („troposferę”). Przyczynę składowej dyspersyjnej do zapóźnienia sygnałów w pobliżu południa lokalnego ma w zenicie wartość 15 – 30 cm w paśmie X i spada o około rząd wielkości z zapadnięciem zmroku. Ten składnik jest bardzo trudny do zmodelowania, ale na szczęście istnieje dobrze znana bardzo regularna zależność dylatacji (opóźnienia) od częstotliwości obserwacji (jak  $f^{-2}$ ), co umożliwia wyeliminowanie go z obserwacji. Jeśli np., zmierzono zapóźnienie  $\tau_x$  i  $\tau_s$  w dwóch pasmach, to można utworzyć nową poprawioną obserwację wolną od wpływu jonosfery (a także elektrycznej składowej korony słonecznej):

$$\tau = \tau_x - (\tau_x - \tau_s) \frac{f_s^2}{f_s^2 - f_x^2} \quad (6.8)$$

(Ma 1978, Robertson i Carter 1982a, Shaffer 1984). W ten sposób można wyeliminować składową dyspersyjną z dokładnością centymetrową (Robertson 1986).

Chyba najbardziej kłopotliwa do zmodelowania jest dylatacja troposferyczna. Jej wpływ w zenicie wynosi około 1,5 m i pozostaje głównym winowajcą często nadspodziewanie dużych błędów obserwacji. Tylko około 90 % z owych 1,5 m udaje się skompensować stosując teoretyczno-empiryczne przybliżenia. W praktyce VLBI często używano modelu C.C. Chao (np. Robertson 1975a, Ma 1978):

$$\frac{\tau_o}{\sin h + \frac{0,00143}{\tan h + 0,00445}}, \quad (6.9)$$

gdzie  $\tau_o$  wynosi około 7 ns i jest funkcją ciśnienia atmosferycznego i lokalnego przyspieszenia grawitacyjnego Ziemi (np. Moran i Rosen 1981), a  $h$  jest kątową wysokością nad horyzontem. Model Chao w zasadzie dotyczy składowej „suchej” atmosfery. Nieco bardziej złożony, ale również często używany w praktyce, model uwzględniający także składową „wilgotną” (zawartość pary wodnej) opracował J.W. Marini (Manabe

i in. 1984, Takahashi i in. 1985, Clark i in. 1985). Wymaga on pomiarów temperatury, wilgotności i ciśnienia. Z pracy Davisa i in. (1985) można się dowiedzieć, że wspomiane wyżej modele wprowadzały błędy systematyczne (gównie dla  $h < 10^\circ$ ) do dotychczasowych analiz obserwacji VLBI. Skutkiem tego, wyznaczenia długości baz rzędu 8000 km miały nawet 5-centymetrowe błędy. Ci ostatni autorzy proponują dalsze ulepszenie modelu Mariniego — w istocie swej polegające na pewnej rozbudowie funkcyjnej zależności od  $h$  — konstatując, że redukuje to wspomniany błąd systematyczny do 1 cm.

Problem zmiennej zawartości pary wodnej w atmosferze od szeregu lat próbowano rozwiązać bezpośrednimi pomiarami ilości tego składnika za pomocą radiometrów mikrofalowych (na 22-GHz linię  $H_2O$ ; np. Kroger i in. 1986, Johansson 1992). Dziś wydaje się jednak, że te początkowo wielce obiecujące wysiłki nie do końca spełniły nadzieje. Sądzi się, że w przyszłości największy przyczynek do poprawy dokładności wyników obserwacji VLBI będzie pochodził z tego obszaru, tj. pomiarów lub modelowania troposfery (Robertson 1986; por. też Herring 1986b). Optymistycznie rokują np. eksperymenty z tzw. filtramu Kalmana (patrz s. 198). Dość aktualny przegląd publikacji dotyczących wpływu efektów atmosferycznych na obserwacje radiowe (ale także optyczne), znaleźliśmy u Dodsona (1986; por. też Gurvits 1993).

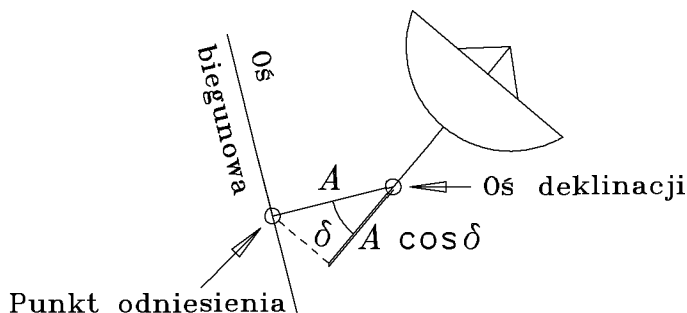
Miejsce zaczepienia (albo końca) wektora bazy definiuje się jako punkt przecięcia się płaszczyzny, którą wyznacza ruchoma oś teleskopu, z osią nieruchomą. Jeśli osie się nie przecinają, powstaje zmienny przyczynek do drogi propagacji sygnału zależny od montażu teleskopu i kierunku na źródło (np. Robertson 1975a):

$$A \sin z, \quad (6.10)$$

gdzie  $A$  jest odległością wspomnianych osi, zaś  $z$  — kątem pomiędzy kierunkiem osi nieruchomej i kierunkiem źródła [odległość biegunowa źródła przy montażu równikowym (rys. 6.1), a odległość zenitalna — przy horyzontalnym]. Poprawkę tę nazywa się odstępem osi (ang. axis offset), a w przypadku toruńskiego teleskopu 15-metrowego wynosi ona  $3,25 \cos \delta$  (w metrach; Borkowski i Graham 1987), gdzie  $\delta$  jest deklinacją obserwowanego obiektu.

Przesunięcia całego teleskopu na skutek plywów skorupy ziemskiej wywołanych grawitacyjnym oddziaływaniem Księżyca i Słońca sięgają





**Rys. 6.1:** Punkt odniesienia w konstrukcji anteny i poprawka do modelu fazy i zapóźnienia wynikająca z separacji osi (*axis offset*) dla montażu równikowego

kilku dziesiątków centymetrów i są uwzględniane standardowo we wszystkich analizach danych VLBI. Wpływ tego efektu oblicza się stosując ściśle (484 sferyczne harmoniki), albo w przybliżeniu (jak np. Melbourne i in. 1983), teorię Wahra (1981a). W tym modelu pojawiają się tzw. *liczby Love'a* — pewne parametry charakteryzujące elastyczność Ziemi. Dla obserwatoriów bliskich wybrzeży oceanów trzeba jeszcze modelować lokalne odkształcenia skorupy spowodowane przez oceaniczne fale pływowe (ang. ocean loading), ale ten czynnik jest inny w każdym miejscu (zależy od ukształtowania linii brzegowej) i jego modelowanie jest na tyle złożone, że praktyczniejsze bywa przeprowadzenie odpowiednich obliczeń oddzielnie — poza zasadniczą analizą VLBI. Niemniej, standardowe oprogramowania zawierają odpowiedni model według standardów MERIT (Melbourne i in. 1983) oparty w tym przypadku na pracy Goada (1980). Z reguły modelu tego efektu nie uwzględnia się jednak w analizach obserwacji VLBI (np. Carter i in. 1985, Herring i in. 1986a, Ryan i Ma 1987), ale są też wyjątki (np. Carter i in. 1988a). Wysokość unoszenia lub zapadania się tego skorupy pod ciężarem fali pływowej nie przekracza na ogół 1 cm, ale są miejsca, gdzie osiąga nawet 20 cm (Melbourne i in. 1983, Manabe i in. 1984, Schuh i Moehlmann 1989).

Ruch bieguna Ziemi (*wobble*) i dobowa rotacja Ziemi, to dwie rotacje wektora bazy  $\vec{d}$  względem inercjalnego układu radioźródeł modelowane jako iloczyn tego wektora i odpowiednich macierzy:

$$\vec{d} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 & -w_x \\ 0 & 1 & +w_y \\ +w_x & -w_y & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos GAST & \sin GAST & 0 \\ -\sin GAST & \cos GAST & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (6.11)$$

gdzie  $GAST$  oznacza widomy (ang. *apparent*) czas gwiazdowy (Aoki i in. 1982), a  $w_i$  są składowymi ruchu bieguna (tutaj wyrażonymi w radianach). Tych ostatnich w zasadzie nie daje się z góry przewidzieć, ale są to wielkości małe więc można je wyznaczyć wprost z dopasowania. W innych przypadkach interpoluje się wyniki pomiarów IERS (dawniej IPMS lub BIH) albo VLBI.

Wersor kierunku źródła  $\vec{s}(\cos \delta \cos \alpha, \cos \delta \sin \alpha, \sin \delta)$ , gdzie  $\alpha$  jest rektascensją źródła, a  $\delta$  — jego deklinacją, w iloczynie skalarnym z wektorem bazy (6.11) daje zapóźnienie geometryczne. Czytelnik może łatwo sprawdzić dla siebie, że otrzymana w ten sposób postać jest ogólniejszą (bogatszą o ruch bieguna) formą odpowiednich składników wzoru (6.2). Kompletność modelu wymaga, aby jeszcze przed wymnożeniem  $\vec{s}$  został poprawiony na precesję, nutację i pewne efekty relatywistyczne. Precesję i nutację można wprowadzić jako iloczyn dwóch macierzy obrotu i rozpatrywanego wersora w sposób analogiczny do wyrażenia (6.11). Elementy tych macierzy są obliczane według aktualnie powszechnie akceptowanych teorii (Lieske i in. 1977, Wahr 1981b; zob. też Kinoshita 1977, Melbourne i in. 1983).

Przeliczanie lokalnych czasów atomowych na TDB (koordynowany czas barycentrum Układu Słonecznego) obejmuje kolejno: zamianę czasu lokalnego na uniwersalny koordynowany (UTC), tego na międzynarodowy atomowy (TAI) i dalej na TDB za pomocą związku podanego przez Moyera (1981).

Na kilku etapach modelowania występują efekty relatywistyczne. Przy wspomnianym przeliczaniu TAI na TDB w grę wchodzi *aberracja roczna* i dobowa. W teorii precesji uwzględnia się tzw. *precesję geodezyjną*. Dalsze poprawki relatywistyczne to lorenzowska *kontrakcja przestrzeni* (Fujimoto i in. 1982) oraz *grawitacyjne ugięcie wiązki światła* (fali radiowej) przez Słońce i Jowisza. Wartość ugięcia w przeszłości wyliczano z różnych wyrażeń (Murray 1981, 1983). W analizach

VLBI najczęściej używa się wzoru Shapiro (1967), który w uproszczonej postaci wygląda tak (por. też Soffel i in. 1985):

$$\frac{2,036(1 + \gamma)}{\tan \frac{\Theta}{2}} \text{ [mas]}, \quad (6.12)$$

gdzie  $\gamma$  jest znanym relatywistycznym parametrem (w teorii Einsteina ma wartość 1), a  $\Theta$  — elongacją, czyli kątem między źródłem a Słońcem (tak, jak go widzi obserwator). Efekt ugięcia — jak łatwo sprawdzić z tego wzoru — sięga blisko  $2''$  przy samym Słońcu, ale jest jeszcze wyczuwalny (dla obserwacji VLBI) w odległościach  $150^\circ$ , gdzie spada do ok. 1 mas. Z tego powodu obserwacje VLBI są bardzo obiecującym narzędziem do testowania teorii względności (np. Carter i in. 1985). Z przeglądu literatury nasuwa się wniosek, że efekty relatywistyczne nie są jeszcze do końca solidnie opracowane (np. Finkelstein i in. 1983b, Cannon i in. 1986, Hellings 1986, Fukushima i in. 1986, Murray 1986, Kopekin 1990). Potwierdza to praca Yang Zhi-gena i Zhao Minga (1992), którzy wykryli szereg błędów na poziomie przynajmniej 1 ps we wszystkich analizowanych przez nich teoriach innych autorów [m.in. Hellingsa (1986), Zhu i Grotena (1988), Soffela i in. (1991)], a dotyczących relatywistycznych efektów w pomiarach zapóźnienia. W związku z tym okazuje się, że znany pakiet CALC 7.0 (Caprette i in. 1990) używany do redukcji danych w programie CDP jest oparty na błędnej teorii (trzeba naturalnie zdawać sobie sprawę, że chodzi tu o błędy rzędu ułamka milimetra).

Ugięcie fal radiowych w koronie Słonecznej jest na ogół zaniedbywalne, gdyż obserwacje zwykle prowadzone są z dala od Słońca. Prosty model tego efektu zawiera dwa parametry charakteryzujące gęstość elektronów w koronie i jest funkcją odległości Ziemi od Słońca, częstości plazmowej i częstości obserwacji (Manabe i in. 1984, Ma 1978). Ten model nie jest jednak uniwersalnie stosowany.

### 6.8.3 Analiza końcowa

Komplet pomiarów zapóźnienie–częstość listków i odpowiadających im wartości *a priori* (obliczanych z modeli) poddaje się wzajemnemu dopasowaniu, w którym do parametrów modeli dobiera się niewielkie po-

prawki — tak, by uzyskać najmniejszą wartość sumy kwadratów ważonych odchyłek obserwacji od modeli.

Przy opracowywaniu wyników obserwacji VLBI z wielu lat mamy do dyspozycji setki tysięcy danych i dosłownie tysiące parametrów, które należy dopasować. Ta wielka liczba parametrów wiąże się z tym, że wiele z nich jest niezależnych dla każdego dnia obserwacji (np. parametry zegarów, grubość atmosfery, parametry orientacji Ziemi), a więc muszą być traktowane jako osobne wielkości. W celu złagodzenia trudności wynikających z ograniczeń komputerów w niektórych centrach VLBI stosuje się znaną w geodezji satelitarnej *sekwencyjną metodę najmniejszych kwadratów* (Kaula 1966), która jest równoważna metodzie klasycznej. Wykorzystuje się w niej właśnie ten fakt, że zwykle tylko niewielki procent wszystkich dopasowywanych parametrów dotyczy całej kolekcji danych. W tej sytuacji, pełna macierz równań normalnych ( $\mathcal{M}$ ) obfituje w obszary wypełnione jedynie zerami (na skrzyżowaniach kolumn i wierszy odpowiadających parametrom nie występującym jednocześnie w obserwacjach). Dzięki temu, proces dopasowywania można zorganizować krokowo (np. sesja po sesji; stąd przymiotnik „sekwencyjna”) — tak, że w każdym kroku występuje macierz okrojona do parametrów globalnych i „lokalnych” danego kroku. Po ostatnim kroku oblicza się parametry globalne. Dysponując już tymi parametrami, można również odzyskać wszystkie lokalne stosując dodatkowe rozwiązanie „wstecz”.

Wspominaliśmy wcześniej o istnieniu błędów systematycznych, wynikających z niedoskonałości modeli i objawiających się znacznie większą od jedności wartością parametru  $\chi^2/N$ , gdzie  $N$  jest ilością stopni swobody (ilością pomiarów zmniejszoną o ilość dopasowywanych parametrów). Tę nienaturalną sytuację ratuje się przez zmianę ważenia pomiarów (po ang. zwaną reweighting). Po wstępnych dopasowaniach nowe wagi oblicza się tak, by na każdej bazie  $\chi^2$  było bliskie  $N$  (efektywnie do początkowych wariancji dodaje się pewną stałą charakterystyczną dla danej bazy) i jest to proces iteracyjny. Ostateczne wariancje parametrów (te, które występują w macierzy kowariancji) skaluje się dodatkowo końcowym  $\chi^2/N$ . Pierwiastek kwadratowy z tej wielkości w literaturze występuje pod nazwą *przeskalowana sigma* albo *błąd formalny parametrów*, a pierwiastek ze wspomnianego czynnika skalującego — *przeskalowany* albo *znormalizowany rms*. Sigmy mówią o

## Metoda najmniejszych kwadratów

Zakładając, że modele obserwabli  $\tau$  i  $\nu$  (albo  $\dot{\tau}$ ) są poprawne, możemy wnosić, że odchyłki wywołane błędami parametrów będą losowe (niezależne od siebie). Pozwala to na podstawę dopasowania przyjęć maksymalizację pewnego typowego funkcjonału prawdopodobieństwa proporcjonalnego do  $\exp -(\chi^2/2)$ , gdzie

$$\chi^2 = \sum_i \left\{ \left[ \frac{\tau_i - \tau(i)}{\sigma_{\tau_i}} \right]^2 + \left[ \frac{\nu_i - \nu(i)}{\sigma_{\nu_i}} \right]^2 \right\}. \quad (6.13)$$

W tym wyrażeniu  $\tau_i$  i  $\nu_i$  są wynikami pomiarów (wskaźnik  $i$  może odnosić się do kolejnych próbek w czasie), zaś przez  $\tau(i)$  i  $\nu(i)$  oznaczyliśmy odpowiednie wartości wyliczone z modeli. W praktyce wyliczanie to realizuje się z przybliżen typu:

$$\tau(i) = \tau_{i0} + \sum_j \frac{\partial \tau(i)}{\partial p_j} \Delta p_j, \quad (6.14)$$

gdzie  $\tau_{i0}$  jest obliczoną wartością modelu przy początkowych wartościach parametrów  $p_j$ . Wartości pochodnych po parametrach są wyliczane również na początku procesu dopasowywania dla startowych wartości parametrów, a poprawki  $\Delta p_j$  mają na początku wartości zerowe. Uwagi te stosują się również do drugiej obserwabli,  $\nu(i)$ .

Jak łatwo jest zauważyć, najlepsze dopasowanie dostaniemy minimalizując  $\chi^2$ , a osiągniemy to przyrównując wszystkie pochodne prawej strony (6.13) po każdym parametrze po kolei do zera. Powstaje w ten sposób układ tylu równań, ile jest dobieanych parametrów. Jest to tzw. *układ równań normalnych*; wygodnie zapisuje się go w postaci macierzowej:

$$\vec{X} = \mathcal{M} \cdot \vec{\Delta p}, \quad (6.15)$$

gdzie występują wektory poprawek  $\vec{\Delta p}$  ( $\Delta p_1, \Delta p_2, \Delta p_3, \dots$ ) i „danych”  $\vec{X}$ , oraz symetryczna macierz „pomiarów”. Ten drugi wektor ma składowe:

$$X_j = \sum_i \left( \frac{\tau_i}{\sigma_{\tau_i}^2} \frac{\partial \tau(i)}{\partial p_j} + \frac{\nu_i}{\sigma_{\nu_i}^2} \frac{\partial \nu(i)}{\partial p_j} \right), \quad (6.16)$$

☐ zaś elementami symetrycznej macierzy są:

$$\mathcal{M}_{ml} = \sum_i \left( \frac{1}{\sigma_{\tau_i}^2} \frac{\partial \tau(i)}{\partial p_l} \frac{\partial \tau(i)}{\partial p_m} + \frac{1}{\sigma_{\nu_i}^2} \frac{\partial \nu(i)}{\partial p_l} \frac{\partial \nu(i)}{\partial p_m} \right). \quad (6.17)$$

Rozwiązaniem układu (6.15) jest oczywiście  $\vec{\Delta p} = \mathcal{M}^{-1} \vec{X}$ , tzn. odwrócona macierz pomiarów pomnożona przez wektor danych.

Można pokazać, że jeśli indywidualne pomiary są statystycznie niezależne, to  $\overline{(p_m - \bar{p}_m)(p_l - \bar{p}_l)} = \mathcal{M}_{ml}^{-1}$ , gdzie kreska nad zmienną lub wyrażeniem oznacza wartość średnią. Jest to równoważne stwierdzeniu, że odwrócona macierz pomiarów na swej przekątnej zawiera *wariancje* parametrów, zaś pozostałe elementy są kowariancjami mówiącymi o wzajemnej zależności parametrów. Po znormalizowaniu (podzieleniu przez odpowiednie wariancje) dostaje się stąd współczynniki *korelacji parametrów*:

$$\varrho_{ml} = \frac{\mathcal{M}_{ml}^{-1}}{\sqrt{\mathcal{M}_{mm}^{-1} \cdot \mathcal{M}_{ll}^{-1}}}. \quad (6.18)$$

Współczynniki korelacji co do wartości bezwzględnej bliskie lub równe jedności są oznaką złego uwarunkowania lub wręcz osobliwości macierzy równań normalnych. Te w ogólności nierzadkie przypadki wymagają albo zgoła innej parametryzacji, albo wyboru innej ortogonalnej kombinacji wektora oryginalnych parametrów. Pomocna w tych problemach jest analiza wartości własnych macierzy (Bock 1980, Takahashi 1985, rozdz. 12 i 13 u Haykina 1990).

dokładności pomiaru poszczególnych parametrów (zwykle optymistycznie), zaś rms jest globalną miarą dobroci dopasowania danych i modeli. Inną używaną w praktyce VLBI miarą globalnego dopasowania jest  $\chi^2$  podzielony przez sumę kwadratów wag, której pierwiastek nazywany jest *ważonym rms*. Jest także bardzo prawdopodobne, że niektórzy autorzy liczą  $\chi^2$  osobno dla zapóźnień i częstości listków, wtedy poszczególne miary dopasowania mają odpowiednio zmieniony sens. W publikacjach VLBI na ogół jest podany sposób liczenia poszczególnych wielkości, co jest głęboko uzasadnione wobec istnienia subiektywnych kroków analizy (takim jest też proces modyfikacji wag!).

## Filtry Kalmana

Opis filtrów, oryginalnie opracowanych przez R.E. Kalmana w pracy z 1960 r., formułuje się na bazie tzw. *przestrzeni stanu systemu*, w której dynamiczny system określa się zbiorem zmiennych zwanych *stanem*. Stan zawiera wszystkie informacje niezbędne do przewidywania zachowania się systemu. Znając obecne i przyszłe wartości na wejściu, można obliczyć przyszły stan i wyjście systemu. Podstawową funkcją filtru Kalmana jest dostarczenie oceny bieżącego stanu systemu.

Praktyczne zastosowanie teorii filtrów Kalmana prowadzi do układu równań różnicowych, których rozwiązanie można uzyskać rekurencyjnie. W szczególności, każdą ocenę stanu bieżącego można wykonać na podstawie poprzedniej oceny i nowej wartości na wejściu systemu. Wynika stąd, że zapamiętywać trzeba tylko ostatnie oceny, nie zaś cały zbiór wcześniejszych danych obserwacyjnych. Ponadto, szybkość oceny przez filtrację kalmanowską jest dużo wyższa niż w przypadku obliczeń w oparciu o cały materiał przeszłych obserwacji.

Filtracja kalmanowska dostarcza rozwiązań wielu problemów rekurencyjnej estymacji minimalno-kwadratowej dla procesów niestacjonarnych. Specjalny przypadek tych filtrów stanowią znane wcześniej (lata czterdzieste) filtry Wienera, w których podstawowym założeniem jest właśnie stacjonarność procesów.

Haykin (1990, rozdz. 14) w swojej prezentacji formułuje problem w postaci pary równań: równanie procesu, które opisuje szumową ewolucję wektora stanu dla liniowego systemu dynamicznego, oraz równanie pomiarów opisujące zaszumiony wektor obserwacji. Rozwiązanie polega na znalezieniu wektora stanu, gdy dany jest wektor obserwacji i statystyki odnośnego procesu szumowego.

Ostaniami laty coraz częściej używa się dopasowań z wykorzystaniem tzw. filtrów Kalmana w celu uwzględnienia stochastycznego charakteru niektórych z dopasowywanych parametrów (tych, które zmieniają się w czasie trwania obserwacji). Dotyczy to przede wszystkim parametrów atmosfery i zegarów. Jakość estymatorów okazuje się lepsza niż w przypadku stosowania ważonej metody najmniejszych kwadratów (np. Herring i in. 1990).

## Rozdział 7

# Organizacja i wyniki astrometryczno–geodezyjnych obserwacji VLBI



Jeśli nie brzmiące jak fantazja lub żart, to przynajmniej wymowne jest stwierdzenie, że ze starannych obserwacji bardzo słabych sygnałów radiowych z kwazarów — tj. obiektów odległych o miliardy lat świetlnych, na samych krańcach obserwowalnego Wszechświata — można wyciągnąć ważne wnioski o strukturze Ziemi. Faktem jest jednak, że astronomowie–geodeci używając techniki VLBI mierzą znikomo małe zmiany długości i orientacji baz pomiędzy radioteleskopami sieci odległymi o setki i tysiące kilometrów. W tego rodzaju pomiarach ujawniają się efekty centymetrowych wahań całego płaszcza i skorupy ziemskiej względem osi obrotu, zmiany kierunku tej osi w przestrzeni o pojedynczą milisekundę łuku ( $0,001''$  oznaczamy przez 1 mas) i zmiany długości doby o jedną milisekundę czasu. Na tej podstawie geofizycy udoskonalają swe modele wewnętrznej budowy Ziemi i ruchów płyt tektonicznych jej skorupy (Carter i Robertson 1986).

Interferometrów o bardzo długich bazach używano do pomiarów położenia radioteleskopów i radioźródeł już od 1969 r. (Hinteregger i in. 1972). W pierwszych eksperymentach dokładności pomiarów odległości były rzędu 1 m. Od tamtych czasów znacznie udoskonalono aparaturę



i techniki analizy obserwacji (np. Shapiro i in. 1974, Ong i in. 1976, Thomas i in. 1976, Cannon i in. 1979, Niell i in. 1979, Robertson i in. 1979, Herring i in. 1981, Robertson i Carter 1982a, Rogers i in. 1983, Sovers i in. 1984, Fanselow i in. 1984, Clark i in. 1985, Herring 1986a, Ryan i in. 1986, Ma i in. 1986, Herring i in. 1986b). Obecne pomiary z wykorzystaniem systemu Mark III sięgają dokładności wymaganych w wielu węzłowych problemach geofizycznych i astrometrycznych.

Większość obserwacji VLBI nastawionych na zastosowania geodezyjne i astrometryczne skupia się w kilkunastu instytucjach. Z pewnością najszerszą działalność prowadzą grupy badawcze w Stanach Zjednoczonych. Obok Kanadyjczyków do Amerykanów stopniowo dołączają ośrodki europejskie, a ostatni także Japończycy (Kunimori i in. 1986). Większą aktywność badawczą i zaangażowanie inwestycyjne można zaobserwować na terenach niespokojnych sejsmicznie (Kalifornia w USA, Japonia i Włochy), gdzie zainstalowano już i przewiduje się dalszą rozbudowę instrumentów VLBI dedykowanych dla geodezji. Istnieje też cały szereg programów badawczych — tak efemerydalnych jak i długoterminowych — z których niektóre związane są z poszczególnymi grupami lub instytucjami finansującymi, a inne obejmują więcej jednostek organizacyjnych i często programy takie wzajemnie się przeplatają i uzupełniają (Campbell 1979, 1982, 1983, Kawajiri 1981). Podobna jest różnorodność i wzajemne relacje celów badawczych poszczególnych programów. Są więc programy regionalne i globalne, dotyczące ruchu Ziemi i ruchu biegunów, dryfu kontynentów i ruchów płyt tektonicznych, a także mające na celu rozszerzenie i udoskonalenie zwykłych krajowych lub regionalnych sieci geodezyjnych. Istnieją też osobne programy astrometryczne, ale większość tego rodzaju wyznaczeń realizowana jest przy okazji pomiarów geodezyjnych. Podobnie, przeglądy radioźródeł wykorzystuje się także do wyznaczeń położenia stacji VLBI.

Wyniki analiz danych obserwacyjnych publikowane są, pomijając bogaty zbiór wydawnictw lokalnych i materiałów z konferencji, głównie na łamach *Journal of Geophysical Research* (geodezja), *Astronomical Journal* (astrometria). Najświeższych wyników związanych z rotacją i orientacją Ziemi oraz układami odniesienia (na niebie i Ziemi) trzeba szukać w publikacjach International Earth Rotation Service (IERS): w tygodniowych i miesięcznych biuletynach (A i B, odpowiednio) i corocznym podsumowującym *Annual Report of the IERS* (pierwszy z nich

dotyczy roku 1988). W ostatnim już w serii poprzedzających roczników BIH, *Annual Report for 1987*, znajdują się m.in. analizy obserwacji VLBI pod względem wyznaczenia poprawek do teorii nutacji IAU 1980, oraz definicje i dyskusje pozagalaktycznego (lista 228 zwartych radioźródeł o deklinacjach większych od  $-45^\circ$ ) i ziemskich układów odniesienia.

Większe, dość aktualne jeszcze, opracowania na diskutowane w tym rozdziale tematy to: Campbell i Schuh (1987), Babcock i Wilkins (1988), Reid i Moran (1988b), Kovalevsky i in. (1989), Lieske i Abalakin (1990), Hughes i in. (1991), Robertson (1991) oraz Carter (1991).

Specyficzną cechą opublikowanych wyników obserwacji VLBI jest to, że z reguły ostatnie publikacje nie tyle uzupełniają poprzednie, ile je zastępują. Dzieje się tak dlatego, że rozwiązania na składowe bazy czy współrzędne radioźródeł uzyskuje się z globalnego dopasowania modeli do wszystkich istniejących obserwacji, a używane modele obserwacji oraz metody analizy danych ciągle jeszcze są udoskonalane.

Chyba warto zwrócić uwagę na to, że większość zbiorów danych obserwacyjnych z tych programów uważa się za domenę publiczną i udostępnia zainteresowanym badaczom na ich życzenie. Postawa taka nie jest jakąś filantropią, lecz wynika z dobrze pojętego interesu osób bezpośrednio zaangażowanych w badania. Liczą one mianowicie na poprawę powszechnego zaufania do własnych wyników po niezależnych analizach.

Niżej przedstawiamy bliżej najważniejsze programy, co pozwoli m.in. na zorientowanie się w sposobach prowadzenia obserwacji. Dalsze punkty poświęcone są wynikom z dziedziny astrometrii, geodezji i pewnych zagadnień międzydyscyplinarnych.

## OBSERWACJE

### 7.1 Programy badawcze i organizacja obserwacji

#### 7.1.1 GSFC i CDP

Crustal Dynamics Project (CDP; Ryan i Ma 1985, Coates 1980, Ryan i in. 1980, Ma 1978) to wieloletni program obserwacji VLBI (ale nie tylko), prowadzonych pod auspicjami NASA w znanych amerykańskich placówkach radioastronomicznych oraz kilku europejskich (Onsala, Effelsberg, Wettzell, Chilbolton i ostatnio Matera) i po jednej z Japonii (stacja w Kashimie) i Kanady (Algonquin Park). CDP obejmuje również kilka mobilnych anten rozmieszczonych na terenie USA (głównie w Kalifornii — będzie o nich mowa w p. 7.1.5).

Dane zebrane w GSFC (Goddard Space Flight Center, Greenbelt) do 1979 r., jeszcze zanim powstał CDP, pochodzą z obserwacji za pomocą systemu Mark I (wstęga 360 kHz, 5 przełączanych kanałów częstości radiowych w paśmie 7,8 – 8,4 GHz, tj. tzw. paśmie X), a później Mark III [28 MHz, jednocześnie 14 kanałów w pasmach X i S (około 2,3 GHz), ponadto pomiary ciśnienia, temperatury i wilgotności powietrza oraz kalibracje elektrycznej długości kabli]. W prawie wszystkich sesjach (ponad 200 do końca 1984 r.) używano wodorowych wzorców częstości i czasu. W celu instrumentalnej kalibracji fazy do sygnału w każdym zapisywanym kanale dodaje się czystą harmoniczną wspólnego sygnału odniesienia.

Poszczególne sesje obserwacyjne miały różne cele. Były więc pomiary stabilności północnoamerykańskiej płyty tektonicznej, względno ruchu kontynentów Ameryki i Europy, badania słynnego uskoku

San Andreas (zachodnie wybrzeże USA) i in. W każdym dniu obserwacji, z paru wyjątkami, każda antena wykonywała 140 – 220 kilkuminutowych śledzeń (*skanów*) na zbiorze 10 – 15 radioźródeł. Starano się tak układać programy sesji, by każde źródło było obserwowane przynajmniej 10 razy. Przy użyciu systemu Mark III dzielono niekiedy stacje na dwie grupy, wschodnią i zachodnią, obserwujące równoległe różne źródła ze względu na ograniczony czas wspólnej widoczności obiektów niebieskich w Ameryce i Europie.

Surowe dane obserwacyjne korelowano na czterech różnych procesorach (na nieistniejącym już Mark I w Haystack Observatory, na Mark III tamże i w Bonn, RFN, oraz na japońskim K-3 w Kashimie). Wyniki korelacji trafiały do centrum GSFC lub NGS (patrz niżej), w których dane te są archiwowane po uzupełnieniu o informacje kalibracyjne, efermerydy Układu Słonecznego, wartości *a priori* parametrów, pochodnych oraz teoretycznych zapóźnień i częstości listków. W procesie analizy do tej bazy danych dodaje się jeszcze informacje o jakości obserwacji, nieokreśloności w rozdzielczości zapóźnienia, parametryzacji rozwiązań i modyfikacji wariancji.

Obserwacje systemem Mark I w przeszłości były przedmiotem wielokrotnych analiz cząstkowych, a obecnie zostały uporządkowane i są przechowywane w banku danych CDP. Po szczegółowe opisy tak obserwacji, jak i ich opracowania odsyłamy Czytelnika do analiz Ryana i in. (1986; pod kątem geodezji) oraz Ma i in. (1986; pod kątem astrometrii), gdzie podano także odnośniki do wcześniejszych prac.

Co do aktualnie kontynuowanych obserwacji Mark III, spośród wielu publikacji godne polecenia wydają się nam opisy Caprette i in. (1990), Herringa (1986a), Clarka i in. (1985) oraz Ryana i in. (1980), chociaż w większości z innych cytowanych dotąd i dalej prac dotyczących tego centrum można znaleźć wartościowe informacje ogólne i szczegółowe wraz z pewną liczbą odnośników do literatury.

### 7.1.2 NGS i POLARIS/IRIS

Nazwa programu POLARIS rozwija się na **P**olar motion **A**nalysis by **R**adio Interferometric **S**urveying, zaś IRIS jest akronimem późniejszej wersji tego samego programu (Carter 1980, Carter i in. 1984, Carter i Robertson 1984) i oznacza **I**nternational **R**adio Interferometric

Surveying. Oba prowadzi National Geodetic Survey (NGS, Rockville). Pomysł zorganizowania dedykowanego instrumentu VLBI w celu regularnego monitorowania ruchu bieguna Ziemi i czasu UT1 podsunął W.E. Carter w 1977 r. Pierwsze obserwacje w programie POLARIS wykonano w końcu 1980 r. z użyciem anten w Haystack Observatory (nieдалеko od Bostonu, Massachusetts) i G.R. Agassis Station (GRAS, dawniej Harvard Radio Astronomy Station, w pobliżu Fort Davis w Teksasie). W czerwcu 1981 r. Haystack zastąpiono pobliskim Westford. Ten interferometr ma bazę ponad 3100 km skierowaną prawie równoleżnikowo (deklinacja bazy wynosi  $20^\circ$ ), co czyni ją bardzo czułą na zmiany rotacyjnej orientacji Ziemi (Carter i Robertson 1982). Pod koniec 1983 r. do tych dwóch dołączono trzecią stację na Florydzie (w Richmond).

24-godzinne sesje POLARIS zorganizowane są podobnie do tych z programu CDP: kilkanaście źródeł, 2- – 3-minutowe skany na każdym powtarzane przynajmniej 10-krotnie w okresie wspólnej widoczności we wszystkich stacjach. Obserwacje są zapisywane w 14 kanałach jednocześnie, z których 6 umiejscowiono w paśmie S, a 8 w X. Ponieważ szybkość zapisu wynosi 4 mln bitów na sekundę w każdym kanale, nie-trudno jest obliczyć, że pojedynczy skan (z którego później otrzymuje się pojedynczy pomiar obu obserwabli na każdej bazie) stanowi zapis około 10 mld ( $10^{10}$ ) bitów w każdej stacji. Jedna sesja 5-stacjonowej sieci IRIS (10 baz) dostarcza około 2000 par zapóźnienie-częstość listków (Ma 1986, Robertson 1986). Metody i algorytmy opracowywania danych używane przez NGS opisują ze szczegółami Robertson i Carter (1982a, 1982b).

Dążąc do wyższych dokładności, POLARIS rozszerzono na IRIS przez dołączenie stacji europejskich — najpierw Onsali (udział raz na miesiąc), później (koniec 1983 r.) Wettzell (RFN; co 5 dni), oraz stopniowo obserwatoriów z innych kontynentów. Obecnie (1992 r.) istnieje kilka podprogramów IRIS. Sieć atlantycką, IRIS-A (Wettzell, Westford, Mojave w Kalifornii, Richmond oraz — co tydzień — Onsala i Matera we Włoszech), w 1991 r. połączono z programem NAVNET (US Naval Observatory ze stacjami Richmond, Green Bank, Kokee Park i Fairbanks) z cotygodniowymi 24-godzinnymi sesjami koordynowanymi przez US National Earth Orientation Service. W ramach IRIS-A kontynuowane są też codzienne obserwacje UT1 na bazie Wettzell-Westford.

Sieć Pacyfiku, IRIS-P, składa się ze stacji Kashima, Hobart na Tasmanii, Fairbanks i Mojave i prowadzi obserwacje w 24-godzinnych sesjach raz w miesiącu. Podobnie, raz w miesiącu prowadzi obserwacje sieć południowa, IRIS-S (stacje Hartebesthoek w RPA, Hobart i Santiago w Chile, z pewną kombinacją innych stacji IRIS z półkuli północnej). Nadmienić należy, że dołączenie stacji południowych natychmiast poprawiło dokładność określania układu odniesienia współrzędnych na południowej półkuli nieba do wartości porównywalnych z półkulą północną, tj. poniżej milisekundy łuku. W bieżącym roku przewiduje się włączenie jeszcze dwóch stacji południowych — w O'Higgins na Antarktyce i Eusabio w Brazylii (Carter, 1992).

### 7.1.3 JPL

Sieć dalekosiężnej łączności NASA, Deep Space Network (DSN), od sierpnia 1971 r. jest używana także do radioastronomicznych obserwacji techniką VLBI. Kieruje nią Jet Propulsion Laboratory (JPL, Caltech, Pasadena). Pierwszym celem tej sieci jest nawigacja statków kosmicznych, stąd też obserwacje VLBI nastawione są na wypracowanie katalogu radioźródeł nadających się do tego celu, ale jest to w sposób naturalny związane z wieloma innymi wyznaczeniami. W pierwszych eksperymentach używano tam prototypowego systemu na jeden wąskopasmowy (24 kHz) kanał w paśmie S. Później, od 1977 r., zastąpił go 2-megahercowy Mark II z przełączaniem częstości obserwacji pomiędzy kilku kanałami w pasmach S i X. Używając metody syntezy szerokiego pasma uzyskują oni obecnie dokładność pomiaru zapóźnienia około 0,1 ns (3 cm drogi światła), obserwując źródło o strumieniu 0,5 Jy przez około 3 minuty na czterech częstościach w paśmie S i czterech w X, rozłożonych na przestrzeni 30 do 40 MHz (zakładając dwie 64-metrowe anteny DSN o temperaturach systemowych po 35 K każda). Do stabilizacji częstości używano wszystkich trzech podstawowych wzorców (H, Rb i Cs), a w ostatnich latach głównie wodorowych (H). Kilkogodzinne sesje obserwacyjne — w ilości kilka do kilkunastu w roku — obejmowały różne zestawy na ogół kilkudziesięciu źródeł (obecnie liczba ta wynosi 100 – 200), każde obserwowane przynajmniej trzykrotnie (Fanselow i in. 1984, Sovers i in. 1984).

Od lutego 1982 r. obok wyżej opisanych obserwacji związanych z

utrzymaniem i wzbogacaniem katalogu radioźródeł w JPL wprowadzono cotygodniowe krótkoczasowe (po 3 godz.) obserwacje na dwóch bazach (Kalifornia–Hiszpania i Kalifornia–Australia) w celu synchronizacji zegarów i pomiarów orientacji Ziemi. Na sesję tego programu, nazwanego TEMPO od **T**ime and **E**arth **M**otion **P**recision **O**bservations, składa się obserwacja do 20 źródeł, każde przez 200 s, w 6 kanałach częstotliwości (po trzy w pasmach S i X) dla syntezy 40–megahercowej wstęgi w każdym paśmie (Eubanks i in. 1985a).

JPL jest zaangażowane także w program ARIES (p. 7.1.5).

#### 7.1.4 Kampania MERIT i IERS

W roku 1978 IAU (MUA) zainicjowała program MERIT (**M**onitor **E**arth **R**otation and **I**ntercompare **T**echniques of **O**bservations and **A**nalysis) w celu porównania niezawodności i dokładności współczesnych technik określania orientacji Ziemi, o czym wspominaliśmy w punkcie 6.2. Początkowo zaplanowano krótką kampanię testową (na jesień 1980 r.; Calame 1982) i zasadniczą część na okres od września 1983 r. do października 1984 r. W przedsięwzięciach tych bardzo ważną rolę odegrały obserwacje VLBI (głównie w programie POLARIS/IRIS). Ponieważ już ze wstępnych analiz wyników kampanii MERIT okazało się, że ich znaczenie wykracza daleko poza samo udoskonalenie tabel ruchu bieguna i pomiarów UT1, podjęto radykalne działania organizacyjne usankcjonowane przez najwyższe organy światowych organizacji astronomów i geofizyków. Mianowicie, zgodnie z rekomendacją odpowiednich grup roboczych IAU i IUGG, decyzją zgromadzenia ogólnego IAU (w Delhi, 1985 r.) z początkiem 1988 r. ustanowiono nową międzynarodową służbę: **I**nternational **E**arth **R**otation **S**ervice (IERS) w miejsce dotąd działających IPMS oraz BIH (Wilkins i Mueller 1986, Wilkins 1986). Technika VLBI gra wiodącą rolę w tej służbie.

#### 7.1.5 Inne programy

W roku 1979 przeprowadzono pierwszą z kilku sesji w ramach europejskiego programu ERIDOC (**E**uropean **R**adio **I**nterferometry and **D**oppler **C**ampaign). Część dotycząca VLBI oparta była na istniejących wówczas stacjach radioastronomicznych wyposażonych w system

Mark II i systemy odbiorcze na falę 6 cm (Beyer i in. 1982; Brouwer 1984). Toruńscy radioastronomowie liczyli poważnie na udział w tego rodzaju badaniach kiedy ich stacja przeszła pomyślnie pierwsze testowe obserwacje VLBI (Abstract 3 u Brouwera 1984). Okazało się jednak, że w krótkim czasie większość europejskich stacji VLBI została wyposażona w kosztowny i skomplikowany system Mark III, w związku z czym niemal do „zera” spadło zainteresowanie w wykorzystywaniu (prymitywnego w tym kontekście) Mark II do wyznaczeń baz i związanych z tym parametrów geofizycznych (Mark II w dalszym ciągu jest ceniony — ze względu na znacznie niższe koszty eksploatacji — w zastosowaniach astrofizycznych). Szczegółowe wyniki kampanii ERIDOC przedstawiono w pracy Brouwera i in. (1987). Europejscy radioastronomowie zajmujący się zastosowaniami VLBI do geodezji urządzają coroczne spotkania robocze, gdzie omawiane są bieżące problemy. Niekiedy z tych spotkań wydaje się zbiory publikacji (np. Campbell i Schuh 1987a, Rius 1989).

W stanach Zjednoczonych od wielu lat prowadzono studia nad zminiaturyzowaniem i obniżeniem kosztów stacji VLBI w celu stworzenia operacyjnego instrumentu geodezyjnego. Tak powstał testowy program ARIES (**A**stronomical **R**adio **I**nterferometric **E**arth **S**urveying) z przewoźnymi antenami — pierwszą o średnicy 9 m (MV1) i późniejszą 4-metrową (ARIES II lub MV2) — początkowo wyposażonymi w system Mark II, potem — Mark III (Moran 1974, Ong i in. 1976, Niell i in. 1980, Trask i Vegos 1983). Praktyka wykorzystania polega na instalowaniu anten ARIES po kolei na wybranych stanowiskach i obserwacjach wspólnie ze stałymi stacjami VLBI (w ramach programu CDP). Po wstępnych próbach, na podstawie zdobytych doświadczeń, podjęto wdrażanie programu z 5-metrowymi antenami ORION (**O**perational **R**adio **I**nterferometry **O**bservation **N**etwork; Renzetti i in. 1983, Davidson i Trask 1985; zob. też Lyzenga i Golombek 1986, Kroger i in. 1986).

Inna grupa przedsięwzięć dotyczyła systemów typu VLBI, ale opartych na obserwacjach sztucznych satelitów serii GPS. Był więc projekt SERIES [**S**atellite **E**mission **R**ange **I**nferred (albo **R**adio **I**nterferometric) **E**arth **S**urveying] proponowany przez MacDorana (1979, 1980) i niejako doń konkurencyjny MITES (**M**iniature **I**nterferometric **T**erminals for **E**arth **S**urveying) autorstwa grupy C.C. Counselmana.



Jak już pisaliśmy wcześniej (p. 6.6); też Bock i in. 1984, 1985, Bock 1985, Ware i in. 1986), ten drugi przerodził się w komercyjny MACROMETER. Podobny los spotkał SERIES, którego owocem jest dostępny w handlu GPS Land Surveyor, Model 1991, o dokładności 5 – 20 cm.

W kontraście do oryginalnego projektu Surveyor ma antenę bezkierunkową, a sygnał GPS traktowany jest jak szum, lecz — inaczej niż w typowej VLBI — przed zapisem poddawany jest wielkiej kompresji pasma (o czynnik 10 mln) i następnie sygnał *audio* (80 Hz) jest próbkowany i rejestrowany cyfrowo na taśmie magnetycznej. Komputerowa obróbka polega na wydzieleniu (za pomocą analizy widmowej) w pierwszej kolejności częstości i fazy sygnału dopplerowskiego każdego satelity znajdującego się w polu widzenia. Następnie mikrokomputer tworzy obserwabie różnicowe (dla dwóch odbiorników). Efemerydy satelitów (parametry orbit) uzyskuje się z dekodera tzw. kodu C/A GPS-ów (MacDoran i in. 1985). W oparciu o doświadczenia z Land Surveyorem opracowano podobnie działający nowy instrument do celów nawigacji morskiej: Marine Positioning Sensor (MPS). Przewidywano, że na odległościach do 500 km będzie on miał dokładność 2 m, a na 1000 km — 4 m. Nie udało się nam, niestety, zdobyć bardziej aktualnych informacji niż te od MacDorana i in. (1985).

Trzeba w tym miejscu odnotować, że także w Polsce — w Centrum Badań Kosmicznych PAN — prowadzono prace nad oryginalnym systemem podobnym w idei i do SERIES, i do MACROMETER (Krysiński i Vorbrich 1985a, 1985b). Na całość, zwaną interferometrem RYSY, mają się składać niewielkie przenośne anteny mikrofalowe do odbioru obu sygnałów GPS (w pasmach 1227 i 1575 MHz), odbiorniki posiadające cztery 0,5-megahercowe kanały (po dwa na każde pasmo) i terminale, tj. urządzenia do próbkowania, kodowania i zapisu sygnałów. Przewiduje się, że w jednym z trybów systemu RYSY będzie on zgodny ze standardem VLBI Mark IIc. W tym przypadku, wymagającym anten kierunkowych, do pomiaru zapóźnienia będzie wykorzystana trójwstępowa technika syntezy pasma (odstęp wstęp około 10 MHz i 360 MHz, każda o szerokości 0,5 MHz) co — po wyeliminowaniu grubych nieokreśloności rzędu  $10^{-7}$  s (albo 30 m) — pozwoli wyznaczyć zapóźnienie z nieokreślonością około  $1/360 \cdot 10^{-6} = 2,8$  ns (albo około 80 cm). Jeśli dokładność pomiarów zapóźnienia będzie znacznie wyższa niż ta nieokreśloność, będzie można uzyskiwać precyzyje pomiaru

bazy wynoszące ułamek długości fali nośnej GPS (19 cm). Z doniesień sprzed kilku lat (Krysiński 1987, 1988) wynikało, że program ten jest znacznie zaawansowany (gotowa kierunkowa antena testowa, odbiornik i oprogramowanie do analizy obserwacji metodami VLBI). Obecnie, z powodu przemian organizacyjnych w nauce polskiej, omawiane przedsięwzięcie znalazło się na rozdrożach i nie wiadomo czy będzie kontynuowane według pierwotnego zamierzenia. Rozwija się natomiast współpraca z Katedrą Radioastronomii UMK w Toruniu (np. Vorbrich i in. 1992, Vorbrich i Pazderski 1992).

## WYNIKI ASTROMETRYCZNE

### 7.2 Bezwzględne wyznaczenia położeń radioźródeł: katalogi i układy odniesienia

W ostatnich latach widać wyraźny wzrost ilościowy i jakościowy określeń pozycji radioźródeł z obserwacji VLBI. Jest to wynik wielostronnych działań zmierzających do zdefiniowania *fundamentalnego układu odniesienia* współrzędnych na niebie w oparciu o źródła pozagalaktyczne, jak również coraz powszechniejszego stosowania samej techniki VLBI do celów geodezji i nawigacji statków kosmicznych (Clark i in. 1976, Rogers i in. 1983, Fanselow i in. 1984, Ma i in. 1986). Warto sobie uzmysłowić, że do zmierzenia bazy o długości 4000 km z dokładnością 2 cm trzeba znać, albo jednocześnie wyznaczyć, położenia radioźródeł z dokładnością rzędu 1 mas (0,001"). Podobnie, dla celów nawigacji misji Galileo za pomocą VLBI wymaga się układu odniesienia o pozycjach określonych nie gorzej niż z błędem 5 mas (Ma i in. 1986).

Zwarte obiekty pozagalaktyczne odległe o około 100 Mpc lub więcej mają, jak na dzisiaj, niewykrywalne ruchy własne (np. Shapiro i in. 1979, Bartel i in. 1986). Wzajemne położenia centrów tych obiektów

definiują sferyczny układ odniesienia na niebie użyteczny w astrometrii, nawigacji i geofizyce (poprzez pomiary ruchów tektonicznych, czasu uniwersalnego i ruchu biegunów). Ostatnie wyniki VLBI (np. Fanse-  
low i in. 1984, Ma 1986) wskazują, że zarówno ilość jak i dokładność  
wyznażeń pozycji radioźródeł osiągnęły zadowalający poziom do zde-  
finiowania fundamentalnego układu odniesienia. Aktualna dokładność,  
często poniżej 1 mas, wyraża postęp o czynnik rzędu 100 w porówna-  
niu z układem odniesienia zdefiniowanym przez katalog FK4. W tym  
punkcie podamy garść informacji związanych z praktyką opracowywa-  
nia katalogów precyzyjnych położzeń radioźródeł z obserwacji VLBI,  
które są podstawą układów odniesienia.

### 7.2.1 Katalogi

Katalog GSFC (Ma i in. 1986), nazwijmy go tutaj GSFC86, uzyskano z  
analizy 33 000 pomiarów par zapóźnienie–częstość listków wykonanych  
w okresie od lata 1979 do końca 1982 r. za pomocą 9 stacji VLBI w  
Ameryce i Europie. Obejmuje on 82 źródła o deklinacjach większych  
niż  $-13^\circ$ .

Podczas analizy danych do tego katalogu używano modeli w za-  
sadzie zgodnych ze standartami programu MERIT (Melbourne i in.  
1983). Przy modelowaniu ruchu i orientacji Ziemi w przestrzeni wy-  
korzystano teorię precesji i nutacji IAU 1980 w sposób podsumowany  
u Kaplana (1981) oraz planetarne efemerydy PEP dostępne w M.I.T.  
Zachowanie się samej powierzchni Ziemi modelowano według danych  
BIH (ruch bieguna i UT1) poprawionych na krótkookresowe zmiany  
w UT1 i pływy skorupy ziemskiej wyznaczone z efemeryd Księżyca i  
Słońca. Wpływ troposfery na obserwacje korygowano według modelu  
Mariniego z wykorzystaniem lokalnych pomiarów ciśnienia i wilgotno-  
ści powietrza. Eliminację dyspersyjnego wpływu jonosfery wykonywano  
na podstawie odwrotnej kwadratowej zależności od częstości obserwacji  
(obserwowano w pasmach S i X). Inne użyte modele to: geometria każ-  
dej anteny, grawitacyjne ugięcie światła w polu Słońca, chód wzorców  
atomowych (wielomiany plus 24-godzinna sinusoida), relacja między  
czasem atomowym i koordynowanym i teoretyczne obserwabale.

Wspomiane tysiące danych zredukowano omówioną wcześniej se-  
kwencyjną metodą najmniejszych kwadratów przy czym parametrami

globalnymi w tych obliczeniach były położenia teleskopów (z wyjątkiem 37-metrowej anteny w Haystack o współrzędnych ustalonych jako punkt odniesienia) i źródeł [wyjąwszy rektascensję źródła 3C273B (albo 1226+023) przyjętego za punkt odniesienia dla tej współrzędnej]. Pozostałe parametry modeli były wyznaczane osobno dla każdego dnia obserwacji. Końcowe dopasowanie danych obserwacyjnych do modeli posiadało rozrzut 0,1 ns w zapóźnieniu i 0,1 ps/s w częstości listków (podzielonej przez częstość obserwacji). Rozrzuty takie w tym przypadku oznaczały, że błędy formalne wyznaczonych położeń radioźródeł są mniejsze niż 3 mas dla 90 % ze wspomnianych 82 składników katalogu.

Nowsze wersje GSFC86 (Ma i in. 1990, Russell i in. 1991, 1992) stanowią kolejne przybliżenia do zestawienia globalnego (radiowo-optycznego) układu odniesienia obejmującego 400 radioźródeł pozagalaktycznych, o którym piszemy nieco dalej.

W JPL opracowuje się katalogi, zupełnie niezależne od wyżej opisanego, w oparciu o wieloletnie (od 1971 r.) obserwacje VLBI (system Mark II z przełączaniem częstości obserwacji i wykorzystaniem stacji DSN) (np. Faselow i in. 1981). Końcowe dopasowanie około 2400 par obserwacji, z którego powstał jeden z katalogów tej serii (nazwany JPL 1983-3; Faselow i in. 1984), miało rozrzut wokół modeli 3 – 5 razy większy niż w analizie GSFC. Jest to rezultat stosowania węższej syntezy wstęgi częstości w JPL. Katalog ten obejmuje 117 źródeł o deklinacjach powyżej  $-45^\circ$  z pewnym zagęszczeniem w okolicy ekliptyki (obszar ważny dla nawigacji kosmicznej). Najnowszy katalog z tej serii, JPL 1987-1, opisują Sovers i in. (1988).

Wspomnieć wypada też o znacznie bogatszych katalogach radioźródeł zestawianych z obserwacji VLBI w JPL, które chociaż (z założenia twórców) mają mniejszą dokładność, znajdują zastosowania w geodezji, astrometrii, nawigacji i synchronizacji zegarów. Jedną z ostatnich publikacji zawierającą m.in. spis literatury na ten temat i katalog 416 źródeł jest praca Morabito i in. (1986; por. też Preston i in. 1985).

Także obserwacje programów POLARIS i IRIS użyto do wyznaczeń położeń radioźródeł i to z dokładnością przewyższającą wyżej opisane katalogi. Oprogramowanie używane w NGS pozwala na opracowanie całego zbioru danych tych programów badawczych w ciągu około 2 godzin, w których dopasowuje się około 5000 parametrów do ponad

80 000 pomiarów.

Robertson i in. (1986) przedstawili wyniki dotyczące 26 źródeł, których współrzędne w znakomitej większości przypadków określono z błędami (formalnymi) znacznie poniżej 1 mas (Tab. 1). Testy powtarzalności, przeprowadzone z użyciem cząstkowych danych obserwacyjnych, potwierdzają, że błędy systematyczne współrzędnych są rzędu 0,5 mas. Na tym poziomie dokładności ujawniają się już niedoskonałości teorii nutacji. Autorzy cytowanej pracy wykazali, że teoria IAU 1980 wymaga korekty składnikiem o rocznej okresowości i amplitudzie około 2 mas zarówno w długości jak i nachyleniu ekliptyki do równika. Zauważono także niewielki dryf wiekowy odpowiadający prawdopodobnie błędowi w 18-letnim składniku nutacji lub w stałej precesji (albo w obu). Oczywiście, tak duże błędy modelu nutacji odbijają się na dokładności wyznaczeń współrzędnych i np. istotnie zaważyły na wcześniejszych wynikach z tej serii opublikowanych przez Cartera i in. (1985). Rozbieżności między teorią IAU 1980 i nutacją obserwowaną były komunikowane także przez Herringa i in. (1986a; por. też Himwich i Harder 1988). Więcej na ten temat piszemy w p. 7.9.

## 7.2.2 Porównania katalogów

Katalogi GSFC86 i JPL 1983–3 mają 45 wspólnych źródeł co umożliwiło pewne analizy porównawcze. Okazało się, że poza nieznac-

**Tabela 1:** Wybrane katalogi radioźródeł pozagalaktycznych

| Program      | Ilość źródeł | Precyzja [mas] | Okres obserw. | Instrymenty | Autorzy              |
|--------------|--------------|----------------|---------------|-------------|----------------------|
| JPL          | 117          | 1 – 5          | 1971–80       | MkII/DSN    | Fanselow i in. 1984  |
| POLARIS/IRIS | 26           | 0,1–2,5        | 1981–85       | Mark III    | Robertson i in. 1986 |
| CDP          | 82           | 0,2–200        | 1972–78       |             | } Ma i in. 1986      |
|              | 10           | 1 – 5          | 1972–78       | Mark I      |                      |
|              | 20           | 0,2–0,3        | 1979–82       | Mark III    |                      |
| CDP          | 101          | 0,2–10         | 1979–86       | Mark III    | Ma 1988              |
| CDP/IRIS     | 182          | <2,5           | 1979–88       | Mark III    | Ma i in. 1990        |
|              | ~200         | ~1             | 1979–91       | Mark III    | Fey i in. 1992       |

nym stałym przesunięciem układów współrzędnych te dwa katalogi są zgodne na poziomie poniżej 4 mas (nieważony rozrzut średniokwadratowy różnic w deklinacjach i rektascensjach; Ma 1986). Analizę dokładności (formalnie 0,6 do 10 mas) nieco nowszego katalogu JPL 1983–4, obejmującego obserwacje od września 1978 r. do maja 1983 r., przedstawili Niell i in. (1986) stwierdzając wymienną zgodność wewnętrzną i z katalogiem GSFC86.

Podobny optymizm, zgodność na poziomie 1 – 3 mas, bije też z kolejnych doniesień o analizach stabilności i zgodności nowszych katalogów: Robertson i in. (1986), Ma (1988, 1989), Vegt i Johnston (1988), Arias i in. (1988), Sovers i in. (1988), Sovers (1991), Ma i Shaffer (1991) czy Walter (1991, 1992).

Porównania katalogów JPL-owskich z katalogami optycznych odpowiedników radioźródeł ujawniają systematyczne różnice w deklinacjach rzędu 100 mas (Fanselow i in. 1984). Jeszcze inne tego typu porównania wskazują na przynajmniej 200–300 mas różnice (Argue 1986, por. też Johnston i in. 1985, Dickey i in. 1986, Johnston i Vegt 1986, Vegt i in. 1987a, 1987b). Specjalne pomiary położenia kilku wybranych, optycznie jasnych, gwiazd przeprowadzono różnicową techniką VLBI w JPL (Lestrade i in. 1988a) w celu porównania tam realizowanego układu odniesienia z tym, który definiował prowizoryczny katalog FK5. Gwiazdy te były rutynowo mierzone w Bordeaux do celów misji HIPPARCOSa. Okazało się, że katalogi JPL i FK5 są zgodne przynajmniej na poziomie 40 – 70 mas.

Bardziej wyczerpującą analizę dokładności katalogu FK5 (Fricke i in. 1988) przeprowadzili Tel'nyuk–Adamchuk i in. (1992) korzystając głównie z kompilacyjnego katalogu radiowo–optycznego Waltera (1989). Do różnic współrzędnych optycznych i radiowych ( $\Delta\alpha$  w rektascensji i  $\Delta\delta$  w deklinacji) dopasowali oni następujący model:

$$\begin{pmatrix} \Delta\alpha \cos \delta \\ \Delta\delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\cos \alpha \sin \delta & -\sin \alpha \cos \delta & \cos \delta & 0 \\ \sin \alpha & -\cos \alpha & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \\ i_3 \\ i_4 \end{pmatrix},$$

gdzie szukane parametry to trzy obroty wokół osi układu współrzędnych prostokątnych  $X, Y, Z$  sprowadzające układ FK5 do układu VLBI

(pierwsze dwie osie w płaszczyźnie równika niebieskiego:  $X$  w kierunku rektascensji  $0^h$ , a  $Y$  —  $6^h$ , trzecia dla deklinacji  $+90^\circ$ ):  $i_1$ ,  $i_2$  i  $i_3$ , odpowiednio. Czwarta niewiadoma,  $i_4$ , opisuje nieortogonalność układu FK5 wyrażającą się przesunięciem jego równika określonym dodatnio w kierunku bieguna północnego. Uzyskano rozwiązanie (w mas):  $(0, +70, +20, -30)$  z błędami standardowymi 20 – 30 mas. Prócz wyraźnych rozbieżności osi tych układów (i przesunięcia równika FK5 aż o 30 mas w kierunku południa) w residuach dopasowania stwierdzono systematyczne odchyłki w niektórych (znaczących) obszarach nieba na poziomie 100 mas  $(0, 1'')$ .

### 7.2.3 Układy odniesienia

Żadne z pozagalaktycznych źródeł ujętych w zwykły katalog (np. JPL 1983–4) nie będzie widoczne przez astrometrycznego satelitę HIPPARCOS z powodu małej jasności odpowiedników optycznych. Jak wiadomo, satelita ten dostarcza danych do *galaktycznego* układu odniesienia o wewnętrznej precyzji rzędu kilku milisekund łuku (Kovalevsky 1980), a tak wysoka dokładność będzie mogła być w pełni wykorzystana dopiero po nawiązaniu do *quasi*-inercjalnego układu *pozagalaktycznego*. Niektóre gwiazdy jaśniejsze niż  $11^m$  (HIPPARCOS sięga do  $13^m$ ) emitują radiowy strumień wystarczająco silny do detekcji techniką VLBI. Teoretycznie, do nawiązania układów wystarczyłoby zmierzenie pozycji i ruchów właściwych dwóch radiogwiazd w układzie odniesienia kwazarów, ale w praktyce trzeba będzie 5 – 15 takich obiektów (Froesche i Kovalevsky 1982). Już od 1982 r. trwają wysiłki w tym kierunku. Wstępne obserwacje techniką syntezy pasma dawały dokładności na poziomie 10 – 20 mas (Lestrade i in. 1988b). Stosunkowo niska dokładność wynikała ze zmiennej aktywności gwiazd i generalnie słabych strumieni (słabszych o czynnik 100 – 1000 od strumieni źródeł pozagalaktycznych zwykle obserwowanych tą techniką). Także ograniczenie czasu integracji sygnału do około 10 minut (na tyle pozwalają masery wodorowe na częstotliwości obserwacji 8,4 GHz) przyczynia się do mniejszej czułości. Jasne stało się niebawem, że dla uzyskania astrometrycznych precyzji 1 mas za pomocą klasycznej VLBI trzeba „polować” na względnie rzadko pojawiające się silne (o strumieniach  $>100$  mJy) radiowe wybuchy gwiazd. Bardziej obiecującą jest technika różnicowa

wymagająca alternatywnej obserwacji radiogwiazdy i pobliskiego kwazara. Dlatego w 1984 r. zmieniono strategię przez wprowadzenie tej właśnie techniki. Praktyczne badania zainicjowali Lestrade i in. (1986) obserwując radiowo 20 wyselekcjonowanych gwiazd. Okazało się, że 11 z nich ma sprzyjające własności (jasności i struktury). Większość z optycznych odpowiedników tych radioźródeł to systemy podwójne typu RS Canum Venaticorum. W ramach testu określono pozycję Algola z milisekundową dokładnością w czasie, gdy jego strumień wynosił zaledwie 4 mJy (Lestrade i in. 1987; por. też 1988a). Obecnie prowadzi się definitywne obserwacje wspomnianych 11 gwiazd stosując przełączanie kwazar-gwiazda w cyklu około 5-minutowym na przestrzeni wielu godzin. Podstawową obserwacją jest faza różnicowa, która w tym przypadku jest dokładniejsza od zapóźnienia grupowego, ale za to wymaga specjalnego traktowania w celu wyeliminowania nieokreśloności  $2\pi$  (Lestrade i in. 1990). Opublikowano już pierwsze wyniki tego programu (Lestrade i in. 1992): wyznaczenie pozycji, ruchu właściwego i paralaksy trygonometrycznej gwiazdy  $\sigma$ CrB z dokładnością lepszą niż 0,2 mas (lub mas/rok).

Niezależny od misji HIPPARCOS (choć niewątpliwie o ogromnym i dla niej znaczeniu) program powiązania radiowego i optycznego układu odniesienia podjęto w 1987 r. (Johnston i in. 1988, 1991). Przewiduje on opracowanie układu odniesienia opartego na pozycjach około 400 równomiernie rozłożonych na sferze niebieskiej radioźródeł z optycznymi odpowiednikami. U podstaw selekcji obiektów leżą założenia, że wybrane źródła muszą być zwarte w obu zakresach promieniowania, być wizualnie jaśniejsze niż  $19^m$ , a radiowy strumień nie może mieć gęstości mniejszej niż 1 Jy na częstotści 5 GHz. Metoda konstrukcji układu polega na zaadoptowaniu pozycji radiowych jako punktów odniesienia układu i przyjęciu ich dla składników optycznych. Pierwsze radiowo-optyczne dane, oparte na danych CDP do lipca 1988 r., zostały opublikowane w Ma i in. (1990). Na początek rektascensji wybrano tu — w odróżnieniu od poprzednich katalogów — średnią wartość z 28 współrzędnych optycznych odpowiedników radioźródeł pozagalaktycznych według katalogu FK5. Katalog Ma i in. (1990) zawiera współrzędne 182 źródeł dość równomiernie rozłożonych dla  $\delta > -30^\circ$ . W zestawie tym aż 105 źródeł obserwowano tylko raz lub dwukrotnie, a 70 % wszystkich obserwacji poświęconych było 11 podstawowym źró-



dłom (rozkład taki wynikał z założeń programu CDP). W lipcu 1987 r. rozpoczęto specjalną serię obserwacji w celu wyrównania tego niekorzystnego rozkładu. Kolejne uzupełnienia i udoskonalenia katalogu Ma i in. (1990) opisano w pracach: Russell i in. (1991; dodano 53 źródła), Russell i in. (1992; dodano kolejne 39 nowych źródeł, głównie dla  $\delta < 40^\circ$ ) i Fey i in. (1992). Znaczący postęp stanowi ostatnia praca Robertsona i in. (1993), w której przedstawiono wyniki pomiarów pozycji radioźródeł pokrywających zadowalająco równomiernie całą sferę nieba dzięki wykorzystaniu nowych stacji VLBI rozmieszczonych na południowej półkuli: Hartebeesthoek (Afryka Południowa; używana od 1986 r.), Hobart (Tasmania; 1988) i Santiago (Chile; 1991). Dodawane źródła mają zwykle dokładności wyznaczeń położenia poniżej 1 mas w obu współrzędnych. W sumie opracowano już pozycje około 300 źródeł z dokładnościami poniżej 1 mas, oraz pozycje 56 odpowiedników optycznych o dokładnościach  $\sim 50$  mas.

Ronnang (1989) rozważa możliwość powiązania układu optycznego z radiowym za pośrednictwem maserów kosmicznych. Dochodzi on do wniosku, że najodpowiedniejszymi byłyby masery SiO (na fali 7 mm). Dostępnych byłoby około 50 maserów o odpowiedniej sile promieniowania i kilka par teleskopów na fale milimetrowe.

Trzeci z ważnych w astronomii układów odniesienia, układ *planetarny*, formalnie jest zdefiniowany równaniami ruchu większych ciał Układu Słonecznego. W JPL w latach 1980 – 1983 przeprowadzono pierwsze próby nawiązania tego układu do kwazarów. Używano oczywiście anten DSN i JPL-owskiego systemu Mark II, a do nawiązania wykorzystano orbity Marsa (Viking) i Wenus (Pioneer). Wstępne analizy fazy różnicowej (statek – kwazar) wskazują na zgodność układów odniesienia w obu współrzędnych w granicach 20 mas (tyle też sięgał rozrzut zmierzonych różnic). Tą nieco za dużą — jak na oczekiwania — rozbieżność autorzy (Newhall i in. 1986; por. też Standish 1982) przypisują niepewnym wyznaczeniom orbit stateków pochodzących z niezależnych obserwacji tradycyjną dopplerowską techniką range (p. 6.7). W dyskusji po cytowanym referacie Newhall stwierdził (było to w 1984 r.), że dla pełnego powiązania tych dwóch układów trzeba będzie jeszcze 3 – 5 lat podobnych prac — być może uzupełnionych o różnicowe obserwacje księżyców Jowisza, Saturna oraz Urana i kwazarów — z użyciem VLA (por. też Muhleman i in. 1985).

## 7.3 Względne położenia, struktura i kinematyka radioźródeł

Niemal wszystkie zwarte źródła pozagalaktyczne wykazują struktury na poziomie milisekund łuku (Tang 1988, Charlot 1989). Są one zwykle zmienne w czasie, dlatego jednym z głównych zadań astrometrii opartej o takie źródła jest stała kontrola ich struktury i wewnętrznej kinematyki w celu opracowanie możliwie dobrych podstaw dla teorii procesów fizycznych zachodzących w tych obiektach. W istocie, problem ten ma pierwszorzędne znaczenie dla precyzyjnej geodezji i jest podstawowym dla realizacji fundamentalnego układu odniesienia. Jak pokazał Tang (1988), niepewność wyznaczeń zapóźnienia na bazie o długości 5600 km, gdy źródło ma strukturę milisekundową, może sięgać 0,1 ns (kilka centymetrów) a w tempie zapóźnienia — 0,01 ps/s. Zmienność czasowa związana ze strukturą może powodować skutki tego samego rzędu już w skali kilku miesięcy do roku.

**Tabela 2:** Niektóre wyznaczenia względnych pozycji źródeł

| Para źródeł                  | Odległ.<br>['] | Częst.<br>[GHz] | Dokładność<br>[0,000001 <sup>''</sup> ] | Autorzy                      |
|------------------------------|----------------|-----------------|---|------------------------------|
| 3C345 i                      | { 30           | 7,85            | 500                                     | Shapiro i in. 1979           |
| NRAO512                      |                | 8,4             | >40                                     | Bartel i in. 1986            |
| 1928+738 i<br>2007+777 }     | 2760           | 8,3             | 100                                     | Elósegui i in. 1992          |
| 0957+561 A i B               |                |                 |   |                              |
| GC1342+662 i<br>GC1342+663 } | 4,4            | 2,29            | 20                                      | Morabito 1985                |
| 1038+528 A i B               |                |                 |   |                              |
|                              |                | 2,29            | 9                                       | } Marcaide i<br>Shapiro 1983 |
|                              |                | 8,3             | 3                                       |                              |

W tej dziedzinie astrometrii stosuje się obok typowo astrometryczno-geodezyjnych metody zaczerpnięte z syntezy apertury (np. mapy hybrydowe; rozdz. 4) i obserwacji spektralnych (np. wyznaczanie względnych położenia maserów w skupiskach; rozdz. 5). Służą one w tym przypadku do odzyskania dokładnych informacji o względnych położeniach

składników danego źródła lub sąsiadujących źródeł. Rozdzielczość odzwierciedlonych struktur radioźródeł (map) z obserwacji typu syntezy apertury techniką VLBI osiąga obecnie 0,1 mas (Bartel i in. 1988). Także niepewność wyznaczeń odległości w bliskich parach źródeł, jak to ujawnia Tab. 2, jest na poziomie 0,1 mas (na wysokich częstościach obserwacji). Jeśli para obiektów jest tak bliska, że mieści się we wiązce każdej anteny sieci VLBI to wspomniana niepewność maleje do zaledwie kilku mikrosekund łuku! (oprócz odnośników z tabeli por. też Elósegui i in. 1989).

Rogers i in. (1983) pokazali, że również odległości powyżej  $1^\circ$  można wyznaczać z milisekundową dokładnością. Na przykład, z ich obliczeń wynika, że źródła 0355+508 i 0923+392 są odległe o  $56^\circ 03' 52,200'' \pm 0,002''$ . Zmierzyli oni też 5 innych odległości kątowych między 6 źródłami z dokładnościami 2 – 7 mas. Tego rodzaju pomiary mogą być wykorzystane do stworzenia układu odniesienia niezależnego od wyboru osi, kierunków i początków typowych współrzędnych. Opiera się na nich tzw. metoda łuków szeroko lansowana, chyba słusznie, od strony teoretycznej przez badaczy radzieckich (Dravskikh i in. 1975, 1979a, 1979b; też Gubanov i in. 1983).

## 7.4 Astrometria pulsarów

Astrometryczne obserwacje pulsarów techniką VLBI prowadzą do wyznaczeń ich bezwzględnych i względnych położen na niebie oraz paralaks rocznych z dokładnościami milisekundowymi, a nawet submilisekundowymi (tych dwóch ostatnich). Tak precyzyjne pomiary, w połączeniu z pomiarami czasu rejestracji poszczególnych pulsów (PTA, od ang. Puls Time-of-Arrival), mogą być użyte do wyznaczeń orbity Ziemi oraz do studiów własności pulsarów i ośrodka międzygwiazdowego. Współrzędne pulsarów określone z obserwacji VLBI z natury są odniesione do osi obrotu Ziemi (bezwzględne wyznaczenia deklinacji), a poprzez pomiary innych radioźródeł – do pozagalaktycznego układu odniesienia, zaś pomiary czasu pulsów dają miarę położen na orbicie Ziemi wokół Słońca. Porównanie tych dwóch typów pomiarów pozwoli na wyznaczenie nachylenia ekliptyki do równika niebieskiego oraz położenia punktu równonocy względem układu pozagalaktycznego. Roczna

paralaksa jest odwrotnością odległości obserwowanego obiektu (wartości 1'' opowiada, z definicji, 1 parsek), a więc jej pomiar uzupełnia informację o przestrzennym położeniu pulsara, niezależną od modeli rozkładu elektronów wykorzystywanych normalnie przy używaniu tzw. miary dyspersji.

W metodyce obserwacji pulsarów i ich analizie występuje jeden istotny element wyróżniający ją spośród dotąd omawianych procedur VLBI. Mamy tu na myśli tzw. „bramkowanie” (ang. gating) podczas korelacji sprowadzające się do zaniedbywania obserwacji nie obejmujących pulsów. Chodzi przede wszystkim o poprawienie stosunku sygnału do szumu poprzez eliminację fragmentów obserwacji nie zawierających mierzalnego sygnału. Poprawa tego parametru może sięgać pierwiastka kwadratowego ze stosunku okresu pulsara do długości pulsu, co w praktyce stanowi czynnik kilka do 10. Czynnik ten jest niekiedy decydujący w ogóle o powodzeniu obserwacji, gdyż pulsary są bardzo słabymi źródłami — szczególnie na wyższych częstościach<sup>1</sup> (które skądinąd zapewniają duże dokładności dzięki możliwości eliminacji wpływu jonosfery).

Przykładowe obserwacje pulsarów opisują Bartel i in. (1985a; za pomocą systemu Mark III w pasmach S i X) oraz Gwinn i in. (1986a; Mark II, 1,6 GHz). Z analizy tych obserwacji uzyskano m.in. współrzędne kilku pulsarów (z dokładnościami sięgającymi 5 mas) i paralaksy (w jednym przypadku  $2,8 \pm 0,6$ , a w innym  $7,9 \pm 0,8$  mas). Gwinn i in. zastosowali ponadto specjalny model zapóźnienia w jonosferze o którym piszą, że powinien być przydatny również dla innych typów obserwacji VLBI w zakresie fal decymetrowych.

Petit i in. (1990) pokazali — korzystając z krótkich (3 min.) obserwacji pulsara PSR1937+214 systemem Mark II — że stosunek sygnału do szumu można poprawić jeśli przed korelacją oprócz bramkowania zastosuje się *dedyspersję*. Dedyspersja polega na przesunięciu sygnałów w czasie (ale w funkcji częstości obserwacji) — tak, by impulsy były zsynchronizowane na wszystkich częstościach. Dodatkowe opóźnienie  $\Delta\tau$  pulsu na częstości  $f + \Delta f$  względem  $f$  wynosi

$$\Delta\tau = 2\kappa \frac{DM}{f^3} \Delta f,$$

<sup>1</sup>Kilka milijańskich na częstości 1,6 GHz i około 30 razy mniej na 10 GHz.

gdzie DM jest tzw. *miarą dyspersji* i dla wspomnianego pulsara wynosi  $71,045 \text{ pc/cm}^3$ , natomiast  $\kappa = 4150 \text{ cm}^3\text{pc}^{-1}\text{MHz}$ . Np., przy obserwacjach ze wstęgą 2 MHz na częstotści 1660 MHz pulsy PSR1937+214 pojawiają się o  $260 \mu\text{s}$  wcześniej na górnym skraju pasma niż na dolnym.

## WYNIKI GEODEZYJNE

### 7.5 Wyznaczenia współrzędnych i długości baz

#### 7.5.1 Tektonika płyt

Istnieją teoretyczne modele wzajemnych ruchów płyt tektonicznych bazujące na świadectwach geologicznych: np. Jordan i Minster 1988, Minster i Jordan 1978, Chase 1978 (te dwie prace zawierają modele uważane za lepsze od wszystkich poprzednich, np. Harper 1986), DeMets i in. 1990. W modelach takich dla każdej pary specyfikuje się szybkość i biegun (oś) obrotu jednej z nich względem drugiej (tak, jak w przykładzie Tab. 4). Można te informacje użyć do obliczenia względnego ruchu dowolnej pary punktów położonych na obu płytach, a w szczególności do oceny zmiany ich odległości (prowadzą do tego elementarne sposoby; polecamy prosty algorytm wsparty programem fortranowskim podany przez Bevisa, 1987). Z modeli geofizycznych wynika, że wzajemne szybkości ruchów są rzędu kilku centymetrów na rok z niepewnością ocenianą na ogół na 1 cm/rok lub mniej.

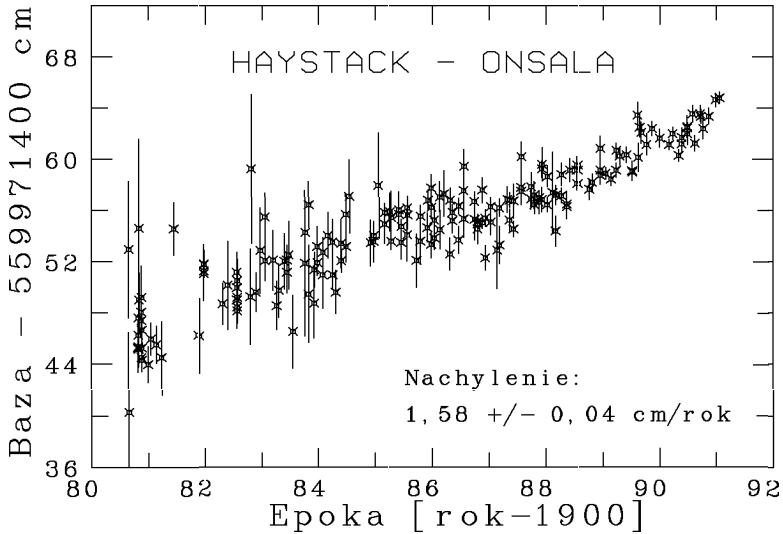
Studia tektoniki płyt oparte o obserwacje VLBI prowadzi się poprzez analizę zmienności długości baz, które w odróżnieniu od wektorów są niewrażliwe na zmiany w orientacji Ziemi. Ponadto, w przypadku baz rzędu 100 km lub mniejszych, długości są praktycznie horyzontalnymi składowymi baz, a zatem w znacznym stopniu są niewrażliwe na

**Tabela 3:** Porównanie przewidywań teoretycznych z obserwacjami zmian długości (w cm/rok) baz pomiędzy stacjami VLBI. Wartościom ujemnym odpowiada skracanie się bazy. Płyty oznaczono następująco: A – północnoamerykańska, E – euroazjatycka, P – Pacyfiku, I – indyjska

| od (płyta)     | Baza<br>do (płyta)  | Szybkość zmiany |             |          |
|----------------|---------------------|-----------------|-------------|----------|
|                |                     | teoret.         | VLBI        | Autorzy* |
| Westford (A)   | – Fort Davis (A)    | 0,0             | -1,0/-1,3   | CR/CRPD  |
| —”—            | – Onsala (E)        | 1,7             | 1,1/1,6/1,7 | CR/RC/H  |
| —”—            | – Wettzell (E)      | 1,9             | 1,1/1,3     | CR/RC    |
| Onsala (E)     | – Fort Davis (A)    | 1,6             | 2,0±0,7     | H        |
| Vandenberg (P) | – Fairbanks (A)     | -5,2            | -7,9        | CR       |
| —”—            | – Gilmore Creek (A) | -6,0            | -5,6±0,6    | RC       |
| —”—            | – Mojave (A)        | 2,2             | 2,0±0,7     | RC       |
| —”—            | – Kauai (P)         | 0               | -1,5±0,9    | RC       |
| —”—            | – Kashima (E)       | -5,1            | -6,1±2,6    | RC       |
| Kashima (E)    | – Fairbanks (A)     | -0,7            | -1,9        | CR       |
| Kashima(E;A)   | – Gilmore Creek (A) | -0,7;0          | +1,3/-1,5   | K/RC     |
| —”—            | – Kauai (P)         | -8,9;-7,7       | -6,9/-11,1  | K,CR     |
| —”—            | – Kwajalein (P)     | -9,4;-8,5       | -9,0/-8,5   | K,CR     |
| —”—            | – Mojave (A)        | -0,9;0          | 4,4/-2,0    | K/RC     |
| Kauai (P)      | – —”—               | 2,4             | 2,6/0,8     | K/RC     |
| —”—            | – Kwajalein (P)     | 0               | 0,0 ±2,2    | K        |
| Mojave (A)     | – —”—               | 2,5             | 3,2/-0,2    | K/RC     |
| —”—            | – Gilmore Creek (A) | 0               | 0,5/-1,2    | K/RC     |
| Fairbanks (A)  | – Kwajalein (P)     | -2,3            | -4,4        | CR       |
| —”—            | – Kauai (P)         | -5,0            | -3,9/-6,3   | CR/K     |
| (A)            | – Pasadena (P)      | 5,6             | 2,5/2,9     | Lyz/KLWD |
| Goldstone (A)  | – Tidbinbilla (I)   | -3,5            | -5,3 ±4,8   | Sovers   |
| —”—            | – Madryt (E)        | 1,7             | 6,5±10,2    | Sovers   |

\* Znaczenie skrótów: CR – Carter i Robertson (1986), CRPD – Carter i in. (1986), RC – Ryan i Clark (1988), H – Herring i in. (1986b), K – Kondo i in. (1987), Lyz – Lyzenga i in. (1986), KLWD – Kroger i in. (1987), Sovers – Sovers i in. (1984).

zakłócenia wywołane głównie w składowej pionowej przez trudne do wyeliminowania nieregularne efekty troposferyczne.



**Rys. 7.1:** Wyniki pomiarów długości bazy z Haystack (USA) do Onsali (Szwecja) w latach 1980 – 1991. W danych tych można bez dalszej analizy dostrzec trend w kierunku wydłużania się bazy. Według ostatnich wyznaczeń tempo zmiany tej bazy wynosi  $1,58 \pm 0,04$  cm/rok (Johansson 1992; por. też Caprette i in. 1990)

W Tab. 3 zebraliśmy niektóre wyniki obliczeń szybkości wydłużania się baz pomiędzy stacjami VLBI, otrzymane przez różnych autorów z pomiarów długości baz. Zestawione są one z odpowiednimi wielkościami teoretycznymi zgodnie z modelami Minstera i Jordana (1978). Seria pomiarów bazy z Ameryki do Europy wykazuje dość przekonująco, że kontynenty te oddalają się o 1 – 2 cm/rok, co jest w zgodzie z tempem ocenianym z danych geofizycznych. Część tych wyników [na bazie Onsala (Szwecja) – Haystack/Westford (Mass.)] przedstawiamy

na rys. 7.1. Jak widać z Tab. 3, również przewidywane i zmierzone tempa zmian innych baz są zgrubsza w zgodzie, z wyjątkiem kilku [np. z Westford do Fort Davis (Teksas)], których końce leżą na tej samej (z założenia sztywnej) płycie i nie powinny ulegać żadnym zmianom. Wyniki VLBI zdają się więc w tym przypadku podważać jedno z podstawowych założeń o sztywności tektoniki płyt.

Ten ważny wniosek znajduje dalsze poparcie w pracy Lyzengi i in. (1986; zob. też Lyzenga i Golombek, 1986). Pomiary VLBI krótszych baz (rzędu 100 km) w okolicach uskoku San Andreas w Kalifornii prowadzone przez JPL wykazują przesuwanie się płyty pacyficznej zgodne z innymi współczesnymi wyznaczeniami (ok. 3 cm/rok), co jest około dwukrotnie mniej niż to przewidują modele teoretyczne zakładające sztywność płyt. Analizując ten przypadek Lyzenga ze współpracownikami próbują interpretacji z modelem elastycznej kompresji płyt w bezpośredniej bliskości uskoku. Dodajmy, że pomiary geodezyjne VLBI w Kalifornii oparte są ostatnio o sieć przewoźnych anten o kilkumetrowej średnicy (obok wspomnianych prac Lyzengi i in. obserwacji tych dotyczą także: Kroger i in., 1987, Clark i in., 1987). Sieć tą próbuje się rozszerzyć na południe, na obszary Meksyku, wykorzystując bardziej mobilne i poręczne systemy odbiorcze typu TI-4100 obserwując sygnały satelitów systemu GPS. Tralli i Dixon (1988) donoszą o pierwszych wynikach tych poczynań (uzyskuje się dokładności kilkucentymetrowe na odległościach do 650 km).

Generalnie jednak, obserwuje się zgodność pomiarów VLBI z teoretycznym przewidywaniami, co ilustrujemy tutaj wynikami opracowań japońskich (Tab. 4; por. też Heki i in. 1987).

**Tabela 4:** Porównanie teoretycznego modelu (Minster i Jordan, 1978) ruchu płyty Pacyfiku względem euroazjatyckiej z wynikami japońskich pomiarów VLBI (Kondo i in., 1987)

| Wartość     | Współrzędne bieguna   |                          | Prędkość rotacji<br>$\omega$ [ $^{\circ}/10^6$ lat] |
|-------------|-----------------------|--------------------------|---|
|             | $\phi$ [ $^{\circ}$ ] | $\lambda$ [ $^{\circ}$ ] |   |
| Teoretyczna | $-61,66 \pm 5,11$     | $97,19 \pm 7,71$         | $0,967 \pm 0,085$                                   |
| VLBI        | $-61,48 \pm 5,19$     | $89,3 \pm 54,0$          | $0,954 \pm 0,189$                                   |



### 7.5.2 Tektoniczna sytuacja w Europie

Tak jak dla Stanów Zjednoczonych najważniejszym geodynamicznie jest uskok San Andreas, tak dla Europy jest nim cały basen śródziemnomorski — od Bliskiego Wschodu aż po Azory. Zgodnie z koncepcją tektoniki płyt (np. Graham 1981) płyta afrykańska przed 120 – 150 milionami lat (Maxwell 1985, Siever 1983) oderwała się od kontynentu Ameryki Południowej i przemieszczała się z szybkością ok. 2 cm/rok na kierunku prowadzącym do kolizji z Eurazją [popularne ujęcie nowoczesnego podejścia do mechanizmów rządzących rozpadaniem się i powstawaniem wielkich (super-) kontynentów przedstawiają Nance i in. (1988) na łamach *Scientific American*]. Na skutek przesuwania się Afryki dawny ocean na południu Eurazji, Thetys, prawie całkiem zniknął z powierzchni Ziemi, a Europa zyskała system alpejski (efekt wynoszenia mas spowodowany subdukcją płyty afrykańskiej pod euroazjatycką). W skomplikowanym procesie kolizji obok wielkich płyt kontynentalnych uczestniczą także mniejsze płyty Arabii, Włoch i Półwyspu Iberyjskiego, jak również szereg mikroplt, zaś dobitnym objawem współczesnej aktywności są m.in. częste wstrząsy sejsmiczne w tym regionie. Oceny względnych prędkości płyt tektonicznych w obszarze śródziemnomorskim mieszczą się w granicach od 1 (w zachodniej części) do 4 cm/rok (wschód), zatem są to wartości dość łatwo wykrywalne w ciągu kilku lat systematycznych pomiarów baz między stacjami VLBI. Środkową Europę (na północ od Alp, w tym także obszar Polski) uważa się za stabilną część płyty euroazjatyckiej, dlatego tutaj upatruje się miejsc dla referencyjnych stacji VLBI (taką jest np. Wettzell w Niemczech). Północną Europę (Fennoskandynawię) charakteryzuje czysto polodowcowe podnoszenie się skorupy (ang. postglacial rebound) z szybkością dochodzącą w centrum strefy do 1 cm/rok (Campbell 1987).

Z myślą o przyszłości toruńskiej radioastronomii sporządziłem Tabelę 5, w której widnieją spodziewane prędkości Torunia względem ważniejszych płyt tektonicznych i zmiany baz do kilku wybranych stacji VLBI. Czytelnik nie popełni zbyt dużego błędu jeśli potraktuje dane z tej tabeli jako poprawne dla całej Polski.

Aktywność europejskich grup geodezyjnych, prócz systematycznych obserwacji VLBI we współpracy z Amerykanami, przejawiała się w kilku

przygotowawczych pomiarach współrzędnych stacji z dokładnościami rzędu kilkudziesięciu centymetrów (Campbell i Schuh, 1987a, 1987b). I tak, z obserwacji systemem Mark II (dwukanałowa synteza pasma z odstępem kanałów 18 MHz w okolicy 1660 MHz przełączanych co 1 s) przeprowadzonych w połowie roku 1985 (dwie sesje po 6,5 godz.) wyznaczono położenie stacji Onsala, Nancay (Francja), Atibaia (Brazylia) i Hartebeesthoek (RPA) względem DSS63 (antena sieci DSN w Hiszpanii). Na początku 1986 r. przeprowadzono obserwacje antenami sieci IRIS i Hartebeesthoek w celu wyznaczenia pozycji tej ostatniej anteny (Nothangel i in. 1988). Stacja afrykańska została na tę okoliczność wyposażona w system Mark III i w efekcie opracowania czterech 24-godzinnych sesji (14 źródeł) uzyskano współrzędne z dokładnością 20 cm. Odnotowujemy na marginesie, że dwa wymienione

**Tabela 5:** Teoretyczne wektory prędkości Torunia względem większych płyt tektonicznych (w cm/rok). Azymuty wektorów liczone są od kierunku północy na wschód (w stopniach). Podaliśmy także przewidywane zmiany baz (też w cm/rok) z Torunia do niektórych stacji VLBI przy założeniu, że są one umiejscowione na podanych płytach

| Płyta               | Prędkość | Azymut | Stacja         | Zmiana bazy |
|---------------------|----------|--------|----------------|-------------|
| Pacyfiku            | 8,2      | 49,9   | Kashima        | -6,34       |
|                     |          |        | Hawai          | -2,74       |
|                     |          |        | Vandenberg     | -0,79       |
|                     |          |        | Pasadena       | -0,58       |
| Ameryki Północnej   | 2,0      | 118,7  | Westford       | 1,75        |
|                     |          |        | Algonquin      | 1,73        |
|                     |          |        | Miami          | 1,58        |
|                     |          |        | VLA            | 1,46        |
|                     |          |        | Fairbanks      | 0,99        |
|                     |          |        | Kashima        | -0,42       |
| Ameryki Południowej | 1,97     | 0,8    | Itapetinga     | 1,28        |
| Afryki              | 0,75     | 152,8  | Hartebeesthoek | -0,55       |
| Indii i Australii   | 4,6      | 57,5   | Ootacamund     | -2,44       |
|                     |          |        | Tidbinbilla    | -1,38       |

wyżej wyznaczenia współrzędnych tej stacji (Mark II i III) różnią się we współrzędnej  $x$  o ponad metr, co prawdopodobnie wynika ze stosowania w obu przypadkach różnych układów odniesienia. Wcześniej, w 1983 r., wyznaczono położenie madryckiej stacji DSN (konkretnie DSS61), na wypożyczonym z Wettzell Mark III, z centymetrową dokładnością względem Effelsbergu (Niemcy) i Haystack (USA). Tomasi i in. (1988) donoszą o wyznaczeniu pozycji 32-metrowej anteny w Medicina z dokładnością 5 cm z pierwszego w tej stacji eksperymentu geodezyjnego (używano oczywiście systemu Mark III).

Godne wspomnienia są także wyniki programu ERIDOC, które szczegółowo omawiają Brouwer i in. (1987). Ostateczne wyniki pomiarów baz pomiędzy europejskimi stacjami VLBI (niestety, wówczas jeszcze bez Torunia) w tym programie miały dokładności w granicach od 2 do 30 cm, a różnice względem (w przybliżeniu tak samo dokładnych) wyznaczeń dopplerowskich sięgały 2 m. Rozbieżności takie interpretuje się jako wynik stosowania różnych układów odniesienia w tych dwóch typach pomiarów. W 1987 r. przeprowadzono podobne obserwacje ponownie, ale już z wykorzystaniem systemów Mark III (w programie ERIDOC stosowano Mark II z syntezą 40 MHz pasma na fali 6 cm), lecz wyników tego eksperymentu jeszcze nie znamy.

### 7.5.3 Inne przedsięwzięcia

W sytuacji podobnej do Europejczyków znajdują się Japończycy, którzy gros dotychczas uzyskanych wyników zrealizowali we współpracy ze Stanami Zjednoczonymi. Są tam wszakże podejmowane także niezależne poważne przedsięwzięcia o zasięgu lokalnym i we współpracy z Chinami (stacja Shanghai). Np., jak donosili Kunimori i in. (1986), w końcu 1985 r. przeprowadzono pomiary bazy od Kashimy (antena o średnicy 26 m) do Shanghai (6 m) i mimo wyraźnej „prowizorki” (antena chińska pracowała efektywnie jako 2,3-metrowa, obserwowano jedynie w paśmie X) uzyskano formalnie dokładność 4 cm (na odległości blisko 2000 km). Z tego samego źródła dowiadujemy się, że w Japonii organizuje się sieć kilku mobilnych stacji VLBI o antenach 5- (już użyta w obserwacjach) i 3-metrowych, które wykorzysta się (współ z większymi antenami stacjonarnymi) do geodezyjnych pomiarów wszystkich wysp Japonii.

Kilka lat temu (w 1982 r.) w Australii, we współpracy z pracownikami JPL, zorganizowano próbną sieć VLBI złożoną z 5-ciu istniejących tam anten rozmieszczonych na przestrzeni około 2500 km (od Hobart na Tasmanii do znanego z jednego z seriali TV położonego w centrum kontynentu Alice Springs) (Harvey i Stolz, 1983, Stolz i in. 1983). Na czas eksperymentu wyposażono wszystkie stacje w systemy rejestracji Mark II (w trzech stacjach stosowano ponadto syntezę 40 MHz pasma) i odbiorcze na pasmo S lub S i X oraz rubidowe lub wodorowe wzorce częstości. Opracowanie w sumie 2,5 doby obserwacji zestawu 20 radioźródeł pozwoliło wyznaczyć bazy z dokładnościami od 6 cm (najkrótsza baza z Tidbinbilli do Parkes) do 6,5 m (od tamtych stacji do Hobart) (Harvey i in. 1983).

Nie chcemy zostawić wrażenia, że dokładności decymetrowe i gorsze są rzeczą powszechną w pomiarach VLBI (jest tak rzeczywiście, ale tylko przy użyciu systemu Mark II). Wspomnimy więc na zakończenie tej dyskusji, że np. Davis i in. (1988) zmierzili bazę z Mojave (Kalifornia) do Westford (ok. 3900 km) z dokładnością 8 mm uśredniając 22 niezależnych wyznaczeń z okresu nieco ponad rok (użyto naturalnie systemu Mark III). Ogólniej, można stwierdzić, że wyspecjalizowane sieci VLBI osiągają obecnie rutynowo dokładności rzędu 1 cm (np. Preuss 1988, Caprette i in. 1990, Preuss i Campbell 1992).

## 7.6 Parametry pływów ziemskich

Grawitacyjne oddziaływanie Księżyca i Słońca deformuje Ziemię tak, że na małych szerokościach geograficznych jej powierzchnia unosi się i opada w granicach ponad 40 cm w nieco ponad 6 godzin (Baker 1984, Jolley 1986). Zapóźnienie grupowe w VLBI zależy m.in. od zmian pozycji radioteleskopów w czasie obserwacji, a więc jest czułe na pływy skorupy ziemskiej. Herring (1986a) przedstawia analizę kilkuletnich (1980 – 1983) obserwacji, zebranych w bazie danych CDP, pod kątem wyznaczenia poszczególnych parametrów pływowych odkształceń skorupy: *liczb Love'a* ( $h$ , radialna), *Shidy* ( $l$ , horyzontalna) oraz *kąta opóźnienia* fali pływowej  $\Phi$ . Zbiór analizowanych danych składał się z 42 604 pomiarów zapóźnienia grupowego, z których 31 091 użyto w sekwencyjnej ważonej metodzie najmniejszych kwadratów (pozostałe dane bądź

były oznaczone w procesie korelacji jako złe, bądź nie spełniały kryterium „trzech sigma”). Dopasowywanymi parametrami były jak zwykle współczynniki zegarów, poprawki do modelu atmosfery, współrzędne stacji i radioźródeł, poprawki do położenia bieguna Ziemi, UT1, kątów nutacji występujących w teorii IAU 1980 oraz dodatkowo poprawki do parametrów pływów skorupy ziemskiej. W analizie wykorzystano wektorowy model pływów, w którym odkształcenia wylicza się wprost z potencjału pływowego i jego pochodnych, a nie z bardziej typowej w geofizyce dekompozycji tego potencjału na składniki fourierowskie (np. Baker 1984, Wahr 1986).

Uśrednione wartości parametrów, obliczone z wyznaczeń dla każdej ze 123 24-godzinnych sesji z osobna, są następujące:  $h = 0,611 \pm 0,003$ ,  $l = 0,071 \pm 0,008$  i  $\Phi = 0,1 \pm 0,1$  stopnia, gdzie niepewnościami są przeskalowane (o czynnik 2 – 3) odchylenia standardowe. Przeskalowywanie wiąże się z faktem, że rozrzut wyznaczeń wokół wartości średnich przewyższa znacznie (o wspomniany czynnik) rozrzut oczekiwany statystycznie na podstawie (zmierzonych) błędów losowych poszczególnych pomiarów. Jest to, jak już pisaliśmy, znamię obecności błędów systematycznych w analizie (niedoskonale dopasowywane modele). Mimo to, oceny te dobrze zgadzają się tak z wartościami teoretycznymi ( $h = 0,609$ ,  $l = 0,085$ ; Wahr 1981a), jak i z innymi wyznaczeniami (tego autora oraz np. Robertsona 1975a, Soversa i in. 1984, Cartera i in. 1985 czy Ryana i in. 1986).

Dokładne (lepiej niż 0,1 ms) 5-dniowe wyniki pomiarów UT1 siecią IRIS w latach 1984 – 1986 oraz nieco krótszy ciąg podobnych lecz codziennych wyznaczeń (choć z sesji trwających tylko 1 godz.) na bazie Westford – Wettzell posłużyły Schuhowi (1987) do wyznaczenia liczby *Love'a k* (proporcjonalnej do pływowych zmian rotacji Ziemi). Otrzymał on zgodność z wartością teoretyczną ( $0,94 \pm 0,04$ ) w granicach jej błędu.

Skutkiem ubocznym pływów oceanicznych są pionowe przemieszczenia skorupy ziemskiej pod naciskiem napływających mas wody (ang. ocean loading). Odpowiedni model według standardów MERIT został wprawdzie zaimplementowany do większości programów geofizycznych analiz obserwacji VLBI, lecz wynikające stąd poprawki do obserwacji nie były dotąd uwzględniane w standartowych analizach obserwacji. Ostatnio Schuh i Moehlmann (1989) zbadali bliżej wpływ tego efektu

na wyniki opracowań danych VLBI. Stwierdzili oni, że uwzględnienie efektu *ocean loading* poprawia znacząco błędy dopasowań (formalne „rms”) — przynajmniej dla stacji położonych blisko mórz i na wyspach. Stwierdzone różnice w długościach baz sięgały kilku centymetrów (np. dla stacji Kwajalein na Pacyfiku było to od  $-4$  cm do  $+6$  cm w składowej  $x$ ). Choć — jak się dziś sądzi — powszechnie używany model Goada (1980) jest nieadekwatny do precyzji VLBI, to autorzy zalecają używanie go do korygowania obserwacji, gdyż w znacznym stopniu eliminuje to błędy systematyczne. Postulują oni też udoskonalenie modelu Goada, co w przyszłych analizach obserwacji VLBI pozwoliłoby wnioskować nawet o parametrach regionalnej struktury górnych warstw skorupy ziemskiej.

Podsumowując, za Herringiem (1986a), można stwierdzić, że pomiary parametrów pływowych techniką VLBI potwierdzają poprawność teoretycznych wartości, ale obecnie są bardziej użyteczne w studiach błędów systematycznych występujących w obserwacjach VLBI. Udoskonalenie modeli VLBI mogłoby pozwolić w przyszłości na mierzenie horyzontalnych i radialnych pływowych odkształceń skorupy o amplitudach poniżej 1 cm, których można oczekiwać ze współczesnych modeli wewnętrznej struktury i dynamiki Ziemi.

## 7.7 Rotacja Ziemi

Do lat 30-tych naszego stulecia uważano, że Ziemia rotuje z cyklem dobowym jednostajnie (stąd doba słoneczna była ongiś podstawową jednostką czasu). Z udoskonaleniem zegarów mechanicznych, a jeszcze dobitniej po wprowadzeniu w 1955 r. zegarów atomowych, stało się jasne, że rotacja Ziemi przebiega zgoła nierównomiernie; np., dni w styczniu są na ogół o kilka milisekund czasu dłuższe od dni lipca. Obok tej rocznej zmiany okresu rotacji długość doby zawiera cały szereg innych szybszych i równie systematycznych fluktuacji ściśle związanych z pływami skorupy ziemskiej wywołanymi oddziaływaniem Księżyca i Słońca. Odkształcenia pływowe zmieniają moment bezwładności Ziemi, a w ślad za tym szybkość rotacji całego globu (iloczyn momentu i prędkości kątowej musi być zachowany). Ponieważ orbity Księżyca i Ziemi są dobrze znane to i pływowe zmiany długości doby można do-

statecznie dobrze przewidywać, dlatego nie zalicza się ich do specjalnie ciekawych obiektów badawczych. Jednakże w przebiegu długości doby obserwuje się także inne, mniej systematyczne fluktuacje nie związane z pływami i to właśnie na nich skupia się uwaga badaczy z kręgu VLBI.

Wyznaczanie długości doby techniką interferometryczną sprowadza się do zmierzenia czasu (atomowego) upływającego pomiędzy kolejnymi momentami, kiedy zapóźnienie grupowe osiąga taką samą wartość albo fazę (np. maksimum; pamiętamy, że obserwabła ta zmienia się sinusoidalnie z okresem okrągłej doby gwiazdowej). Faza zapóźnienia jest zatem równoważna (z dokładnością do stałej addytywnej) kątowi obrotu Ziemi względem kwazarów, albo czasowi gwiazdowemu, który jest proporcjonalny (z nieznacznym dryfem wiekowym) do czasu uniwersalnego, UT1. [Dla tego ostatniego czasu IAU poleca definicję Aokiego i in. (1982), ale ponieważ nie jest ona najszcześniejszą (Capitaine 1986), to pojawiają się nowe propozycje i interpretacje (może przyjmie się definicja UT1, którą proponuje Sinclair, 1988)]. Oczywiście, w praktyce długość i zmienność doby bada się nie na pojedynczych obserwacjach lecz z serii wieloletnich pomiarów (np. Schuh 1988, Carter i in. 1988b). Jeśli chodzi o dokładności wyznaczeń UT1, na przykład w pomiarach POLARIS/IRIS, to poprawiły się one w ostatnich latach z kilku dziesiątych części milisekundy (Carter i in. 1984, 1988b) do poniżej 0,1 ms (Robertson i in. 1988).

Źródeł niepływowych fluktuacji prędkości rotacji Ziemi w skali sezonów klimatycznych już w latach 60-tych upatrywano w przekazywaniu momentu pędu pomiędzy atmosferą i skorupą Ziemi. W 10 lat później nie było już wprawdzie wątpliwości co do realności takiego związku, ale dopiero ostatnie kilka lat precyzyjnych obserwacji VLBI obok innych (Dickey i Eubanks 1986, Wahr 1985, Nastula 1985) potwierdziły tę zależność w sposób szczególnie przekonujący: zmiana momentu atmosfery (oceniana z globalnych obserwacji meteorologicznych) jest odpowiedzialna za 90 % wszystkich obserwowanych niepływowych sezonowych zmian tempa rotacji (Carter i Robertson, 1986, przedstawiają wyniki z lat 1981 – 1985, a nieco wcześniejsze opracowania opublikowano u Cartera i in., 1984). Tak więc, kiedy średnie globalne prędkości wiatrów na kierunku E–W wzrastają to Ziemia spowalnia swe obroty. W szczególności efekt ten zaobserwowano wyraźnie na przełomie 1982 i 1983 r., kiedy długość doby wzrosła prawie o 3 ms podczas nieregul-

larnego zjawiska klimatycznego na Oceanie Spokojnym nazywanego El Niño (Rasmusson 1985, Graham i White 1988).

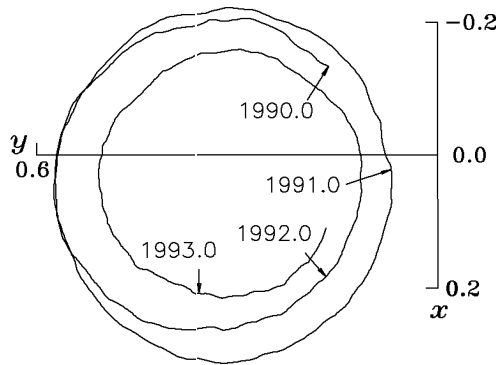
Obserwacje VLBI pokazały także, że nieplywowe fluktuacje o okresach krótszych niż sezonowe, widoczne wprawdzie w obserwacjach optycznych, ale wcześniej uważane powszechnie za błędy pomiarów, są rzeczywiste i że są również wywołane przede wszystkim przez wymiany momentów pędów między atmosferą i skorupą Ziemi. W przypadku skal czasowych rzędu 10 lat lub więcej od dawna sugeruje się, że odpowiedzialność za nieplywowe fluktuacje rotacji ponoszą oddziaływania (przekazywanie momentów) między płaszczem i jądrem Ziemi. Na istotny przyczynek VLBI w tym obszarze potrzeba jednak jeszcze wielu lat obserwacji.

## 7.8 Ruch biegunów Ziemi

Cała Ziemia wykonuje na pozór bezładne ruchy względem własnej osi rotacji. Oś ta, sama będąc nieruchoma (pomijając nutacje i precesję), zakreśla na jej powierzchni pulsującą (z okresem około 6,5 lat) spiralę. Ta nie całkiem regularna spirala jest wynikiem złożenia głównie dwóch oscylacji: jednej o okresie 1 roku (cykl roczny o amplitudzie około 100 mas; 1 mas  $\approx$  3 cm na powierzchni Ziemi), a drugiej o około 433 dniach (ang. Chandler wobble; 200 mas), oraz wiekowego dryfu (ok. 4 mas/rok) w kierunku południka  $17^\circ$  na zachód od Greenwich (na północnym biegunie). Wartości liczbowe, które podaliśmy dla dryfu dotyczą pomiarów VLBI (w NGS) i laserowych (Carter i in. 1986) i różnią się znacznie od wyznaczeń klasycznych (np. Li Zhi'an i in. 1984, Vondrák 1985). Cykl roczny daje się łatwo zinterpretować jako skutek sezonowej redystrybucji mas powietrza i wody. Ustalono także, że oscylacje Chandlera odpowiadają dość dobrze znanej precesji Eulera dla ciała sztywnego rotującego wokół osi innej niż oś symetrii, pod warunkiem, że uwzględnimy elastyczność płaszcza Ziemi i obecność oceanów.

Blisko 90 lat systematycznych obserwacji astronomicznych ruchu bieguna nie dało jednak odpowiedzi na fundamentalne pytanie: skąd pochodzi energia podtrzymująca oscylacje Chandlera (bez tej energii oscylacje musiałyby z czasem wygasnąć całkowicie). Pobudzenie oscylacji może być skutkiem dowolnego dostatecznie dużego przemieszcze-





**Rys. 7.2:** Przebieg położenia bieguna Ziemi w latach 1990 – 1993 wyznaczony w głównej mierze z pomiarów VLBI (dane pochodzą z 1990 i 1991 *IERS Annual Report* oraz z Central Bureau of IERS poprzez Internet). Jednostką skali rysunku jest sekunda łuku (")

nia mas na lub wewnątrz Ziemi prowadzącego do zmiany kierunku osi symetrii. Wśród możliwych mechanizmów wlicza się trzęsienia Ziemi, prądy powietrzne i oceaniczne oraz topnienie śniegów na dużych obszarach (np. na Syberii). Jednak ani ilość energii wyzwana przez wymienione zjawiska, ani ilość potrzebna do podtrzymania oscylacji Chandlera nie jest znana. Mimo to można żywić nadzieję na wykrycie korelacji niewielkich zmian pozycji bieguna z występowaniem np. trzęsień Ziemi. Już obecnie wszakże wiadomo, że będzie to trudny problem. Np. trzęsienie o sile 8,1 w skali Richtera, które nawiedziło Meksyk w dniu 19 września 1985 r., nie spowodowało żadnych zauważalnych zmian pozycji bieguna (Carter i Robertson 1986) chociaż VLBI jest czułe już na 2 – 6 cm przesunięcia (Carter i in. 1988b).

Ważnym wynikiem pierwszych 5 lat obserwacji VLBI jest potwierdzenie wiekowego dryfu bieguna, który chociaż widoczny wyraźnie w wieloletnich obserwacjach optycznych miał różnorakie oceny szybkości i kierunku, zaś niektórzy badacze podejrzewając błędy systema-

tyczne wręcz wątpili w realność tego zjawiska. Również z geofizycznego punktu widzenia wynik ten jest ważny ponieważ, jak się sądzi, dryf wiekowy wynika z powolnych systematycznych przemieszczeń dużych mas w płaszczu Ziemi. Możliwym źródłem obecnego dryfu jest cofnięcie się lodowców Kanady i Skandynawii z czasów epoki lodowcowej (które dokonało się przed 5000 lat) powodujące powrót odkształconego lodowcami płaszcza Ziemi na tych obszarach w kierunku dawnych pozycji. Rozmiary dryfu mogą nieść ważną informację o lepkości płaszcza, która z kolei decyduje o ruchach konwektywnych napędzających m.in. płyty tektoniczne (Carter i in. 1986).

## 7.9 Nutacje i precesja

Obserwacje VLBI nadają się idealnie do analiz nutacji ponieważ są odniesione bezpośrednio do fundamentalnego układu zdefiniowanego przez kwazary. Ruchy nutacyjne osi obrotu Ziemi w przestrzeni wywołane są głównie przez pływowe przekazywanie momentów pędu pomiędzy Ziemią, Księżycem, Słońcem i planetami. Te tzw. wymuszone nutacje są zatem łatwe do modelowania. Istnieją jednak także nutacje spowodowane przekazywaniem momentów na i wewnątrz Ziemi nazywane swobodnymi, które są już znacznie trudniejszymi do przewidzenia. W obu przypadkach teoria nutacji korzysta z niedoskonałego modelu struktury wewnętrznej Ziemi. Porównanie nutacji teoretycznych z obserwacjami stanowi więc dobry test owego modelu. Obecnym standardem astronomów jest teoria nutacji IAU 1980 (Seidelman 1982) oparta na modelu Ziemi opracowanym przez Wahra (1981b). Dokładność obliczeń Wahra przewyższa znacznie dokładność optycznych pomiarów nutacji, tak że jego model może być testowany jedynie na pomiarach VLBI.

Wszystkie ostatnio przeprowadzone studia nutacji oparte na obserwacjach VLBI (np. Herring i in. 1985, Eubanks i in. 1985b, Herring i in. 1986a, 1988, Himwich i Harder 1988, Herring 1988) wykazały konieczność poprawek do amplitud rocznej i półrocznej nutacji w szeregu Wahra o wartościach sięgających 2 mas. Wspominaliśmy już o tym w p. 7.2 w kontekście astrometrycznych prac (NGS). Bliższa analiza pokazuje, że odchyłki te wynikają prawdopodobnie z błędem w modelu Ziemi

i że ostatecznie wymagają znaczących poprawek również w 18,6-letniej nutacji. Herring ze współpracownikami dowodzą, że poprawki znikają, gdy w modelu Ziemi przyjmie się nową wartość okresu swobodnych (niepływowych) oscylacji płynnego elipsoidalnego jądra: 433 dni gwiazdowe (w modelu Wahra przyjęto 460,5). Okres ten jest z kolei bardzo silnie związany ze spłaszczeniem (eliptycznością) granicy pomiędzy jądrem i płaszczem Ziemi. Obliczono, że taka poprawka okresu wymaga o około 0,5 km bardziej spłaszczonego jądra niż u Wahra (Gwinn i in. 1986b). Trzeba przy tym wiedzieć, że tak na pozór nieistotne zmiany są jednak ważne w geofizyce, gdyż kształt jądra Ziemi jest krytycznym parametrem w modelach wnętrza Ziemi. Zważywszy jak niewiele wiadomo o jądrze i o jego oddziaływaniu z płaszczem trzeba uznać ten przyczynek VLBI za wartościowy. Możliwe to było tylko dzięki nadzwyczajnej precyzji obserwacji VLBI, która pozwala na pomiar nutacji z dokładnościami poniżej 1 mas.

Robocza grupa IAU zajmująca się teorią nutacji wyraża zgodną opinię (McCarthy 1991), że jest obecnie przedwczesne proponowanie nowej teorii nutacji już to z powodu braku dostatecznie dokładnej powszechnie akceptowanej teorii nutacji opartej na modelu elastycznej Ziemi, już to z powodu dostępności (w biuletynach IERS) zarówno obserwowanych, jak i przewidywanych (na 6 miesięcy naprzód) wartości odchyłek położenia bieguna nieba (z dokładnością poniżej 0,6 mas). Użytkownicy wymagający dokładności numerycznie większych od 2 mas powinni w dalszym ciągu korzystać z teorii IAU 1980. Niemniej, dostępne są już nowe teorie nutacji o lepszej zgodności z obserwacjami VLBI niż IAU 1980. Taką proponuje np. Herring (1991), a zawiera ona około 200 składników okresowych i daje błędy mniejsze od 1 mas.

Precesję, czyli rotację osi obrotu Ziemi wokół bieguna ekliptyki, można także potraktować jako bardzo długookresową nutację o dużej amplitudzie (ok.  $23^\circ$ ). Z powodu długiego okresu (ok. 26 000 lat) obserwacyjne wyznaczenie tempa precesji musi obejmować odpowiednio dłuższe odcinki czasu. Około 2400 obserwacji kwazarów wykonanych w JPL (siecią DSN) w latach 1971 – 1980 skłoniło Soversa i jego kolegów (1984) do próby oceny stałej precesji, która okazała się mniejszą o  $(3,8 \pm 2)$  mas/rok niż wartość IAU 1976. Uwzględniając niepewność stałej IAU (1,5 mas/rok) można przyjąć, że różnica ta jest nieznacząca. Podobne oceny poprawki ( $-1 - -3,8$  mas/rok) używali również inni

autorzy badając dane IRIS/Polaris, CDP i JPL (Herring i in. 1990, Zhu i in. 1990, Steppe i in. 1990), kompilacyjne katalogi VLBI (Walter 1990, 1991, 1992), czy dane laserowych pomiarów odległości do Księżyca (Williams i in. 1991).

## 7.10 Inne wyniki pomiarów kątowych

### 7.10.1 Stała Hubble'a

Istnieje kilka znanych metod wyznaczania odległości do supernowych (Bartel 1985b). Nową zaproponował Bartel (1985a). Polega ona na złożeniu optycznie (spektroskopowo) zmierzonych radialnych prędkości ekspansji i pomiarów kątowych prędkości transwersalnych wykonanych techniką VLBI. Wydaje się, że taka kombinacja stanowi najbardziej bezpośrednią metodę (wymaga najmniej założeń), ale przy dzisiejszych czułościach systemów VLBI jest ograniczona do supernowych w odległościach do około 40 Mpc. Wykorzystując najczulsze teleskopy Europy i USA Bartel i in. (1985b) wyznaczyli odległość do SN 1979c z dokładnością około 7 Mpc (na tle 19-tu). Pozwoliło im to ocenić wartość stałej Hubble'a na 40 – 100 (z najprawdopodobniejszą wartością 65) km/(s Mpc). Oba wyznaczenia wynikają z pomiaru (lub raczej oceny) rozmiarów supernowej w około 4 lata po eksplozji ( $1 \pm 0,25$  mas), uzyskanego z obserwowanych funkcji widzialności (patrz rozdz. 1 i 4) i założonych modelowych rozkładów jasności otoczki.

### 7.10.2 Efekty relatywistyczne

Ogólna teoria względności przewiduje mierzalne ugięcie promieni elektromagnetycznych w polu grawitacyjnym Słońca. Kilka typów obserwacji (w tym interferometria radiowa na krótkich bazach) wykazywało zgodność z teorią w granicach błędów ( $\gamma = 1$ ). Obserwacje VLBI prowadzone w ramach kampanii MERIT wykorzystano do całkowicie niezależnego od tamtych wyznaczenia relatywistycznego parametru  $\gamma$  (Robertson i Carter 1984). Do analizy wzięto ponad 40 000 pomiarów zapóźnienia i częstotści listków zebranych w latach 1980 – 1984. W wyniku dopasowania tego parametru do (odpowiednio poprawionych)

obserwacji metodą najmniejszych kwadratów uzyskano wartość  $1,000 \pm 0,003$  (formalne odchylenie standardowe), która pod względem dokładności ustępuje tylko wyznaczeniu Reasenberga i in. (1979). Późniejsze podobne opracowanie (Robertson i in. 1991) znacznie bogatszego materiału obserwacyjnego (342 810 pomiarów zpóźnienia) pochodzących z programów POLARIS, IRIS i CDP do 1990 r. i z użyciem udoskonalonych modeli dało wynik 1,0002 z błędem formalnym (wynikającym z dopasowania) równym 0,001 i błędem ocenionym z uwzględnieniem niedokładności modeli równym 0,002. Autorzy sądzą, że możemy oczekiwać rychłego poprawienia dokładności tych wyników. W przeciągu najbliższej dekady lat bardzo realne jest poprawienie o czynnik 2 – 5, a może nawet o cały rząd.

Były także próby wykrycia grawitacyjnego ugięcia światła w polu Jowisza, lecz ten efekt jest obecnie na granicy wykrywalności ( $\leq 100$  ps) przy małych kątach (mniej niż kilka minut łuku; Campbell 1989, Treuhaff i Lowe 1991).

Schuh i in. (1988) przedstawili ostatnio argumenty wskazujące na obecność innego efektu relatywistycznego (Finkelstein i in. 1983b, Soffel i in. 1986) w danych IRIS: dodatkowego niewielkiego (co najwyżej rzędu 20 ps) opóźnienia sygnałów spowodowanego przez nierównomierność rozkładu pola grawitacyjnego Ziemi.

## Rozdział 8

# VLBI lat dziewięćdziesiątych



Wysokotliwe osiągnięcia ostatnich 20 lat stosowania techniki VLBI w astronomii, geodezji i nawigacji, chociaż zdają się być na miarę oczekiwań jej pionierów, wzbudzają uznanie, a nierzadko i podziw, innych twórców nauki i techniki. Historię i obecny stan VLBI na świecie staraliśmy się przedstawić w kolejnych rozdziałach tego przeglądu. Tutaj ilustrujemy to dodatkowo podsumowaniem w postaci Tabel 1 i 2, w których przytaczamy dane głównie za Preussem (1988), Schilizim (1989), Spencerem (1991) i Preussem i Campbellem (1992). Tylko w kilku miejscach są one zmodyfikowane w celu uaktualnienia. Podobnie jak dotychczasowe osiągnięcia imponować może rozmach nadany rozwojowi VLBI w wielu krajach, pomimo niemałych kosztów inwestycji. Prawie we wszystkich krajach, w których istnieją pewne tradycje radioastronomiczne, czynione są starania w kierunku przynajmniej adaptacji istniejącego sprzętu do pracy techniką VLBI. W istocie polega to najczęściej na zakupie odpowiedniego terminala VLBI i wzorca częstości (powszechnie jest to maser wodorowy) i, jeśli nie było takowych dotąd, zbudowaniu lub przystosowaniu właściwego tym obserwacjom zestawu odbiorników i oświetlaczy.

Można zauważyć silną rywalizację w kierunku budowania systemów i sieci VLBI o nowych możliwościach obserwacyjnych oraz w technice zapisu, korelacji i opracowania danych. Na przykład, w US Naval Observatory (Washington) zbudowano niedawno nowy typ korelatora nazwany Mark IIIA (Whitney 1988a, 1988b), który jest 5-stacjowym, na

**Tabela 1:** Sieci VLBI (stan w roku 1992)

---

| <i>EVN</i>                           |   |
|--------------------------------------|---|
| MPI, Bonn                            | Effelsberg, 100 m                             |
| NFRA, Dwingeloo                      | Westerbork, 3 km sieć                         |
| NRAL, Jodrell Bank                   | Lovell, 76 m + MERLIN +<br>+ 32 m (Cambridge) |
| Onsala Space Observatory             | 20 m + 26 m                                   |
| Istituto di Radioastronomia, Bologna | Medicina, 32 m + Noto 32 m                    |
| <i>Stacje stowarzyszone</i>          |   |
| Wettzell geodetic station            | 20 m  |
| Astrophysical Observatory, Meudon    | Nançay, 94 m                                  |
| TRAO, Toruń                          | 15 m  |
| Crimean Astrophysical Observatory    | 22 m  |
| Shanghai                             | 25 m  |
| <i>US VLBI Network</i>               |   |
| Harvard/Smithsonian Observatory      | Fort Davis, 26 m                              |
| MIT/Northeast Radio Observ. Corp.    | Haystack, 36 m                                |
| University of Iowa                   | 18 m  |
| Caltech                              | Owens Valley, 40 m                            |
| University of California Berkeley    | —   |
| <i>Stacje stowarzyszone</i>          |   |
| NRAO                                 | Green Bank, 43 m + VLA +<br>+ anteny VLBA     |
| Naval Research Laboratories          | Maryland Point, 28 m                          |
| Jet Propulsion Laboratory            | 70-m antena DSN                               |
| Stacje EVN: Bonn i Bologna           | jak w EVN                                     |

---

pasmo 28 MHz, o podwójnej szybkości, dłuższej integracji sygnału, z udoskonalonym modelowaniem obserwacji *a priori* i przystosowanym do redukcji obserwacji pulsarów oraz kosmicznej VLBI. W Europie (w Dwingeloo, Holandia) pod egidą European Consortium for VLBI (kierownicze ciało EVN, tzn. European VLBI Network) powstaje nowoczesne centrum opracowywania obserwacji VLBI, JIVE tj. Joint Institute

**Tabela 2:** Instrumenty VLBI (1 mas = 0,001")

|  |   |
|--|---|
| Długości fal obserwowanych             | 92, 50, 21, 18, 13, 6, 3,8, 2,8   |
| zakresów                               | i 1,3 (0,7 i 0,3 – testowo) cm  |
| Rozdzielczość kątowna $[\lambda/(2d)]$ | 1 mas $(\lambda/\text{cm})/(d/1000 \text{ km})$<br>$d_{max} \cong 8200 \text{ km}$  |
| Czułość na źródło punktowe             | $\geq 3 \text{ mJy} = 3 \cdot 10^{-29} \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ Hz})$   |
| Zdolność odtwarzania obrazów           | Mark II: strumień $\geq 400 \text{ mJy}$<br>Mark III: strumień $\geq 80 \text{ mJy}$<br>dynamika: $\leq 100:1$<br>(osiągano też $> 1000:1$ )              |
| Mapy polaryzacji                       | pierwsze próby z rozd. 1 mas  |
| Dokładności pomiarów:                  |   |
| zapóźnienie grupowe                    | $\leq 5 \cdot 10^{-11} \text{ s}$   |
| długość bazy                           | $\leq 3 \text{ cm}$   |
| ruch bieguny                           | $\leq 1 \text{ mas} = 3 \text{ cm}$   |
| długość doby (UT1)                     | $\leq 0,1 \text{ ms}$   |
| współrzędne źródła                     | $\leq 3 \text{ mas}$ (całe niebo)<br>$\geq 0,01 \text{ mas}$ (łuki $\leq 0,5^\circ$ )   |
| Czynniki określające czułość           |   |
| zapisywane pasmo                       | $\leq 2/56 \text{ MHz}$ (Mark II/III)   |
| czas spójności sygnałów                | $\geq 10 \text{ min.}$ (fala $\geq 1 \text{ cm}$ )  |
| temperatura szumowa systemów           | $\leq 100 \text{ K}$ (fala $\geq 1 \text{ cm}$ )  |
| skuteczna średnica anten               | $\geq 15 \text{ m}$   |
| Korelatory:                            | <i>miejsce</i> <i>typ (ilość stacji)</i>  |
| Pasadena                               | Mark II (16), Mark IIIA (4)   |
| Haystack                               | Mark IIIA (6), Mark III (3)   |
| Charlottesville                        | Mark II (3)   |
| Washington                             | Mark IIIA (5)   |
| Bonn                                   | Mark IIIA (6)   |
| Bologna                                | Mark II (5)   |
| Moskwa                                 | Mark II (3)   |
| Shanghai                               | S-2 (?)   |
| Kashima                                | K-3 (2)   |
| Geografia stacji (ok. 40 anten):       | Australia, Brazylia, Chiny,<br>Finlandia, Hiszpania, Holandia, Indie, Japonia, Kanada, Niemcy,<br>Polska, RPA, Szwecja, USA, Wielka Brytania, Włochy, WNP |



for VLBI in Europe, z 20-stacjowym procesorem (zauważmy, że oznacza to równoczesne korelowanie sygnałów na 190 bazach/interferometrach) i zapleczem zapewniającym użytkownikom otrzymywanie prawie gotowych wyników ich obserwacji VLBI (European Consortium 1988).

Oprócz wspomnianego potężnego korelatora, w niedługim czasie (horyzont 2000 r.) EVN prawdopodobnie wzbogaci się o szereg dalszych dużych teleskopów przeznaczonych do celów VLBI: Matera (średnica 20 m), Sardynia (32, oba we Włoszech), Toruń (32, Polska), Francja (40), Westerbork (50, Holandia), Effelsberg (50, Niemcy), Onsala (70, Szwecja) i Suffa (70, WNP) (Schilizzi 1989). Można to interpretować tak, że wspólnie z istniejącymi już radioteleskopami EVN będzie dysponować instrumentarium bijącym pod względem czułości wszystkie inne sieci VLBI (w tym również amerykańską wspólnie reklamowaną VLBA, o której piszemy niżej dzieląc w dużej mierze zachwyt jej twórców).

Przypuszczalnie niemałe znaczenie dla VLBI (zwłaszcza kosmicznej) będzie miała nowa olbrzymia (średnica 100 m w rzucie na płaszczyznę apertury) *offsetowa* antena paraboliczna (z nietypowym rozwiązaniem, w którym wierzchołek paraboloidy znajduje się na skraju czaszy, a urządzenia ogniskowe wcale nie przesłaniają apertury) budowana właśnie w Green Bank i przewidziana do operacyjnego użytkowania w 1995 r. Ma ona być użyteczna także na falach milimetrowych, na których będzie prawdopodobnie najpotężniejszym instrumentem na świecie (wszak jego powierzchnia zbierająca jest 1,6 razy większa od całej VLBA!; Vanden Bout 1991).

Wymienione już przedsięwzięcia i te opisane dalej mają na celu poprawę funkcjonowania sieci VLBI oraz uzyskiwanie lepszych i obfitszych danych obserwacyjnych. Wśród zadań na następne lata wymienia się (Schilizzi 1989): optymalizację pokrycia płaszczyzny częstości przestrzennych (uv), zwiększenie przepustowości korelatorów (wielostacjowość), poprawę czułości (poprzez użycie większych i skuteczniejszych teleskopów, odbiorników o lepszych własnościach szumowych, zwiększenie szerokości zapisywanego pasma częstości i wydłużenie spójnej integracji sygnału), realizację kosmicznej VLBI, rozszerzenie przedziału obserwowanych częstości na fale milimetrowe i dekametrowe, pomiary polaryzacyjne, poprawę technik kalibracji sieci VLBI, zwiększenie czasu obserwacji oraz usprawnienie działania sieci (obserwacje, korelacja i kalibracje bez udziału użytkownika wyników).

## 8.1 Projekty nowych sieci VLBI

### 8.1.1 VLBA

VLBA (Very Long Baseline Array) będzie — właściwie już jest, gdyż zakończenie budowy przewidziano na rok 1993 — pierwszą w świecie wielkoskalową dedykowaną siecią VLBI. Została ona zaproponowana przez amerykańską National Radio Astronomy Observatory (NRAO, Zachodnia Wirginia) w 1982 r., po siedmiu latach starannych studiów (np. Cohen 1980), jako remedium na niedostatki istniejących niededykowanych sieci VLBI. Dobry szczegółowy opis (dla niespecjalistów) tego projektu zawiera publikacja Kellermanna i Thompsona [1985; korzystaliśmy także z aktualniejszych opisów Romneya (1988), Fomalonta (1988) i Vanden Bouta (1991)]. Ta nowa sieć była planowana jako wielozadaniowy instrument do pomiarów promieniowania ciągłego, w liniach widmowych, obserwacji astrometryczno-geodezyjnych, pulsarów, w wielu zakresach częstości, z syntezą pasma, mierzeniem polaryzacji wraz z różnorodnością wyboru szerokości i kombinacji wstęg, częstości próbkowania i schematów kwantyzacji.

Sieć składa się z dziesięciu jednakowych 25-metrowych precyzyjnych anten w optymalizowanej (Walker 1984b) konfiguracji geograficznej (wszystkie znajdują się na terytorium USA: od Hawajów po Wyspy Dziewicze). Rozkład baz o długościach z zakresu 200 – 8000 km (na 5 GHz odpowiada to odstępowi listków interferencyjnych od 1,5 do 60 mas) umożliwi syntezę względnie równomiernie wypełnionej apertury (pokrycia płaszczyzny  $uv$ ) w przynajmniej 6 godzin obserwacji na deklinacjach na północ od  $-20^\circ$ . Praca sieci VLBA odbywać się będzie według uprzednio przygotowanego programu pod nadzorem centralnego komputera, który będzie kontrolował zachowanie się anten i urządzeń odbiorczych.

Anteny są reflektorami parabolicznymi zamontowanymi w układzie horyzontalnym i pracującymi w systemie Cassegraina (powyżej 1 GHz; na niższych częstościach oświetlacze będą mieścić się w ognisku pierwotnym). Dokładność wykonania głównego reflektora wynosi ok. 0,3 mm (w dość sprzyjających warunkach), a subreflektora – 0,1 do 0,15 mm. Powinno to zapewnić zadowalające charakterystyki jeszcze w paśmie 43 GHz, a w dobrych warunkach atmosferycznych nawet 89 GHz.

Oświetlacze systemów odbiorczych rozmieszczone są na okręgu, o średnicy 1,7 m, wokół głównej osi anteny i są wybierane ruchem subreflektora. Zapewniono możliwość jednoczesnej obserwacji w pasmach S (2,3 GHz) i X (8,4 GHz), co jest szczególnie istotne w zastosowaniach geodezyjno-astrometrycznych, z przewidywanym rozszerzeniem tej możliwości na inne pary pasm.

Szczególnie niskoszumowe odbiorniki są instalowane na obie polaryzacje kołowe na każde z 9-ciu pasm z przedziału 0,33 – 43 GHz (w tym prawie wszystkie konwencjonalnie stosowane pasma VLBI). Każdy ma dwa wyjścia p.cz. na pasmo 500 – 1000 MHz. Sygnały z dwóch wybranych odbiorników (4 kanały) można przesłać do budynku kontrolnego, gdzie poddaje się je przemianie do pasma *video* (o szerokości 62,5 kHz do 16 MHz) w 16 kanałach (wybieranych 8 oscylatorami lokalnymi z krokiem 10 kHz) i próbkuje (dwu- lub czteropoziomowo; to pierwsze próbkowanie jest typowe dla istniejących systemów VLBI) z szybkością od 2 do 32 milionów próbek na sekundę.

System zapisu sygnałów pozwala na automatyczną (bez kontroli człowieka) pracę każdej stacji przez 24 godziny. Rejestracja sygnałów odbywa się z gęstością 128 – 512 Mb/s (Mb jest tutaj skrótem na milion bitów) co oznacza, że trzeba dwóch magnetowidów załadowanych taśmą mogącą pomieścić 12 godzin obserwacji. Te jakże wygórowane parametry w porównaniu z systemem Mark III (który jedną, taką samą, taśmę zapewnia w ciągu 13 minut) osiąga się przez zwielokrotnienie gęstości zapisu na typowych taśmach na drodze zwiężenia i zwielokrotnienia ilości ścieżek. W ostatnich latach opracowano i przetestowano system Mark IIIA, w którym stosuje się 16 ścieżek. VLBA będzie wyposażona w jeszcze doskonalszy terminal: 32 ścieżki (50 000 bitów na cal) zapisywane przez 16 godzin na jednej 1-calowej (o długości 8 km) taśmie (Webber i Hinteregger 1988).

Równie imponująco przedstawia się projekt centralnego procesora VLBA, który stanie w ośrodku koordynacyjnym (administrowanym przez NRAO) w Socorro (Nowy Meksyk, w pobliżu znanego kompleksu VLA). Podobnie jak europejski opisany we wstępie będzie on mógł korelować jednocześnie obserwacje zapisane w 20 stacjach (VLBA plus 10 stacji VLBI). Stwarza to możliwość efektywnej korelacji obserwacji VLBA o podwojonej szerokości pasma (po dwa magnetowidy rejestrujące jednocześnie, ale różne pasma częstotliwości w każdej stacji), albo obser-

wacji typowych wykonanych podczas dwóch niezależnych sesji VLBA i/lub VLBI. Ze względów ekonomicznych (jednakże dalece nie tylko takich) rozwiązanie korelatora jest różne od obecnie typowo używanych w VLBI. W szczególności sygnały z poszczególnych stacji (magnetowidów) są najpierw transformowane do dziedziny częstości szybkim algorytmem fourierowskim (FFT; 1024 punkty widma), a następnie wymnażane parami w celu uzyskania krzyżowych (wzajemnych) widm mocy na każdej z baz. Korelator będzie zawierał 160 modułów FFT, co jest ilością wystarczającą na obróbkę obserwacji z 20 stacji w 8 kanałach. Konstrukcja (już rozpoczęta) początkowo 7-stacjonowego i 2-kanałowego korelatora VLBA ma trwać 2 lata, a wykończenie wersji kompletnej ma zająć dalsze dwa.

W 1987 r. były wykonane już 4 anteny, z których jedna (w Pie Town, Nowy Meksyk, na wysokości 2371 m n.p.m.) była gotowa do eksploatacji. Obecnie, w połowie 1992 r., jest już czynnych 8 stacji VLBA, dziewiąta przygotowywana jest do odbioru w najbliższych miesiącach, zaś ostatnia antena jest w trakcie montażu i powinna być oddana do użytkowania w styczniu 1993 r. (wg informacji z ulotek datowanych na 14 i 15 lipca 1992 r. autorstwa J.D. Romneya i J.M. Wrobela rozpowszechnianych z NRAO m.in. drogą poczty elektronicznej).

### 8.1.2 Sieć australijska (Australia Telescope, AT)

Konstrukcję sieci australijskiej (AT) rozpoczęto w 1983 r. po wieloletnich przygotowaniach (Norris 1988a). Ostatecznie będzie ona składać się z 6-km zwartego systemu antenowego (tzw. Compact Array: 6 22-metrowych teleskopów, w tym 5 na 3-km torowisku — wszystkie na linii E-W; Poulton 1984) w Paul Wild Observatory w pobliżu Narrabri (Culgoora, Nowa Południowa Walia) i sieci wielkobazowej obejmującej cały kontynent (włącznie z Tasmanią) z bazami do 1400 km. W sieci tej znajdzie się nowa (także 22-metrowa) antena w Siding Springs oraz wcześniej zbudowane anteny w Parkes (64 m), Tidbinbilla (64 m) i przy Uniwersytecie Tasmanii (25 m) (Whiteoak 1986, Norris 1988b, Manchester i Ekers 1991).

Lokalne oscylatory każdej stacji AT mają być synchronizowane do centralnego wzorca w Culgoora poprzez dwustronne łącza radiowe z geostacjonarnym satelitą (AUSSAT). Poza tym, poszczególne stacje

sieci będą rotowały listki interferencyjne na miejscu, a nie (jak to zwykle się robi) podczas korelacji. W tym celu przewiduje się ciągłą komunikację z centralnym komputerem. Przy współpracy z innymi sieciami VLBI (w tym także z RADIOASTRONem i VSOP) i gdy redukcja obserwacji będzie planowana na inne korelatory niż ten w Culgoora rotacja listków będzie wstrzymywana. Zapis sygnałów będzie oparty o spodziewany zakup w USA odpowiednich podzespołów VLBA, podobnie jak część odtwarzająca zapisy w korelatorze australijskim.

W publikacji *Annual Report ATNF*, 1990 stwierdza się że AT jest już w 90 % ukończona (w tym działający Compact Array — pierwsze obserwacje opisują Norris i in. 1990). Z powodu przeciągających się prac nad terminalem Mark IIIA (do VLBA) i rosnących jego kosztów odłożono wyposażanie AT w te urządzenia i rozważa się alternatywne możliwości. Tymczasowo planuje się instalację terminali Mark II (jednak bez odpowiedniego korelatora).

### 8.1.3 Kanadyjski geofizyczny interferometr wielkobazowy

Kanadyjscy radioastronomowie w 1979 proponowali jedną z większych sieci VLBI, tzw. Canadian Longe Baseline Array [CLBA — 8 anten 32-metrowych i jedna mniejsza (nieco późniejsza wersja przewidywała już tylko 4 anteny); Legg 1984, Seaquist 1984, Broten 1983]. Dziś projekt ten, jak się wydaje, mimo aprobaty National Research Council of Canada, ma niewiele szans realizacji ze względu na brak fundatora.

Tymczasem nowy system VLBI opracowano i już uruchomiono w Kanadzie na bazie istniejącego sprzętu (Yen i in. 1991 i 1988, Ewing 1984) z przeznaczeniem do celów geofizycznych. Ma on trzy wyróżniające go charakterystyki. (1) Oscylatory lokalne są synchronizowane do czasu związanego z czołem fali obserwowanego źródła co pozwala na nierównomierne (byłe jednakowo w każdej stacji) próbkowanie sygnału. Oznacza to realizację rotacji listków interferencyjnych i śledzenie zapóźnienia na miejscu podczas obserwacji. Nieco większa złożoność zegara lokalnego (sterowanego mikroprocesorem) jest skompensowana uproszczeniem procesu korelacji. Z tego wynika (2) możliwość zapisu o wybuchowo wzrastającej gęstości w wybranych momentach (np. w czasie

pulsów pulsara), przyspieszonego zapisu próbek w buforach, a następnie (już wolniej i równomiernie) przepisania ich na magnetowidy. W ten sposób łatwo dostaje się 10-krotnie zwiększoną szerokość odbieranego pasma (węższa charakterystyka rozdzielczości spóźnienia, tzn. odpowiednio wyższa dokładność pomiaru tej obserwacji). Wreszcie, (3) do zapisu różnych kanałów częstości stosuje się osobne magnetowidy (komercyjne VHS typu VCR pracujące na szybkości 12 Mb/s, co się osiąga specjalnymi technikami).

#### 8.1.4 CVN – chińska sieć VLBI

Chińczycy proponowali lokalną sieć VLBI już w 1979 r. i została ona zaakceptowana przez właściwą komórkę Academia Sinica. Od kilku lat stacja Shanghai Observatory (Sheshan Radio Astronomy Station) bierze udział w tego typu obserwacjach we współpracy z Europą i Japonią, chociaż nie jest to udział regularny. Stacja ta stanie się centrum sieci chińskiej [z własnymi korelatorami (Mark II o nazwie S-2 został zbudowany w 1988 r., a Mark III: S-3 ma być uruchomiony do 1994 r. po zakupie w USA) i anteną 25-metrową] obok Urumqi (także 25 m) i Kunming (32 m). Te trzy podstawowe stacje już obecnie są wyposażone w systemy Mark II i rubidowe wzorce częstości synchronizowane do sieci Loran-C i (częściowo) czasu GPS, w stadium realizacji są wzorce wodorowe, a w planach — terminale Mark III albo VLBA (Sheshan już posiada wzorzec H i terminal Mark III). Dodatkowo do sieci tej włączane mogą być dwa istniejące obserwatoria radioastronomiczne: w Miyun (koło Pekinu, gdzie znajduje się system do syntezy apertury na fale metrowe odpowiadający paraboloidzie o średnicy 47 m; Chen Hongsheng i Zhenh Yijia 1985) i w Delingha (Qinghai; 13,7-metrowy teleskop na fale milimetrowe) (Wan Tongshan i Qian Zhihan 1988, Ling 1991, Ye Shuhua i Qian Zhihan 1991).

#### 8.1.5 Sieci VLBI w byłym ZSRR

Wprawdzie rozdział ten dotyczy projektów VLBI, jednak wcześniej nie mieliśmy okazji przedstawić działającej od kilku lat sieci w ZSRR (WNP), dlatego najpierw to istotne uzupełnienie. Istniejąca sieć radziecka składa się z następujących stacji Ussuriisk (antena 70 m), Me-

dvezhi Oзера (64), Pushino (22), Evpatoria (70), Simeiz (także w sieci EVN, 22) i Ulan-Ude (25). Z wyjątkiem tej ostatniej, gdzie jest wzorzec rubidowy, wszystkie stacje mają masery wodorowe. Bazy mają długości od około 100 km do 1300 (w kierunku północ-południe) i do 7000 km (wschód-zachód). Terminale VLBI są radzieckimi odpowiednikami Mark II (pasmo 2 MHz, zapis cyfrowy na magnetowidach). Istnieje także radziecki korelator 3-stacjowy do redukcji obserwacji w promieniowaniu ciągłym, a 2-stacjowy w układzie do obserwacji widmowych (Matveyenko i in. 1983, 1986, 1988 i 1992).

Ukraińska Akademia Nauk zainicjowała program zmierzający do opracowania i konstrukcji dekametrowego systemu interferometrów nazwanego URAN (od: **U**kraińskie **R**adio-**i**nterferometry **A**kademii **N**auk). System ma składać się z 4 interferometrów o bazach od 40 do 900 km. Wstępne obserwacje VLBI na istniejących już antenach (na bazie ok. 600 km) przeprowadzono w latach 1986-87 (Braude i in. 1988; por. też Galanin i in. 1989).

Od I.D. Finkelshteina i V.M. Gorodetskiego, którzy w 1988 r. gościli w Toruniu, usłyszeliśmy szczegóły ambitnych planów realizacji dedykowanej (do celów astrometrii i geodezji z 20 % czasu przeznaczonego dla zadań astrofizycznych) sieci VLBI na obszarze ówczesnego Związku Radzieckiego, które są pewną pochodną znanego projektu POLIGAM (Alekseev i in. 1980, Dravskikh i in. 1981, Gubanov i in. 1983) i można je porównać do amerykańskiej VLBA. Przedsięwzięciem kieruje specjalnie do tego celu powołany Instytut Prikladnoj Astronomii z siedzibą w Leningradzie (Petersburgu). Sieć, nazwana KVAZAR (albo QUASAR), składać się będzie z 6 radioteleskopów o średnicach 32 m rozmieszczonych na obszarze  $25^\circ \times 100^\circ$  w szerokości i długości geograficznej, każdy wyposażony w systemy odbiorcze z zakresu fal o długości 1,35 – 21 cm i o temperaturze szumowej 50 – 70 K oraz wodorowy wzorzec częstości (o stabilności rzędu  $10^{-14}$ ). Rozmiary teleskopów wybrano na podstawie studiów optymalizacyjnych kosztów i czułości. Przewiduje się ponadto zlokalizowanie w pobliżu radioteleskopów stacji geofizycznych wyposażonych m.in. w lasery i urządzenia do pomiaru zawartości pary wodnej w atmosferze. W Leningradzie zostanie zbudowany specjalny korelator do opracowywania obserwacji tą siecią, początkowo wąskopasmowy (2 MHz; wówczas planowany już na 1992 r.), a w rok później rozbudowany do możliwości redukcji obserwacji szerokopasmowych (112 MHz).

Rozważa się także możliwość pracy korelatora i całej sieci w czasie rzeczywistym (z wykorzystaniem łącz przez sputnik).

Aktualniejsze dane o całym przedsięwzięciu KVAZAR podają Yatskiv i in. (1990) oraz Finkelstein i in. (1990), jednak ze względu na rozpad Związku Radzieckiego jego losy stały się niepewne.

### 8.1.6 Japońska sieć VERA

International Latitude Observatory w Mizusawie wraz z Tokyo Astronomical Observatory podjęły program VERA (od: **V**LBI for **E**arth **R**otation and **A**strometry) przewidujący zorganizowanie jednobazowej sieci dedykowanej do regularnych obserwacji rotacji Ziemi (uczestnictwo w programie IRIS jak i prace niezależne). Sieć tę miałyby tworzyć dwa nowe radioteleskopy: w Mizusawie (35 m) i prawdopodobnie na jednej z wysp na południowym zachodzie Japonii (15 m), co dałoby bazę o długości około 2300 km. Stacje będą wyposażone w japońskie terminale K-3 (odpowiednik Mark III) i odbiorniki na pasma S, X i K (23 MHz). Centrum opracowania obserwacji (z wielostacjowym korelatorem) znajdzie się w obecnym kompleksie obserwatorium w Mizusawie. Spodziewano się, że VERA wejdzie w użytkowanie do 1990 r. (Fujishita i Hara 1988, Yokoyama i Manabe 1988), ale tak się nie stało.

Dodajmy, że japońska National Institute for Polar Research, zgodnie z wcześniejszymi zapowiedziami (Yokoyama i Manabe 1988), zbudowała 10-metrową antenę w Antarktyce. Stacja zwana Showa została zainstalowana na skalistym gruncie (a nie na lodzie). Seria próbnych obserwacji geodezyjnych przeprowadzonych w latach 1988–89 pomiędzy Antarktydą i jedną ze stacji VLBI w Japonii pozwoliła na wyznaczenie współrzędnych tej anteny (Hasegawa 1992).

### 8.1.7 Indyjska sieć na fale metrowe

Na 110 Sympozjum IAU w Bolonii Bhonsle i in. (1984) informowali o indyjskich planach stworzenia trójelementowej sieci VLBI na częstość 103 MHz na bazie wówczas budowanego (dwie anteny w użyciu) instrumentu do obserwacji scyntytacji międzyplanetarnych zwartych radioźródeł. Poszczególne anteny umiejscowiono w Ahmedabadzie, Rajkot i Surat — na wierzchołkach w przybliżeniu równobocznego trójkąta o



boku około 200 km. Każda z anten ma aperturę  $5000 \text{ m}^2$  (prostokątna siatka dipoli). Modyfikacja istniejącego systemu miałyby polegać na zastosowaniu rubidowych wzorców częstości do przechowywania czasu i stabilizacji oscylatorów lokalnych oraz zainstalowaniu terminali typu Mark II. Niestety, bardziej aktualnych informacji nie udało nam się zdobyć.

## 8.2 Kosmiczna VLBI

Dążność do rozszerzenia sieci naziemnych w kosmos wiąże się z naturalną potrzebą poprawienia rozdzielczości i wypełnienia apertury interferometrów oraz możliwościami ekspoloracji zupełnie nowych zakresów widma promieniowania elektromagnetycznego poza atmosferą Ziemi. Rozdzielczość rośnie w miarę zwiększania długości baz, zaś lepsze pokrycie płaszczyzny uv uzyskuje się przez użycie anten szybko zmieniających swe położenie na orbicie wokółziemskiej.

Dotychczasowe propozycje zainstalowania stacji VLBI w kosmosie datują się od początku lat 70. (Burke 1984a). W związku z takimi planami duże znaczenie ma doświadczalne sprawdzanie realności kosmicznej VLBI. W końcu 1976 r. przeprowadzono pierwszy udany eksperyment, w którym uzyskano listki interferencyjne w czasie rzeczywistym dzięki wykorzystaniu łącza radiowego poprzez satelitę telekomunikacyjnego CTS (później znanego pod nazwą Hermes; Yen i in. 1977). W doświadczeniu tym uczestniczyły stacje w Green Bank (USA) i Algonquin Park (Kanada) odległe o 840 km. Sygnał w Green Bank po konwersji do postaci cyfrowej nadawano do geostacjonarnego satelity, skąd był odbierany w Kanadzie. W 1978 r. przeprowadzono podobny eksperyment ze stacją OVRO (Big Pine w Kalifornii; Waltman i in. 1980). Próby obserwacji typu VLBI, z rejestracją sygnału, zakończyły się sukcesem po kilkuletnich przygotowaniach (np. Levy i in. 1984). W testach tych użyto amerykańskiego satelity TDRSS (Transfer and Data Relay Satellite System z 4,9-metrową anteną) i kilku naziemnych stacji: Tidbinbilla, Usuda (64 m) i Kashima (26 m). Baza z Usudy do satelity przewyższała dwie średnice Ziemi. Na tak wielkich bazach wszystkie z 23 zaobserwowanych źródeł w paśmie S okazały się częściowo rozdzielone (co oznacza rozmiary kątowe większe od odstępów listków in-

terferencyjnych) (Levy i in. 1986, Linfield i in. 1988, Hirabayashi 1988, Linfield 1990).

W niedługim czasie powinniśmy być świadkami realizacji kilku eksperymentalnych sieci kosmicznych, które omówimy po kolei. W nieco dalszej perspektywie niż lata 90. przewiduje się m.in. Astro-Array (całkowicie kosmiczna sieć 30 50-metrowych teleskopów na orbitach o promieniu 60 000 mil), interferometr Księżyc – Ziemia (MERI) łączący radioteleskopy na Księżycu, Ziemi i w przestrzeni kosmicznej, oraz Space Station Millimeter Facility czyli kompleks 30 5-metrowych paraboloid na fale milimetrowe zainstalowany na sztywno w kształt litery T na stacji kosmicznej. O tych na razie dość fantastycznych projektach nie będziemy więcej pisać, a zaciekawionego Czytelnika odsyłamy do barwnej opowieści Weilera i in. (1988c).

### 8.2.1 QUASAT i IVS

W końcu 1982 r. międzynarodowa grupa astronomów, po studiach przygotowawczych (ESA 1980, 1981a, Schilizzi i in. 1984), złożyła w ESA (European Space Agency) propozycję misji QUASAT w charakterze przedsięwzięcia realizowanego wspólnie z NASA. Na początku 1986 r., po szczegółowej analizie specjalnej grupy roboczej (ESA 1985), przyjęto do realizacji fazę wstępną w Europie. W tym czasie nastąpiła głośna katastrofa Challengera, co w efekcie doprowadziło do pewnych zmian pierwotnej koncepcji zmniejszających udział NASA i zaakceptowanych w lutym 1987 r.

Statek QUASAT został pomyślany jako swobodnie orbitujący satelita Ziemi wyposażony w specjalnie zaprojektowaną antenę radioastronomiczną o średnicy 15 m i ogniskowej 6,5 m do obserwacji kwazarów (stąd pierwszy człon nazwy: *qua*) wraz z naziemnymi sieciami VLBI (Europa, USA, Australia, Japonia i ZSRR/WNP). Antena miała być przesłana w kosmos w postaci zwiniętej wokół wieży oświetlaczy (między nią a panelami baterii słonecznych) a tam, na orbicie, przejść proces rozkładania (przez nadmuchiwanie gazem) i usztywniania (reakcja termochemiczna i usztywniający nadmuchiwany torus na obrzeżu paraboloidy). Projekt przewidywał 2-letni czas misji lecz faktycznej użyteczności oczekiwano na 5 lat. Obserwacje miały być prowadzone w obu polaryzacjach kołowych w pasmach 22, 5, 1,6 i 0,3 GHz z przesyła-

niem odebranych sygnałów przez cyfrowe lub analogowe łącza radiowe bezpośrednio do stacji telemetrycznych na Ziemi (DSN i/lub ESA). Pasma każdego kanału łącza miałyby przynajmniej 32 MHz szerokości. Sygnały stabilizujące oscylatory lokalne do wodorowych wzorców częstotliwości byłyby dostarczane z Ziemi z kolejnych stacji telemetrycznych.

Z dwóch koncepcji wyniesienia QUASATa na orbitę faworyzowano (ze względów ekonomicznych) tę, która zakłada dwie różne orbity z początkową utrzymywaną przez 1–2 lata (wysokość w perigeum 5000, w apogeum 36 000 km, inklinacja 30°, okres 12,2 godziny) i niższą końcową (22 000 km w apogeum, okres 7,75 godziny). Oczekiwane rozdzielczości obserwacji naziemnych z QUASATEm mieszczą się w granicach od 0,06 (22 GHz) do 4 mas (327 MHz) (Schilizzi 1988).

Propozycja QUASAT miała przejść fazę szczegółowego projektowania (w latach 1989–90), fazę konstrukcji i testów (1990–94) oraz końcową integrację statku kosmicznego (1995) i wystrzelenia (1995 lub 1996). W końcu 1988 r. odbył się konkurs kwalifikujący projekty do realizacji przez ESA, na którym QUASAT nie znalazł niestety uznania komisji. Mimo to wyraża się pewną nadzieję na ponowne podjęcie tego projektu przez ESA w terminie późniejszym. Obecnie zarysowuje się wspólny projekt NASA i ESA wysłania w przestrzeń kosmiczną 25-metrowej anteny do celów VLBI. Otrzymał on roboczą nazwę *International VLBI Satellite (IVS)*, jednak będzie on prawdopodobnie realizowany dopiero po roku 2000. Wybrano dlań program z trzema apogeami (osiąganymi kolejno w czasie misji) orbit o okresach 7,5, 14 i 68 godzin. Będzie to bardzo ciężki (jak na dzisiejsze standardy) satelita (27 274 kg) i w związku z tym planuje się użycie radzieckiej (WNP) rakiety nośnej Ehnergiya (Schilizzi 1990, Spencer 1991, Agostini 1992).

## 8.2.2 RADIOASTRON

Zadaniem dwuletniej misji RADIOASTRON, planowanej pierwotnie na 1992 r. a obecnie na połowę lat 90., jest stworzenie sieci interferometrów obejmującej największe teleskopy naziemne i antenę o średnicy 10 m wyniesioną w przestrzeń kosmiczną. Wśród celów na pierwszym miejscu wymienia się osiągnięcie rozdzielczości kątowej o około rząd wielkości lepszej niż sieciami naziemnymi (ok. 0,02 mas na 22 GHz i

1 mas na 327 MHz). Przy planowanych parametrach orbity (okres 24 godziny, wielka półoś skierowana na biegun ekliptyki 42 000 km, mimośród 0,8 i inklinacja 67°) najdłuższe bazy do stacji naziemnych wyniosą ok. 80 000 km (Kardashev i Slyph 1988, Andreyanov i in. 1986, Sagdeev 1984, Andreyanov i Kardashev 1981).

Antena będzie składać się z 24 radialnych elementów (wycinków paraboloidy) głównego reflektora (o dokładności wykonania 0,5 mm) i urządzeń odbiorczych zainstalowanych na czterech podporach w ognisku odległym o 4,3 m od reflektora. Odbiorniki będą pracowały w pasmach 327, 1665, 4830 i 22 235 MHz.

Sygnał oscylatora lokalnego (do stabilnej przemiany częstości w odbiornikach) będzie sprzęgnięty fazowo do wodorowego wzorca częstości na powierzchni Ziemi przez łącza radiowe. W rezerwie będzie jednak wzorec rubidowy na pokładzie satelity (ma on stabilność rzędu  $10^{-12}$ ). Sygnały z pasma *video* będą mogły być próbkowane z szybkością 64 Mb/s w każdym kanale (na obie polaryzacje kołowe sygnału w.c.z.), co oznacza np. możliwość obsłużenia 32 MHz pasma z próbkowaniem jednobitowym (albo 16 MHz — czteropoziomowo). Zakodowane próbki sygnałów zostaną przesłane drogą radiową (pasmo X) na Ziemię. Tam sygnał zostanie zapisany na taśmie magnetycznej w formacie VLBA.

Strona rosyjska oczekuje szerokiej współpracy międzynarodowej, tak przy konstrukcji elementu kosmicznego, jak i w czasie jego użytkowania (włączenie istniejących teleskopów VLBI w Europie, USA, Japonii, Kanadzie i w Indiach). Taka pomoc zostanie niewątpliwie szeroko udzielona, gdyż leży to w interesie wszystkich radioastronomów (zwłaszcza, że losy innych misji są niepewne). W końcu 1988 r. w przygotowaniach misji RADIOASTRON brały już czynny udział instytucje w Finlandii, Australii, na Węgrzech, w USA, Indiach, Kanadzie oraz EVN Consortium (Schilizzi 1989).

### 8.2.3 VSOP

Ten akronim oznacza VLBI Space Observatory Program. Jest to japoński plan umieszczenia radioastronomicznego satelity w przestrzeni wokółziemskiej w 1994 r. (Hirabayashi i in. 1991, Hirabayashi 1990, Hirabayashi 1988, Morimoto i in. 1988, Nishimura i in. 1986). Niewiele szczegółów jest obecnie ostatecznie ustalonych. Wiadomo wszakże, że

będą tu istotne ograniczenia na wagę statku ze względu na niewielką nośność raket japońskich (bierze się też pod uwagę użycie amerykańskiej rakiety nośnej). W obsłudze programu obserwacyjnego będzie konieczna pomoc międzynarodowa. Istnieje nawet propozycja przekształcenia tego programu w misję międzynarodową krajów Pacyfiku (Jordan i Hirabayashi 1988). Wstępne specyfikacje postulowały 5-metrową antenę na bardzo wydłużonej orbicie (mimośród 0,379, wysokość w apogeum 10 000 km, inklinacja 31°, okres 6 godz.); obecnie mówi się o 10 metrowej antenie z 0,5-mm dokładnością wykonania paraboloidy. Wymienia się 1,6, 5 i 22 GHz jako pasma kandydujące do obserwacji astronomicznych oraz pasma S i X do transmisji danych do i z satelity.

Ogromne zainteresowanie i deklaracje szerokiej współpracy międzynarodowej (np. Hirabayashi i in. 1991) są najlepszą gwarancją realizacji tego projektu.

#### 8.2.4 LFSA

Obszar częstości radiowych poniżej 30 MHz jest względnie zaniedbany z powodu tłumienia lub całkowitego odbijania sygnałów przez jonosferę Ziemi. Grupa Amerykanów (Weiler i in. 1988a i 1988b) wymienia długą listę korzyści naukowych z umieszczenia sieci radioastronomicznych stacji na długie fale w kosmosie. Przeprowadzono już i kontynuuje się szczegółowe studia systemu do obserwacji (wykonywania map) całego nieba i indywidualnych źródeł w pasmach (o szerokości 50 kHz) 1,5, 4,4, 13,1 i 25,6 MHz. Jedna rakietą mogłaby wynieść kilka (minimum 4) identycznych satelitów swobodnie orbitujących na nieco różnych (precesujących z szybkością rzędu 1°/dzień) orbitach kołowych (inklinacja 100 – 120°, promień 8 – 10 tys. km). Anteny mogłyby być typu fali bieżącej w kształcie dwóch skrzyżowanych liter V o ramionach o długości około 70 m. Pełny obserwowany sygnał byłby zapamiętywany na statku i okresowo przesyłany na Ziemię.

W ciągu roku możnaby uzyskać bardzo bogate pokrycie płaszczyzny uv (bazy w granicach od poniżej 1 km do więcej niż 300 km) pozwalające na kreowanie wysokiej jakości map nieba. Zbieranie i korelacja danych mogłyby być oparte na technice VLBA. Gęstość zapisu około 7 Tb (terabitów) na taśmę pozwoliłaby na zabezpieczenie kilkudniowej pracy całej sieci (nazwanej LFSA od **L**ow **F**requency **S**pace **A**rray).

# Dodatek A

## VLBI w Toruniu



adra pracowników naukowych, którzy organizowali astronomię w 1945 r. na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika (UMK) w Toruniu, pochodziła z Obserwatorium Astronomicznego Uniwersytetu Stefana Batoiego w Wilnie (w 1939 r. władze litewskie zlikwidowały USB). Na lokalizację nowego obserwatorium (optycznego) wybrano miejscowość Piwnice leżącą ok. 12 km na północ od Torunia. Tam też od 1973 r. mieści się, po sąsiedztwie z optycznym, obserwatorium radioastronomiczne. Przygotowania do obserwacji radiowych rozpoczęto w Instytucie Astronomii UMK jednak znacznie wcześniej bo już w 1955 r. W tym też czasie powstawał ośrodek radioastronomii przy Uniwersytecie Jagiellońskim w Krakowie (Kubiak i Korzeniowska 1973). Ośrodki te pozostały do dziś w Polsce jedynymi, w których prowadzone są obserwacje radioastronomiczne.

### A.1 Toruńska radioastronomia

Pierwszym instrumentem radioastronomicznym zbudowanym w Toruniu (w 1957 r.) była antena cylindryczno-paraboliczna. Za jej pomocą udało się zarejestrować m.in. promieniowanie aktywnego Słońca w dniu 6 lutego 1958 r. W miesiąc później teleskop ten runął pod ciężarem oblodzenia. W tym czasie była już prawie gotowa inna antena — sterowana paraboloida obrotowa o średnicy 12 m i o montażu horyzontalnym. Używano jej do obserwacji Słońca na częstotliwości 127 MHz od

września 1958 r. Zapoczątkowane wtedy obserwacje Słońca na tej fali (2,36 m) kontynuowano później przez wiele lat, chociaż z innymi antenami, w formie codziennej służby. Już od października 1960 r. przez kilkanaście lat używano w tym celu interferometru złożonego z pary anten cylindrycznych w odległości  $10 \lambda$  (23,6 m), które w 1972 r. zostały wymienione na prostsze anteny o płaskich reflektorach (dzieło A.J. Kusa; Borkowski 1979). 15 lutego 1961 r. rozszerzono służbę Słońca o obserwacje na częstotliwości 327 MHz podobnym interferometrem o bazie  $10 \lambda$ .

Inny wieloletni owocny program radioastronomów w Toruniu dotyczył zakryć (*okultacji*) radioźródeł prze koronę słoneczną. Do tego programu zbudowano interferometr trójantenowy, o najdłuższej bazie równej 1400 m, pracujący na częstotliwości 32,5 MHz od maja 1961 r. (Gorgolewski 1964, Krygier 1973).

W późniejszym okresie zbudowano tutaj jeszcze interferometr szerokopasmowy (100 – 150 MHz) do obserwacji centrów aktywnych na Słońcu (Turło 1965), spektrograf słoneczny na zakres 25 – 200 MHz z anteną logarytmiczno–periodyczną i system do okołobiegunowej syntezy apertury na częstotliwości 43 MHz (Kus 1975).

We wszystkich tych pionierskich latach istniało ściśle współdziałanie pracowników Uniwersytetu i Pracowni Astrofizyki Polskiej Akademii Nauk. Jeszcze dzięki tej współpracy powstała aparatura badawcza (spektrograf na pasmo 0,6 – 6 MHz) do sputnika KOPERNIK 500 wystrzelonego 19 kwietnia 1973 r., propozycja i koordynacja budowy 15–metrowego radioteleskopu oddanego do eksploatacji w 1977 r., oraz niewielki sterowany radioteleskop paraboliczny do służby Słońca na częstotliwości 2,8 GHz.

Z wymienionych starszych instrumentów do dziś przetrwał jedynie interferometr do służby Słońca na częstotliwości 127 MHz zlokalizowany — jak przed laty — na terenie pobliskiego Obserwatorium Astronomicznego. Tam też można jeszcze oglądać od wielu już lat nieużywane: teleskop 12–metrowy i interferometr słoneczny na częstotliwość 327 MHz.

Bardziej szczegółowo o historii toruńskiej radioastronomii do końca lat 70. napisał Krygier (1985), a kontynuacji tej opowieści możemy oczekiwać wkrótce (Krygier 1993). Krótsze opisy, wraz ze zdjęciami niektórych instrumentów, można znaleźć u Iwaniszewskiej (1972) oraz u Kubiaka i Korzeniowskiej (1973).

Radioteleskop 15-metrowy jest wykorzystywany głównie do celów VLBI, ale prowadzono nim również okazjonalnie inne obserwacje. Wspomnijmy tutaj tylko o programie monitorowania kilku najsilniejszych pulsarów (Borkowski i in. 1983). Czasochłonność tego przedsięwzięcia spowodowała jednak jego zaniechanie.

## A.2 Stacja VLBI

Włączenie się do obserwacji VLBI planowano w Katedrze Radioastronomii UMK<sup>1</sup> na długo przed uruchomieniem radioteleskopu o średnicy 15 m lecz praktyczne działania można było podjąć dopiero w tym czasie. Najważniejszymi zadaniami w tych przygotowaniach było zbudowanie terminala Mark II oraz zakup atomowego wzorca częstości. Terminal został zbudowany całkowicie siłami pracowników Katedry w oparciu o szczegółową dokumentację udostępnioną przez Anglików za zgodą National Radio Astronomy Observatory (Green Bank, USA). Po wstępnych niepowodzeniach, w 1981 r. uzyskano pierwsze listki interferencyjne z obserwacji w dniu 31 maja na fali 6 cm na bazie do Effelsbergu (RFN) (uczestniczyła wtedy też stacja w Westerborku, Holandia).

Niedługo potem stacja toruńska brała już regularnie udział w praktycznie wszystkich europejskich obserwacjach VLBI, a także — okazjonalnie — w eksperymentach międzykontynentalnych. Udział ten to typowo cztery 7 – 14-dobowe sesje w ciągu roku. Obecnie zapotrzebowanie na toruńską stację jest mniejsze, gdyż więcej obserwacji wykonuje się z systemem Mark III (którego nie ma w Toruniu) oraz jest większy wybór stacji posiadających większe (zatem i czulsze) anteny.

10 sierpnia 1982 r. w Westerborku, Jodrell Bank (W. Brytania) i w Toruniu wykonano obserwacje źródła 3C286 na dotąd nie używanej (z powodu braku wyposażenia na tej częstości odpowiedniej liczby stacji) w Europie fali 49 cm. Z obserwacji tych, po korelacji w Bonn na wówczas jeszcze tam czynnym korelatorze Mark II, powstała pierwsza mapa opracowana w Toruniu (Marecki i Kus 1987). Spośród wielu innych obserwacji, w których uczestniczyła toruńska stacja VLBI warto

---

<sup>1</sup>Do 1979 r. był to jeszcze Zakład Radioastronomii w Instytucie Astronomii. Nazwa Katedry „na eksport” brzmi Toruń Radio Astronomy Observatory skracana do TRA0.



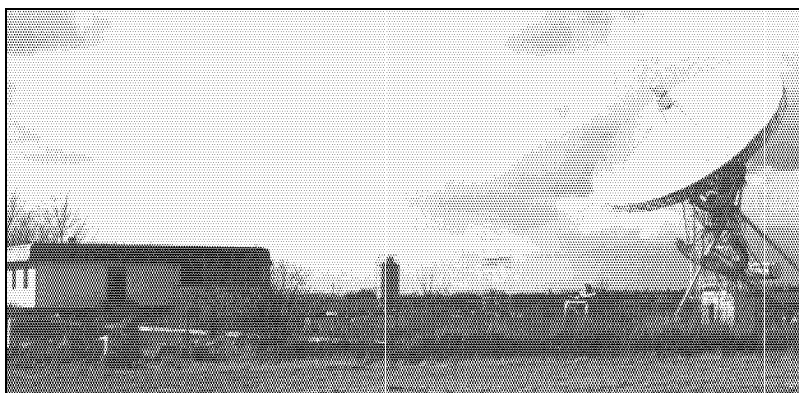
### Charakterystyka 15-metrowego radioteleskopu

|  |   |
|--|---|
| Typ .....  | sterowalna antena paraboliczna                                    |
| Montaż .....   | równikowy   |
| Optyka .....   | ognisko pierwotne   |
| Średnica reflektora .....                              | $d$ 15,0 m  |
| Odległość ogniskowa .....                              | $f$ 4,9650 m  |
| Stosunek ogniskowej do średnicy .....                  | $f/d$ 0,331   |
| Głębokość czaszy .....                                 | $H = d^2/(16f)$ 2,8323 m  |
| Kąt rozwarcia .....                                    | $2\Theta_0 = 4 \arctg[d/(4f)]$ 148,2531 °                         |
| Powierzchnia całkowita .....                           | $8\pi f^2[\cos^{-3}(\Theta_0/2) - 1]/3$ 199,92 m <sup>2</sup>     |
| Apertura (powierzchnia zbierająca) .....               | $\pi d^2/4$ 176,71 m <sup>2</sup>                                 |
| Równanie paraboli <sup>†</sup> .....                   | $r = 2\sqrt{f(f-z)} = 2f \operatorname{tg}(\Theta/2)$             |
| Odległość: ognisko – oś deklinacji .....               | 5,9097 m  |
| — oś deklinacji – oś biegunowa .....                   | 3,250 m   |
| Droga sygnału (kablami): ognisko – terminal VLBI ..... | ~170 m  |
| Nachylenie osi biegunowej .....                        | 53°5'43"  |
| Największa wysokość (bez pojemnika ogniskowego) .....  | 17,478 m  |
| Dokładność powierzchni reflektora (rms) .....          | 2 mm  |
| — ustawienia kierunku .....                            | 0,01 °  |
| Szybkość ruchu (obie osie) .....                       | 0,25 ÷ 25°/min  |
| Zakres ruchu w osi deklinacji .....                    | -32 ÷ +97 °   |
| — — — — biegunowej .....                               | -6 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> ÷ +6 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> |
| Przyspieszenie (średnio) .....                         | ~1 °/s <sup>2</sup>   |
| Całkowity ciężar (bez balastu w przeciwwadze) .....    | 45 t  |
| Ilość paneli (24 + 4 + 1) .....                        | 29  |

<sup>†</sup>  $r$  jest odległością od osi symetrii radioteleskopu, wzdłuż której mierzona jest współrzędna  $z$ , poczynając od ogniska paraboloidy i dodatnio w kierunku czaszy.  $\Theta$  jest kątem pomiędzy osią  $z$  i promieniem wodzącym.

wymienić tzw. „world radio array” — globalny eksperyment na fali 18 cm wykonany w kwietniu 1984 r., w którym uczestniczyła największa liczba stacji: 18 (153 bazy!). Baza z Kalifornii do Torunia była jedną z najdłuższych (najdłuższą po Krymie) w tej sieci. Obserwacje i wyniki tego niezwyklego eksperymentu opisano w pracy Bensaona i in. (1988).

Na wyposażenie teleskopu 15-metrowego związane z obserwacjami VLBI składa się: rubidowy wzorzec częstości, syntezerzy częstości (do wytwarzania sygnałów lokalnego oscylatora), zegar cyfrowy i system do synchronizacji czasu metodą telewizyjną, terminal Mark II (konwerter *video*, formater i magnetowid kasetowy) oraz zestaw odbiorników na standartowe pasma VLBI: 408, 610, 1420, 1660 i 5000 MHz. Znaczna część tego wyposażenia została zbudowana całkowicie w Katedrze, ale nie dałoby się tego z pewnością osiągnąć bez wydatnej materialnej pomocy partnerów zagranicznych (np. Kus i in. 1983, Pazderski i in. 1987, Gorgolewski 1989).



**Rys. A.1:** Nowa sterownia i radioteleskop 15-metrowy (marzec 1992; foto: A.J. Kus)

Aktualnie o sile Katedry stanowi kadra 7 pracowników naukowych (w tym dwóch profesorów i pięciu adiunktów) oraz 6 pracowników naukowo-technicznych. Skład osobowy tylko nieznacznie zmienił się od lat 70-tych. Liczymy jednak na rychłe wzmocnienie zwłaszcza kadry pomocniczej dla zapewnienia sprawności wyposażenia, uruchamiania i utrzymania nowej 32-metrowej anteny. Na Zachodzie funkcjonuje niepisana reguła mówiąca, że jeśli obserwatorium dysponuje radioteleskopem o średnicy  $m$  metrów, to jego prawidłowe utrzymanie zapewnić może grupa specjalistów w liczbie  $\geq m$ .

### A.3 Nowa antena (32 m)

Budowana aktualnie przy Katedrze Radioastronomii UMK antena do celów VLBI jest dziełem wielu zespołów z całej Polski. Założenia do projektu opracowali radioastronomowie toruńscy. Projektantem głównym jest, podobnie jak w przypadku poprzedniej 15-metrowej anteny (Bujakowski i Wrzosek 1974), mgr inż. Zygmunt Bujakowski. Przy pracach projektowych wykorzystano także doświadczenia specjalistów z kilku zagranicznych ośrodków związanych z budowaniem instrumentów radioastronomicznych (m.in. z Jodrell Bank, Cambridge, Rutherford Appleton Laboratory i Bonn). Podsumowanie i uzasadnienie założeń wstępnych znajduje się w pracach Borkowski (1985d i 1986d).

Omawiany teleskop jest w pełni sterowaną anteną o montażu horyzontalnym, z reflektorem głównym o średnicy 32 m. Na reflektor ten, w kształcie paraboloidy obrotowej, składa się 336 paneli ułożonych w siedmiu koncentrycznych pierścieniach. Wszystkie panele mają taką samą długość (1,6 m), a szerokość zależną od przynależności do jednego z siedmiu pierścieni ( $1,2 \div 1,6$  m) i wykonane są z blachy aluminiowej o grubości 2,5 mm przynitowanej do ramy zbudowanej z aluminiowych teowników. Blasze nadano odpowiedni kształt (wycinka paraboloidy) wstępnie poprzez mechaniczne naciąganie na specjalne kopyto, a później za pomocą 39 śrub naciągowych, których regulacja pozwala korygować powierzchnię panelu przez odkształcanie ramy, na której jest zamocowana blacha. Panele są mocowane do konstrukcji teleskopu na czterech regulowanych śrubach umieszczonych przy narożnikach panelu.

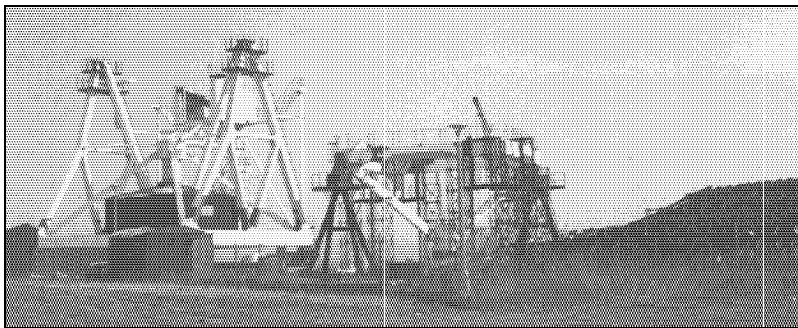
Mechanizmy obrotu wokół osi wysokości będą napędzane silnikami prądu zmiennego (niemieckiej firmy Lenze). Zastosowano tu specjalną technikę przeciwluzową (ang. antibacklash), polegającą na tym, że w każdym napędzie są po dwa silniki, z których gdy jeden napędza, to drugi hamuje (z siłą ok. 10 % nominalnego ciągu wynoszącego 27,5 Nm).

Cała konstrukcja nośna zamontowana jest na czterech dwukołowych (koła mają średnicę 1,25 m) wózkach napędzanych podobnie jak w osi wysokości (takie same silniki i kompensacja luzów). Wózki są ustawione na jezdni — grubej szynie w kształcie dwuteownika ( $\mathbb{T}$ ).

Sterowanie teleskopu odbywać się będzie dwupoziomowo. Wyższy

poziom — nadzorujący — umożliwi interaktywną komunikację operatora z niższym poziomem przeznaczonym do bezpośredniego sterowania położeniem anteny oraz prowadzenia diagnostyki. Użytkownik będzie mógł sterować anteną w trybie ręcznym lub automatycznym — np. zgodnie z wcześniej przygotowanym programem obserwacji (Skwarek i in. 1992, Borkowski 1989b). Położenie anteny będzie kontrolowane w dwojaki sposób: za pomocą konwerterów analogowych (kąty absolutne) oraz w systemie zliczania przyrostów opartym na koderach cyfrowych. Po nawiązaniu współrzędnych teleskopu do pozycji radioźródeł odpowiednie tabele poprawek zostaną wpisane na stałe do pamięci systemu sterowania.

Większość prac obserwacyjnych będzie prowadzona z tzw. systemem Cassegraina, na co zezwala obecność hiperbolicznego lustra wtórnego o średnicy 3,2 m umieszczonego między ogniskiem paraboloidy a głównym reflektorem. Promieniowanie kosmiczne po odbiciu od paraboloidy i lustra wtórnego skupiają się w ognisku wtórnym, gdzie umieszcza się właściwe anteny, tzw. *oświetlacze*, i systemy odbiorcze. Ze względu na dużą ilość pasm używanych w praktyce VLBI i częste zmiany obserwowanych częstości — nawet w czasie jednej sesji obserwacyjnej — najważniejsze systemy odbiorcze będą na stałe zainstalowane w pobliżu ogniska wtórnego. Wybór właściwego oświetlacza nastąpi przez odpo-



Rys. A.2: Radioteleskop 32-metrowy w budowie — stan z 17 kwietnia 1993 (foto: A.J. Kus)

## Parametry geometryczne radioteleskopu

### Główny reflektor (paraboloida)

|  |   |                       |
|--|---|-----------------------|
| Średnica .....                           | $d$   | 32,0 m                |
| Odległość ogniskowa .....                | $f$   | 11,2 m                |
| Stosunek ogniskowej do średnicy .....    | $f/d$   | 0,35                  |
| Głębokość czaszy .....                   | $H = d^2/(16f)$                                       | 5,7143 m              |
| Kąt rozwarcia .....                      | $2\Theta_o = 4 \arctg[d/(4f)]$                        | 142,1507 °            |
| Powierzchnia całkowita .....             | $8\pi f^2[\cos^{-3}(\Theta_o/2) - 1]/3$               | 899,45 m <sup>2</sup> |
| Apertura (powierzchnia zbierająca) ..... | $\pi d^2/4$   | 804,25 m <sup>2</sup> |
| Równanie paraboli <sup>†</sup>           | $r = \sqrt{4f(f-z)} = 2f \operatorname{tg}(\Theta/2)$ |                       |

### Radioteleskop w układzie Cassegraina

|  |   |                       |
|--|---|-----------------------|
| Średnica hiperbolicznego subreflektora .....   | $d_s$   | 3,2 m                 |
| Wysokość ogniska wtórnego nad wierzchołkiem czaszy ..                                | $h$   | 1,0 m                 |
| Kąt rozwarcia subreflektora $2\Phi_o = 2 \arctg[2(\frac{f-h}{d_s} - \frac{f-H}{d})]$ |   | 18,8256 °             |
| Efektywna ogniskowa .....  | $F = d/[4 \operatorname{tg}(\Phi_o/2)]$   | 97,1729 m             |
| Powiększenie radioteleskopu .....  | $F/f$   | 8,6762                |
| Odległość ognisk .....   | $2c = f - h$  | 10,2 m                |
| Mimośród hiperboli .....   | $c/a = (F + f)/(F - f)$   | 1,2605                |
| Nachylenie asymptoty .....   | $\alpha = \arccos(a/c) = \arccos \frac{F-f}{F+f}$   | 37,5044 °             |
| Odległość wierzchołka hiperboloidy od ognisk .....                                   | $c - a$   | 1,0541 m              |
|  | $c + a$   | 9,1459 m              |
| Głębokość subreflektora .....  | $c - a - (f - H)d_s/d$  | 0,5056 m              |
| Różnica dróg optycznych do obu ognisk .....  | $(f - h)a/c$  | 8,0917 m              |
| Całkowita powierzchnia subreflektora .....   |   |                       |
| .....  | $\pi c^2 \left( q\sqrt{q^2 - \cos^2 \alpha} - \sin \alpha - \cos^2 \alpha \ln \frac{q + \sqrt{q^2 - \cos^2 \alpha}}{1 - \sin \alpha} \right)$ | 8,7728 m <sup>2</sup> |
| .....  | gdzie $q = \sqrt{1 + (d_s/2)^2/(c^2 - a^2)}$  | 1,1250                |
| Powierzchnia cienia subreflektora na aperturze .....                                 | $\pi d_s^2/4$   | 8,0425 m <sup>2</sup> |
| Równanie hiperboli <sup>†</sup>  | $r = \sqrt{(c^2 - a^2)[(\frac{c-z}{a})^2 - 1]} = \frac{(c^2 - a^2) \sin \Theta}{a + c \cos \Theta}$   |                       |

<sup>†</sup>  $r$  jest odległością od osi symetrii radioteleskopu, wzdłuż której mierzona jest współrzędna  $z$ , poczynając od ogniska paraboloidy (pokrywającego się z jednym z ognisk hiperboloidy) i dodatnio w kierunku czaszy.  $\Theta$  jest kątem pomiędzy osią  $z$  i promieniem wodzącym.

## Charakterystyka techniczna radioteleskopu

|  |                                |
|--|--------------------------------|
| Typ .....  | sterowalna antena paraboliczna |
| Montaż .....   | horyzontalny                   |
| Optyka do ok. 1 GHz .....                                      | ognisko pierwotne              |
| — powyżej ok. 1 GHz .....                                      | system Cassegraina             |
| Średnica torowiska .....                                       | 24,0 m                         |
| Największa wysokość .....                                      | 37,2 m                         |
| Panele: ilość (7 pierścieni) ...                               | $64+64+64+64+32+32+16 = 336$   |
| — rozmiary .....   | $224 \times (120 \div 160)$ cm |
| Dokładność wykonania paneli czaszy (rms) .....                 | 0,4 mm                         |
| — ustawienia względem wzorca obrotowego (rms) .....            | 1,0 mm                         |
| — czaszy po ostatecznej justacji radioastronomicznej (rms) ... | 0,2 mm                         |
| — wykonania subreflektora (rms) .....                          | 0,05 mm                        |
| — ustawienia osi subreflektora względem paraboloidy .....      | 0,1 mm                         |
| — poziomowania torowiska .....                                 | 0,3 mm                         |
| — poziomowania osi wysokości .....                             | 0,3 mm                         |
| Grawitacyjne odkształcenia (brzeg czaszy; max) .....           | 4,2 mm                         |
| Odstępstwa od homologii w położeniu zenitalnym (rms) ....      | 0,11 mm                        |
| — — — — — horyzontalnym (rms) .....                            | 0,14 mm                        |
| Zakres obrotu w osi wysokości .....                            | $+2 \div +95^\circ$            |
| — — — — — azymutu (od południka) .....                         | $\pm 270^\circ$                |
| — ruchu subreflektora wzdłuż osi .....                         | $\pm 60$ mm                    |
| — obrotu subreflektora wokół dwóch osi .....                   | $\pm 5^\circ$                  |
| Szybkość ruchu czaszy w osi wysokości .....                    | $0,004 \div 14,7$ °/min        |
| — — — — — azymutu .....  | $0,008 \div 31$ °/min          |
| Dokładność śledzenia (w obu osiach) .....                      | $0,002^\circ$                  |
| Blokowanie apertury przez subreflektor i jego podpory .....    | 8 %                            |
| Obciążenie na torowisku .....                                  | 526,5 t                        |
| — na osi wysokości (bez balastu przeciwwagi) .....             | 223,5 t                        |
| Ciężar wyposażenia elektrycznego .....                         | $\sim 2$ t                     |
| — urządzeń w kabine centralnej (pod anteną) .....              | 9,4 t                          |
| — stalowych szyn (o szerokości 180 mm) .....                   | 42,5 t                         |
| — konstrukcji do montażu i konserwacji subreflektora .....     | 16,0 t                         |
| Dopuszczalna szybkość wiatru podczas użytkowania .....         | 16 m/s                         |
| Graniczna szybkość wiatru grożąca uszkodzeniem .....           | 56 m/s                         |
| Dopuszczalna grubość oblodzenia .....                          | 2 cm                           |
| — zakres temperatur .....                                      | $-25 \div +35^\circ\text{C}$   |

wiedni przechyl lustra Cassegraina. Istnieje też możliwość obserwacji w trybie ogniska pierwotnego (w zasadzie na dłuższych falach,  $\lambda \geq 50$  cm). W tym celu przewidziano specjalne urządzenie z względnie prostą procedurą demontowania lustra Cassegraina i instalowania tam urządzeń odbiorczych w kabinie ogniska pierwotnego.

Parametry geometryczne anteny określają w pełni cztery parametry: średnica reflektora głównego ( $d$ ), długość ogniskowej ( $f$ ), średnica reflektora wtórnego (subreflektora,  $d_s$ ) i położenie ogniska wtórnego, np. jego odległość od wierzchołka paraboloidy ( $h$ ). Pozostałe parametry można obliczyć z zależności matematycznych podanych w tabeli na s. 260 (za: Borkowski 1986d; por. też Usowicz 1987). Charakterystyki techniczne zebraliśmy w osobnej tabeli (s. 261) na podstawie prac Bujakowskiego (1987) i Gorgolewskiego i in. (1992).

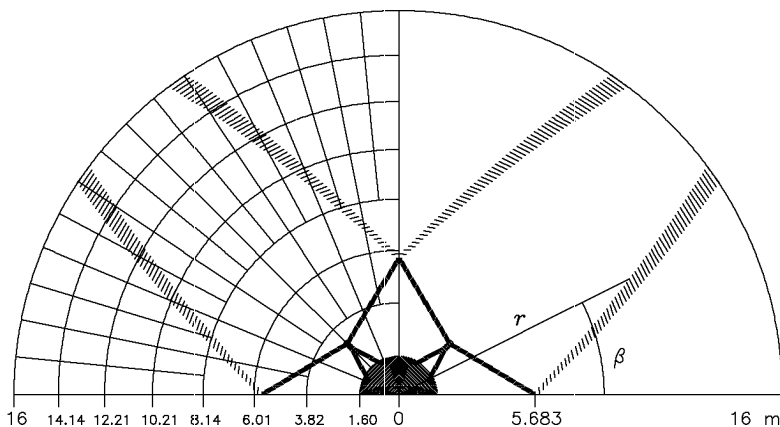
Niezwykle ważną charakterystyką teleskopu jest dokładność wykonania reflektorów, gdyż decyduje ona o jego użyteczności na krótkich falach. Wiadomo, że jeśli błąd średniokwadratowy (rms) powierzchni luster wynosi  $\sigma$ , to traci się na skuteczności wykorzystania apertury anteny o czynnik (np. Ruze 1966):

$$\eta_\sigma = e - (4\pi\sigma/\lambda)^2.$$

Często przyjmuje się, że radioteleskop jest użyteczny do fal  $\lambda = 16\sigma$ , kiedy jego skuteczność maleje do 54 % (o czynnik  $\eta_\sigma = 0,54$ )<sup>2</sup>. Toruńscy radioastronomowie początkowo liczyli na obserwacje na częstościach aż do 43 GHz, ale dziś marzą im się jeszcze wyższe. Oczekiwana dokładność głównego reflektora teleskopu 32-metrowego wynosi 0,5 mm, co oznaczałoby jego używalność nawet na 3 mm (ok. 100 GHz). Uzyskanie tej precyzji nie będzie jednak łatwe i będzie wymagać specjalnych metod holograficznych, w których z obserwacji radioastronomicznych odtwarza się mapę ... samej anteny (np. Scott i Ryle 1972, Moyer i in. 1983, Napier i in. 1983) by wykorzystać ją do precyzyjnej regulacji ustawienia poszczególnych paneli, bądź ich wymiany.

Od strony długich fal ograniczeniem użyteczności tego teleskopu będzie zapewne efekt blokowania (przesłaniania) powierzchni reflektora przez konstrukcję nośną urządzeń instalowanych w ognisku pierwotnym.

<sup>2</sup>Inni biorą za najmniejszą długość fali  $4\pi\sigma$ , przy której skuteczność wykorzystania powierzchni wynosi ok. 37 %.



**Rys. A.3:** Rozkład paneli i blokowanie apertury toruńskiego radioteleskopu 32-metrowego. Na rysunku zachowano skalę. Obszar jaśniej zakreskowany (cień zewnętrzny) ma powierzchnię 22,56 m<sup>2</sup>, zaś ciemniejszy — 7,62 m<sup>2</sup>. Krzywe opisujące brzozy zewnętrznego cienia jednej podpory mają postać  $\beta(r) = \beta_0 - \arccos[r/(2r_0) - 2f^2/(rr_0)]$ , gdzie  $f$  jest ogniskową (11,2 m), a  $\beta_0$  i  $r_0$  wynoszą 2,3345 rad i 60,987 m dla jednej strony cienia zaś 2,2789 rad i 62,043 m — dla drugiej

Zjawisko to staje się coraz groźniejsze w miarę jak rośnie długość fali. Można przyjąć, że oświetlacze są całkowicie przesłonięte przez podpory, gdy średnia odległość podpór sięga ok. pół długości fali. To kryterium zezwalałoby na obserwacje nawet na częstościach znacznie poniżej 100 MHz, ale na dolną granicę przewidziano najniższą ze standartowych częstości VLBI — 327 MHz.

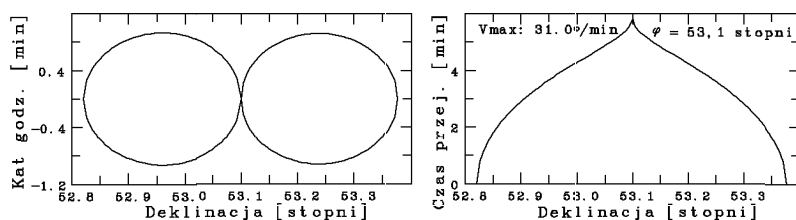
Czynnik blokowania powierzchni pozostaje jednak ważny z powodu wpływu na skuteczność wykorzystania apertury. Mówi się (np. Napier 1989), że skuteczność anteny maleje o czynnik



$$\eta_b = \left( 1 - \frac{\text{powierzchnia zablokowana}}{\text{całkowita powierzchnia apertury}} \right)^2.$$

Na powierzchnię zablokowaną składają się trzy przyczynki: (1) prosty cień subreflektora, (2) prosty cień jego podpór i (3) przesłanianie promieniowania już odbitego od zwierciadła głównego na drodze w kierunku ogniska. Pierwsze dwie składowe jest dość łatwo wyznaczyć, natomiast trzeci składnik może sprawiać pewne trudności — zwłaszcza w konstrukcjach, w których podpory nie leżą w płaszczyznach przechodzących przez oś parabolojdy (tak jest w naszym teleskopie posiadającym 8 podpór lustra Cassegraina). Oryginalne niezbyt skomplikowane rozwiązanie analityczne tego przypadku znaleźli Borkowski i Maciejewski (1987; por. też Maciejewski i Borkowski 1987). Szczegółowe obliczenia analityczne i w oparciu o graficzne rzutowanie (Bujakowski 1985) wykazują w sumie niespełna 8 % strat apertury, co czyni ok. 15 % strat w skuteczności anteny — tylko z powodu blokowania apertury.

Montaż horyzontalny ma tę własność, że istnieje pewien niewielki obszar na niebie w pobliżu zenitu, gdzie teleskop żadną miarą nie nadąży za ruchem dziennym obiektów niebieskich. Wynika to z faktu, że azymut każdego obiektu przechodzącego przez sam zenit zmienia się w nieskończenie krótkim czasie z  $270^\circ$  (albo  $-90^\circ$ ) na  $90^\circ$ . Ogólniej: im



Rys. A.4: Z lewej: wokółzenitalny obszar, w którym średnia szybkość zmiany azymutu źródeł kosmicznych jest większa od  $31^\circ/\text{min}$  na szerokości geograficznej  $\varphi = 53,1^\circ$ . Z prawej: czas potrzebny na dogonienie źródła. Pozorne symetrie względem deklinacji równej  $\varphi$  wynikają z małości różnic

### Martwy obszar w pobliżu zenitu

Szybkość zmiany azymutu  $A$  obiektów poruszających się z ruchem dziennym sfery niebieskiej wynosi:

$$\dot{A} = \frac{\sin \varphi - \sin \delta \cos z}{\sin^2 z} = \sin \varphi + \cos \varphi \frac{\cos A}{\operatorname{tg} z},$$

gdzie  $\varphi$  jest szerokością geograficzną,  $\delta$  — deklinacją obiektu, a  $z$  — jego odległością zenitalną (tj. dopełnieniem do  $\pi/2$  kąta wysokości albo elewacji). Obszar krytyczny, w którym teleskop nie nadąży za źródłem, dla teleskopu o maksymalnej prędkości  $V$  — wyrażonej w jednostkach naturalnych, tj. rad/rad, albo (obroty teleskopu)/(obroty nieba), i przyjmującej znak minus dla obiektów górujących po stronie południowej — mieści się pomiędzy okręgami deklinacyjnymi:

$$\delta_{\pm} = \varphi - \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{\cos \varphi}{\pm V - \sin \varphi},$$

a więc obejmuje pas o szerokości  $\sim 2 \cos \varphi / V$ . Dla Torunia i  $V = 120$  (tzn.  $30^\circ/\text{min}$ )  $\delta_- - \delta_+ = 34,4'$ . Kąt godzinny, przy którym śledzony obiekt ucieknie teleskopowi można obliczyć elementarnie w sposób ścisły (Borkowski 1987e), ale w praktyce bardzo dobrym przybliżeniem jest następujące proste wyrażenie (Borkowski 1987f):

$$t_o \approx - \frac{\sqrt{(\varphi - \delta)(\delta - \delta_{\pm})}}{\cos \delta}.$$

Wielkość  $A_o \approx - \operatorname{arc} \cos \sqrt{(\varphi - \delta)(\pm V - \sin \varphi) / \cos \varphi}$  opisuje odpowiedni kąt azymutu (jest on ujemny, gdyż obiekt znajduje się na wschód od południka).

bliżej obiekt mija zenit (punkt osobliwy), tym szybsze są zmiany azymutu. Można pokazać, że przy szybkości teleskopu w azymucie sięgającej  $30^\circ/\text{min}$  owa „ślepa plama” w okolicy zenitu, gdzie (azymutalna) szybkość źródeł przewyższy tę wartość, ma rozmiary ok.  $0,5^\circ \times 1,5^\circ$  (Borkowski 1987e, 1987f). System sterowania teleskopu musi koniecz- nie uwzględnić istnienie omawianej osobliwości.

## A.4 Współrzędne radioteleskopu 15-metrowego

Współrzędne anten używanych do obserwacji VLBI potrzebne są do modelu *a priori* w czasie korelacji danych. Błędny model utrudnia proces detekcji listków interferencyjnych w sposób zależny od długości bazy interferometru i od częstotliwości obserwacji. Dla sprawnego przebiegu korelacji pożądane jest by wartości *a priori* współrzędnych nie różniły się od prawdziwych o więcej niż kilka metrów. Już z pierwszych analiz obserwacji VLBI z użyciem toruńskiej anteny wynikało, że jej współrzędne nie spełniają wspomnianego oczekiwania. Współrzędne te odczytano z map geodezyjnych zawierających monument w pobliskim Obserwatorium Astronomicznym UMK, którego współrzędne ( $\phi = 53^{\circ}5'47,7'' \pm 0,2''$ ,  $\lambda = 1^{\text{h}}14^{\text{m}}13,06^{\text{s}} \pm 0,03^{\text{s}}$ ) wyznaczono metodami astronomii geodezyjnej (Pieczyński 1958), a zatem w innym układzie odniesienia niż stosowane współcześnie — w szczególności w VLBI. Dokładniejsze współrzędne anteny 15-metrowej będą też przydatne do wstępnego wyznaczenia położenia nowej, odległej o ok. 200 m na wschód, 32-metrowej anteny toruńskiej stacji, która — mamy nadzieję — będzie wykorzystana również do geodezyjnych zastosowań VLBI.

W 1986 r. podjęto próbę poprawienia przyjmowanych współrzędnych na podstawie analizy jednego z typowych eksperymentów astronomicznych na bazie Onsala–Toruń (Borkowski i Graham 1987). Uzyskane wówczas wyniki pozostawiały duży (formalnie 36 m) błąd składowej biegunowej ( $z$ ) toruńskiej stacji (z powodu niewłaściwych źródeł, krótkiego czasu obserwacji i niskiej częstotliwości obserwacji — 1417,99 MHz). W związku z tym w marcu 1990 r. przeprowadzono specjalne 12-godzinne obserwacje na częstotliwości 4990,99 MHz i na tej samej bazie. Obserwowano cztery dość silnie źródła w skanach do dwóch godzin na jednym źródle. Niestety, późniejsza korelacja i dopasowanie listków (*fringe fitting*; przeprowadzone na procesorze w Bolonii w czerwcu 1990 i czerwcu 1991 r.) wykazały, że znaczna część obserwacji jest bezużyteczna z nieznanymi powodów (w Toruniu odnotowaliśmy wyraźne niestabilności wzmocnienia systemu odbiorczego). Pozostała wszakże część danych — w sumie około 3 godzin obserwacji — nadawała się do

dalszej analizy.

Do zmierzonych w Bolonii rezidualnych zapóźnień i częstości listków już w Toruniu dopasowano następujące modele:

$$\tau = \left( \frac{\Delta x}{c} \cos t - \frac{\Delta y}{c} \sin t \right) \cos \delta + \frac{\Delta z}{c} \sin \delta + a + bT$$

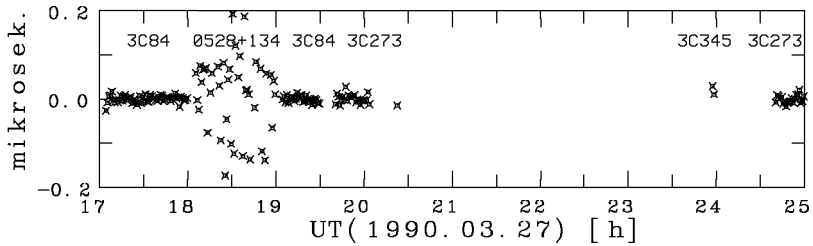
$$\dot{\tau} = -\Omega \left( \frac{\Delta x}{c} \sin t + \frac{\Delta y}{c} \cos t \right) \cos \delta + b,$$

gdzie  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  i  $\Delta z$  są trzema niewiadomymi poprawkami współrzędnych prostokątnych (kierunek  $y$  określono tutaj dodatnio na wschód),  $\delta$  i  $t$  — deklinacją i kątem godzinnym obserwowanego źródła widzianym z Greenwich,  $c$  jest prędkością światła,  $\Omega$  — prędkością dobowej rotacji Ziemi,  $T$  — czasem (UTC lub TAI), a  $a$  i  $b$  reprezentują niewiadome: stałą epoki i tempo względnego dryfu zegarów w Onsali i Toruniu. Dopasowanie ważoną metodą najmniejszych kwadratów przebiegało w zasadzie zgodnie z algorytmem podanym w p. 6.8.3.

Średniokwadratowe odchyłki danych pomiarowych od dopasowanego modelu wyniosły 10,1 ns w zapóźnieniu i 1,75 mHz (albo 0,35 ps/s) w częstości listków. Otrzymano następujące poprawki:

$$\begin{aligned} \Delta x &= -5,72 \pm 0,19 \text{ m}, \\ \Delta y &= -5,12 \pm 0,54 \text{ m}, \\ \Delta z &= -123,45 \pm 1,66 \text{ m}, \\ a &= -0,232 \pm 0,003 \text{ } \mu\text{s} \quad \text{oraz} \\ b &= -1,469 \pm 0,007 \text{ } \mu\text{s/dobę}. \end{aligned}$$

Współrzędne poprawione, uzyskane ze złożenia wyznaczonych poprawek i wartości przyjętych (*a priori*) zawiera Tab. A.1. Odnoszą się one formalnie do międzynarodowego układu ziemskiego ITRF (IERS Terrestrial Reference Frame), a z drugiej strony wskazują na punkt na osi biegunowej toruńskiego teleskopu, przez który przechodzi płaszczyzna prostopadła do tej osi i zawierająca oś deklinacji. Współrzędne kartezjańskie z Tab. A.1 można łatwo zamienić na biegunowe geocentryczne i geodezyjne (np. korzystając z algorytmu podanego w Dodatku B). Przyjmując elipsoidę IAU (wielka półoś 6378140 m i spłaszczenie



Rys. A.5: Końcowe rezidua najlepiej dopasowanych obserwowanych zapóźnień [ $\mu\text{s}$ ]

Tabela A.1: Wektor bazy i współrzędne anten

| Wektor                       | $x$ [m]    | $y$ [m]    | $z$ [m]    |
|------------------------------|------------|------------|------------|
| Onsala85 (przyjęte)          | 3370968,18 | 711464,92  | 5349664,11 |
| Baza                         | 267641,43  | 510308,31  | -272639,61 |
| Toruń (poprawione)           | 3638609,62 | 1221773,23 | 5077024,50 |
| Błąd formalny ( $1 \sigma$ ) | 0,19       | 0,54       | 1,66       |

1/298,257) dostaje się dla referencyjnego punktu anteny toruńskiej:

|                                  |                          |
|----------------------------------|--------------------------|
| Promień wodzący                  | 6364619,98 $\pm$ 1,42 m  |
| Długość geograficzna (wschodnia) | 18°33'39,72" $\pm$ 0,03" |
| Szerokość geocentryczna          | 52°54'37,93" $\pm$ 0,03" |
| Szerokość geodezyjna             | 53°05'43,79" $\pm$ 0,03" |
| Wysokość nad elipsoidą           | 112,35 $\pm$ 1,43 m      |

Podane tutaj błędy są obliczone z formalnych błędów parametrów  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  i  $\Delta z$  oraz macierzy ich kowariancji.

Nieco bardziej szczegółowy raport z opisaney analizy zawiera praca Borkowskiego i Bäätha (1992).

## Dodatek B

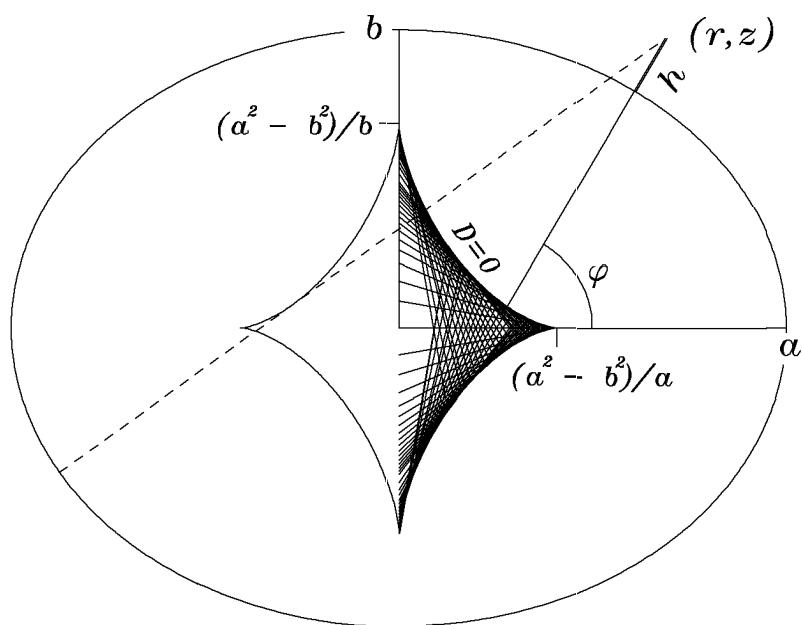
# Ścisłe obliczanie współrzędnych geodezyjnych



agadnienie transformacji współrzędnych pomiędzy układem geocentrycznym a geodezyjnym występuje w codziennej praktyce w geodezji i astrometrii, a współczesne pomiary astrogeodezyjne wymagają zgodnej pary transformacji, których dokładności utrzymują się w dużym przedziale wysokości na dowolnej szerokości geograficznej. O ile zamiana elipsoidalnych współrzędnych geodezyjnych: szerokości ( $\varphi$ ), długości i wysokości nad elipsoidą odniesienia ( $h$ ), na geocentryczne współrzędne kartezjańskie ( $x, y, z$ ) lub biegunowe (szerokość, długość i promień wodzący) nie stanowi żadnego problemu, o tyle proces odwrotny sprawia pewne trudności. Odwrotne przekształcenie wykonuje się zwykle w sposób przybliżony w procesie iteracyjnym, albo używając przybliżeń w postaci szeregów potęgowych lub innych zwartych wyrażeń. Poniżej przedstawiamy algorytm oparty o ścisłe rozwiązanie znalezione przez autora tej monografii.

Znane zależności zamiany współrzędnych geodezyjnych na kartezjańskie można ująć w następujące formuły:

$$\begin{aligned} r &= a \cos \psi + h \cos \varphi \quad \text{oraz} \\ z &= b \sin \psi + h \sin \varphi, \end{aligned} \tag{B.1}$$



**Rys. B.1:** Sposób określania współrzędnych geodezyjnych  $(\varphi, h)$  na przykładzie elipsoidy o dużym spłaszczeniu  $[(a - b)/a = 0,23$ ; parametr ten dla elipsoidy ziemskiej wynosi ok.  $0,003$ ]. Współrzędne prostokątne  $(r, z)$  biegną od środka elipsy wzdłuż osi  $a$  i  $b$ , odpowiednio.  $D$  jest ujemne wewnątrz asteroidy, gdzie występują 4 rozwiązania rzeczywiste na  $(\varphi, h)$  dla każdego  $(r, z)$ . W innych miejscach są dwa takie rozwiązania, z których jedno ma  $|\varphi| > 90^\circ$  (tu: linia przerywana wzdłuż ujemnej wysokości,  $h$ )

gdzie  $a$  ( $b$ ) jest wielką (małą) półosią elipsoidy odniesienia, a  $r$  (składowa równikowa) rozkłada się na  $x$  i  $y$  przez pomnożenie przez funkcje kosinus i sinus, odpowiednio, długości geograficznej. Parametr  $\psi$ , nazywany niekiedy szerokością *parametryczną* lub zredukowaną albo

ekscentryczną, oblicza się ze wzoru:

$$\psi = \arctg\left(\frac{b}{a} \operatorname{tg} \varphi\right). \quad (\text{B.2})$$

Problemem jest znalezienie  $\varphi$  i  $h$ , gdy dane są  $r$  i  $z$ . Geometrycznie oznacza to wyznaczenie kierunku prostej prostopadłej do elipsoidy z danego punktu  $(r, z)$ . Kąt, pod którym prosta taka przebija płaszczyznę równika, jest szerokością geodezyjną,  $\varphi$ , konwencjonalnie liczoną dodatnio na północ od równika, a ujemnie — na południe. Odległość punktu od elipsoidy jest wysokością,  $h$  (dodatnią na zewnątrz elipsoidy). Używając elementarnych przekształceń można sprawdzić, że problem ten sprowadza się do rozwiązania równania  $ar \operatorname{tg} \psi = bz + (a^2 - b^2) \sin \psi$  albo:

$$2 \sin(\psi - \Omega) - c \sin 2\psi = 0, \quad (\text{B.3})$$

gdzie  $\Omega = \arctg[bz/(ar)]$ , zaś  $c = (a^2 - b^2)/[(ar)^2 + (bz)^2]^{1/2}$ .

Taka reprezentacja omawianego problemu wydaje się być całkiem oryginalna. Równanie powyższe na kilka sposobów można przekształcić do wielomianu czwartego stopnia. Jeśli wyrazimy je w  $\operatorname{tg}(\pi/4 - \psi/2) \equiv t$ , to dostaniemy wyjątkowo prostą postać takiego wielomianu:

$$t^4 + 2Et^3 + 2Ft - 1 = 0, \quad (\text{B.4})$$

gdzie

$$E = \operatorname{tg} \Omega - \frac{c}{\cos \Omega} = \frac{bz - (a^2 - b^2)}{ar} \quad \text{i} \quad (\text{B.5})$$

$$F = \operatorname{tg} \Omega + \frac{c}{\cos \Omega} = \frac{bz + (a^2 - b^2)}{ar}. \quad (\text{B.6})$$

Istnieją standartowe rozwiązania równań czwartego stopnia, z których w naszym przypadku najodpowiedniejszym zdaje się być tzw. rozwiązanie Ferrariego. W już zredukowanej formie jest ono następujące:

$$t = \pm \sqrt{G^2 + \frac{F - vG}{2G - E}} - G, \quad (\text{B.7})$$

gdzie

$$G = \frac{\pm \sqrt{E^2 + v} + E}{2}, \quad (\text{B.8})$$



$$v = (\sqrt{D} - Q)^{1/3} - (\sqrt{D} + Q)^{1/3}, \quad (\text{B.9})$$

$$D = P^3 + Q^2, \quad (\text{B.10})$$

$$P = \frac{4}{3}(EF + 1) \quad \text{oraz} \quad (\text{B.11})$$

$$Q = 2(E^2 - F^2). \quad (\text{B.12})$$

Dla przypadku  $D < 0$ , aby uniknąć w tej sytuacji uciążliwej arytmetyki liczb zespolonych, można użyć równoważnego, ale wygodniejszego od (B.9) wyrażenia:

$$v = 2\sqrt{-P} \cos \left[ \frac{1}{3} \arccos \left( \frac{Q}{\sqrt{-P^3}} \right) \right]. \quad (\text{B.13})$$

Warto jednak wiedzieć, że przypadek  $D < 0$  (między środkiem elipsy i krzywą  $D = 0$ ) będzie w praktyce co najwyżej marginalnie użyteczny, gdyż  $D$  jest dodatnie wszędzie dalej niż około 21 – 45 km od środka elipsoidy ziemskiej. W ogólności krzywa  $D = 0$ , albo  $27[abrz(a^2 - b^2)]^2 = [(a^2 - b^2)^2 - (ar)^2 - (bz)^2]^3$ , osiąga osie  $r$  oraz  $z$  w punktach  $\pm(a^2 - b^2)/a$  oraz  $\pm(a^2 - b^2)/b$ , a jej minimalna odległość od początku układu kartezjańskiego przypada dla  $\Omega = \pi/4$  i wynosi  $(a/b - b/a)\sqrt{(a^2 + b^2)}/8$ . Ciekawe, że jest ona obwiednią prostych prostopadłych do elipsy w sąsiednim kwadrancie (jest więc tzw. *ewolutą* elipsy).

Każde rozwiązanie rzeczywiste z czterech podanych [odpowiadających czterem kombinacjom znaków  $+/-$  w równaniach (B.7) i (B.8)] reprezentuje inną parę współrzędnych geodezyjnych, a odpowiadające im kierunki są stycznymi do właściwych gałęzi ewoluty. Współrzędne te można odzyskać z  $t$  w następujący sposób:

$$\varphi = \arctg \frac{a(1 - t^2)}{2bt} \quad \text{oraz} \quad (\text{B.14})$$

$$h = (r - at) \cos \varphi + (z - b) \sin \varphi. \quad (\text{B.15})$$

Oczywiście, w praktyce nie są potrzebne wszystkie cztery rozwiązania (wszystkie one są rzeczywiste dla  $D < 0$ , a tylko dwa są takie w przeciwnym przypadku). Aby uzyskać wygodny do zaprogramowania algorytm dający to pojedyncze pożądane rozwiązanie wystarczy opuścić podwójne znaki ( $\pm$ ) we wzorach (B.7) i (B.8) pozostawiając tam dodatnie wartości pierwiastków. Taki algorytm będzie poprawny tylko

```

      subroutine GEOD(r,z,fi,h)
c Program to transform Cartesian to geodetic coordinates based on
c the exact solution (Borkowski, 1989a)
c Input:  r, z = equatorial [m] and polar [m] components
c Output: fi, h = geodetic latitude [rad] and height [m]
      implicit real*8(a-h,o-z)
c Examples of semimajor axis (a) and inverse flattening (fr):
c European Datum (ED-79)          6378388, 297
c World Geodetic System (WGS-72) 6378135, 298.26
c World Geodetic System (WGS-84) 6378137, 298.257223563
c IAU system of constants          6378140, 298.257
      data a,fr /6378140.d0,298.257d0/
      b = dsign(a - a/fr,z)
      E = ((z + b)*b/a - a)/r
      F = ((z - b)*b/a + a)/r
c Find solution to: t**4 + 2*E*t**3 + 2*F*t - 1 = 0
      P = (E*F + 1.)*4d0/3.d0
      Q = (E*E - F*F)*2.d0
      D = P*P*P + Q*Q
      if(D.ge.0d0) then
        s = dsqrt(D) + Q
        s = dsign(dexp(dlog(dabs(s))/3d0),s)
        v = P/s - s
c Improve the accuracy of numeric value of v
        v = -(Q + Q + v*v*v)/(3*P)
      else
        v = 2.*dsqrt(-P)*dcos(dacos(Q/P/dsqrt(-P))/3.)
      endif
      G = .5*(E + dsqrt(E*E + v))
      t = dsqrt(G*G + (F - v*G)/(G + G - E)) - G
      fi = datan((1.d0 - t*t)*a/(2*b*t))
      h = (r - a*t)*dcos(fi) + (z - b)*dsin(fi)
      end

```

Test:

| r        | z         | fi                | h                 |
|----------|-----------|-------------------|-------------------|
| 4000000. | 6000000.  | 0.985526645027216 | 847786.688189974  |
| 4000.000 | -6000.000 | -1.48883906081174 | -6350591.52477262 |

dla  $a > b$  (co w praktyce jest zawsze spełnione) i  $\varphi > 0$ . Także to ostatnie ograniczenie niewiele ujmuje z ogólności rozwiązania, gdyż na południowej półkuli mamy takie same wyniki, tyle że z przeciwnym znakiem szerokości. Ponadto, w naszym algorytmie istnieje prosty sposób automatycznego przypisania właściwego znaku wynikowi: nadanie małej pólności  $b$  znakowi współrzędnej  $z$  przed procesem rozwiązywania problemu czyni podany algorytm (ten uproszczony do dodatnich pierwiastków) poprawnym na obu półkulach — bez konieczności wyszukiwania właściwego rozwiązania spośród czterech.

Podany algorytm jest ścisły, ale w praktyce będą występowały błędy zaokrągleń<sup>1</sup>. Warto w związku z tym odnotować, że błędy takie można znacznie zredukować w przypadku obliczania pierwiastka sześciennego, skąd pochodzi największy przyczynek. Można mianowicie poprawić wynik otrzymany z (B.9), mówimy  $v'$ , korzystając z *resolwenty* równania (B.4) (której jednym z trzech pierwiastków jest właśnie  $v$  bądź  $v'$ ):

$$v = -\frac{v'^3 + 2Q}{3P}. \quad (\text{B.16})$$

Nietrudno jest pokazać, że  $v$  z powyższego równania jest dokładniejsze niż  $v'$  o ile tylko  $v^2 < |P|$ , co jest spełnione wszędzie poza kołem o promieniu ok. 70 km wokół środka ziemskiej elipsoidy. W przypadkach wielokrotnych przeliczeń ważna może okazać się szybkość rachunków. Podany algorytm będzie znacząco szybszy, gdy równanie (B.9) zastąpi się równoważnym:

$$v = \frac{P}{s} - s, \quad (\text{B.17})$$

gdzie  $s = \sqrt[3]{\sqrt{D} + Q}$ , co pozwala wyeliminować obliczanie jednego z dwóch pierwiastków sześciennych ( $s$  nigdzie nie znika dla  $D > 0$ ).


Trzon przedstawionego algorytmu opublikowano pierwotnie w pracach Borkowskiego (1987d i 1989a). Na poprzedniej stronie znajduje się gotowy podprogram (w języku FORTRAN) realizujący ten algorytm (por. też Borkowski 1991a s. 21 i 1992a).

---

<sup>1</sup>W czasie pisania tej pracy odkryłem osobliwość w opisanym algorytmie dla  $P = 0$ , albo  $EF = -1$ , która występuje w odległości 41 – 46 km od środka Ziemi, jest więc niegroźna w praktycznych zastosowaniach.

## Dodatek C

# Jak uzyskać własne dane VLBI

iększość obserwacji VLBI robionych na świecie jest od początku do końca dziełem radioastronomów. Nie oznacza to jednak, że jedynie oni mają na to wyłączność. W zasadzie każdy może ubiegać się o obserwacje VLBI zrobione specjalnie dla niego, ale zawsze wymagane jest spełnienie kilku warunków, z których najważniejszym jest przedstawienie tzw. „propozalu”, tj. pisemnego wniosku albo propozycji obserwacji. Opiszemy teraz w skrócie drogę pozyskiwania wyników VLBI praktykowaną w EVN (Alef i in. 1991, Schilizzi 1989, Booth 1983, por. też Backer 1981).

Propozal, o objętości do 3 stron maszynopisu, powinien być zaopatrzone w standartowy formularz (ang. cover sheet; jawna część wniosku), podsumowanie (summary), naukowe uzasadnienie proponowanych obserwacji (dlaczego wybrano dany obiekt, sugerowaną sieć teleskopów i częstości obserwacji, czego się oczekuje z wyników, w jaki sposób obiekt reprezentuje pewną klasę lub jest kluczem do problemu astrofizycznego; zaleca się dołączenie wspierających materiałów w rodzaju preprintów, kopii streszczeń i rysunków), parametry techniczne [współrzędne i gęstość strumienia obiektu, sieć teleskopów, częstość i czas obserwacji, sposób zapisu (jeśli żąda się systemu Mark III, to winno to być dodatkowo uzasadnione wymogiem wysokiej czułości), szczegóły dotyczące wyboru polaryzacji oraz sekwencji kalibracji fazy], stan do-

tychczasowych obserwacji VLBI tego obiektu lub tego typu i wreszcie odnośniki literaturowe.

Gotowy wniosek trzeba przedłożyć aktualnemu przewodniczącemu komitetu programowego EVN (obecnie swą dwuletnią kadencję kończy R. Fanti) lub USVN (na ręce C. Lonsdale z Haystack Observatory, Mass.), a propozale globalne w oba miejsca (użycie teleskopów spoza sieci wymaga skontaktowania się autora wniosku z odpowiednimi dyrektorami stacji VLBI do dnia 1 lutego (na sesję czerwową), 1 czerwca (październikową i grudniową) lub 1 października (sesja w lutym i kwietniu). Komitet programowy EVN zbiera się trzykrotnie w roku by rozpatrzyć złożone wnioski. Każdy z nich (także „globalne”) otrzymuje ocenę w skali do 10 punktów. W USA recenzenci oceniają propozale niezależnie od siebie, a „planista” (ang. scheduler) bierze wartość średnią. Autorzy są informowani listownie o wynikach oceny. W zależności od oceny proponowane obserwacje czekają dłużej lub krócej w kolejce, jednak przepadają po roku oczekiwania (albo po dwóch sesjach na danej częstotliwości, jeśli odstęp między nimi jest dłuższy niż rok) jeśli w tym czasie nie zmieszczą się w grupie realizowanych.

Odpowiedzialne osoby w EVN i USVN w porozumieniu ustalają blokowy program poszczególnych sesji obserwacyjnych. Program taki zawiera nazwiska autorów, numery projektów, tytuły propozali, tryb rejestracji, listę teleskopów sieci VLBI, wskazanie korelatora, ilość wymaganych taśm magnetycznych dla Mark III, datę i czas obserwacji oraz daty i godziny kalibracji sieci (obserwacje standartowych radioźródeł). Luki w programie blokowym mogą być wypełnione krótkimi obserwacjami (Mark II do 4 godzin) proponowanymi do 3 tygodni przed początkiem sesji, co jest wygodną formą przeprowadzenia pilotowych obserwacji większych eksperymentów.

Szczegółowy plan każdej obserwacji przygotowują projektodawcy i muszą go dostarczyć do osoby odpowiedzialnej (tzw. „VLBI Friend”) w każdej stacji całej sieci VLBI przynajmniej na 2 tygodnie przed początkiem sesji obserwacyjnej. W planie takim winny być zaznaczone: data, czas UT początku i końca obserwacji, nazwa, współrzędne i przybliżony strumień źródła, godziny pomiarów kalibracyjnych (temperatury systemowe i antenowe, sprawdzenie prowadzenia teleskopu i t.p.) oraz godziny zmian taśm magnetycznych (w systemie Mark II normalnie o pełnych godzinach co 4 godziny).

Obserwacje wykonywane są przez wszystkie stacje indywidualnie wg. szczegółowego planu autorów. Po zakończeniu sesji zapisane taśmy są przesyłane do wskazanych korelatorów, a raporty na standardowych formularzach wraz z danymi o przeprowadzonych kalibracjach — do autorów propozycji i do korelatorów.

Korelacja obserwacji systemem Mark III na ogół wykonywana jest bez udziału autorów propozycji, który to udział jest normalnie praktykowany na korelatorach Mark II. Dane kalibracyjne sesji (odchyłki wskazań zegarów, częstości oscylatorów lokalnych, oceny czasu spójności) nadzoruje ustalony specjalista sieci („network scientist”), który także zbiera informacje o wszelkich usterkach i „wpadkach” w poszczególnych stacjach.

W rok po obserwacjach od ich autora wymaga się dostarczenia informacji o poprawności działania sieci w czasie jego eksperymentu.

Z powyższego opisu wynika, że chociaż nie konieczne ale wysoce rozsądne jest skontaktowanie się osoby zamierzającej ubiegać się o przeprowadzenie dla niej obserwacji VLBI z pracownikami odpowiedzialnymi za tego typu obserwacje w którejś ze stacji VLBI. W Toruniu taką osobą (VLBI Friend) jest dr Andrzej Marecki.

Ważnym zagadnieniem w przygotowywaniu propozycji obserwacji jest ocena czułości wybranej sieci. Niepewność pomiaru strumienia na pojedynczej bazie VLBI można obliczyć ze wzoru<sup>1</sup>:

$$\sigma \approx \frac{5 \cdot 10^6}{d_1 d_2} \cdot \sqrt{\frac{T_1 T_2}{\eta_1 \eta_2 \Delta f \Delta t}},$$

gdzie  $\eta_i$  są skutecznościami anten (od 0 do 1),  $d_i$  — średnicami anten (w metrach),  $T_i$  — całkowitymi temperaturami systemowymi (w kelwinach),  $\Delta f$  — szerokością zapisywanego pasma częstości (w hercach), a  $\Delta t$  — czasem integracji (w sekundach). Uzyskany wynik wyraża minimalny wykrywalny sygnał w milijankach. Dla pewnej detekcji sygnału trzeba przyjąć około  $7\sigma$  dla systemu Mark III i około  $4\sigma$  — dla Mark II. Z takich obliczeń można ocenić, który z systemów jest właściwy dla upatrzonych celów.

---

<sup>1</sup>Wszystkie wzory w tym punkcie pochodzą z „handbooków” VLBI (np. Alef i in. 1991).

Czas integracji wymagany do uzyskania właściwego stosunku sygnału do szumu w końcowej mapie można ocenić ze wzoru:

$$\Delta t \approx \frac{42,2 \langle T_{sys} \rangle^4}{\Delta f^2 N^2 (N-1)^2 \sigma^4 \tau_c},$$

gdzie  $\langle T_{sys} \rangle$  jest średnią geometryczną wszystkich  $T_{sys}$  sieci [Jy],  $\tau_c$  — czasem spójnej integracji [s],  $N$  — ilością anten, zaś  $\sigma$  — wartością wymaganego szumu „termicznego” na piksel końcowej mapy [mJy]. Niestety, współczesne sieci rzadko zapewniają osiągnięcie takiej granicy, ze względu na niepełne pokrycie płaszczyzny uv.

W VLBI efektywne pole widzenia jest ograniczone przez skończoną wstęgę i czas integracji sygnału. Efekt wygładzania spowodowany wstęgą częstości staje się znaczący (10 % strata amplitudy) w kątowych odległościach od centrum fazowego:

$$\theta \approx \theta_{0,5} \frac{f}{\Delta f},$$

gdzie  $\theta_{0,5}$  jest szerokością (na połowie mocy) zsyntezowanej wiązki, zaś  $f$  — częstością obserwacji. Dla EVN na fali 18 cm ze wstęgą 28 MHz pole widzenia wynosi 1,1'' (przyjmując  $\theta_{0,5} \approx 0,02''$ ).

Czas spójnej integracji należy wybrać dostatecznie duży, jednak nie do przesady, gdyż wygładzanie w czasie jest równoważne uśrednianiu wzdłuż ścieżek na płaszczyźnie uv. Jeśli akceptujemy 10 % straty amplitudy  $r$ , wtedy pole widzenia zostaje ograniczone do

$$\theta \leq 26\,300 \sqrt{1-r} \frac{\theta_{0,5}}{\Delta t}.$$

Dla EVN na 18 cm, przy  $r \approx 0$  i  $\Delta t \approx 500$  s, otrzymamy  $\theta \approx 1''$ .

# Spis literatury

- Ables J.G., 1974, *Astron. & Astrophys. Suppl. Ser.*, **15**, 383.
- Adgie R.L., Gent H., Slee O.B. i in., 1965, *Nature*, **208**, 275.
- Agostini A. de, Taylor S.C., Peter G.C., 1992, *ESA J.*, **16**, 217.
- Alcolea J., Menten K.M., Moran J.M., Reid M.J., 1992, w: Clegg i Nedoluha (1992).
- Alef W., 1982, praca doktorska, MPIfR, Bonn (RFN).
- Alef W., 1989, w: Felli i Spencer (1989), s. 97.
- Alef W., Porcas R.W., 1986, *Astron. & Astrophys.*, **168**, 365.
- Alef W., Garrett M.A., Mantovani F., 1991, *European VLBI Handbook*, Istituto di Radioastronomia del CNR, Bologna.
- Alekseev V.A., Gatelyuk E.D., Krotikov V.D. i in., 1970, *Radiofiz.*, **13**, 5.
- Alekseev V.A., Antonets M.A., Vitkevich V.V. i in., 1971, *Radiofiz.*, **14**, 1303.
- Alekseev V.A., Antonets M.A., Gatelyuk E.D. i in., 1972, *Radiotekh. Elektron.*, **17**, 332.
- Alekseev V.A., Antonets M.A., Vinyakin E.N. i in., 1973a, *Radiofiz.*, **16**, 1307.
- Alekseev V.A., Antonets M.A., Braude S.Ya. i in., 1973b, *Radiofiz.*, **16**, 1318.
- Alekseev V.A., Braude S.Ya., Brumberg V.A. i in., 1980, Projekt POLIGAM, *Soobshch. SAO AN SSSR*, zeszyty 27 – 30.
- Allan D.W., 1966, *Proc. IEEE*, **54**, 221.
- Anderson A.J., 1983, w: Biraud (1983), s. 361.
- Anderson A., Cazenave A. (red.), 1986, *Space Geodesy and Geodynamics*, Academic Press, London.



- Andrew B.H. (red.), 1980, *Interstellar Molecules* (IAU Symp. **87**, Mount Tremblant), Reidel, Dordrecht.
- Andreyanov V.V., Kardashev N.S., 1981, *Kosm. Issl.*, **19**, 763.
- Andreyanov V.V., Kardashev N.S., Popov M.V. i in., 1986, *Astron. Zh.*, **63**, 850.
- Angelotti E., Cordera F., 1975, w: Enslin i Proverbio (1975), s. 207.
- Annual Report ATNF*, 1990, Australia Telescope National Facility 1990, doroczny raport ATNF Steering Committee, CSIRO, Epping.
- Aoki S., Guinot B., Kaplan G.H. i in., 1982, *Astron. & Astrophys.*, **105**, 359.
- Argue A.N., 1986, w: Eichhorn i Leacock (1986), s. 757.
- Arias E.F., Lestrade J.-F., Feissel M., 1988, w: Babcock i Wilkins (1988), s. 61.
- Babcock A.K., Wilkins G.A. (red.), 1988, *The Earth's Rotation and Reference Frames for Geodesy and Geodynamics* (IAU Symp. **128**, Coolfont), IAU - Kluwer Academic Publ., Dordrecht.
- Backer D.C. (red.), 1981, *USA VLBI Network Handbook*, Univ. California, Berkeley (z późniejszymi uzupełnieniami).
- Baker T.F., 1984, *Sci. Progress Oxford*, **69**, 197.
- Baldwin J.E., Warner P.J., 1976, *MNRAS*, **175**, 345.
- Baldwin J.E., Warner P.J., 1978, *MNRAS*, **182**, 411.
- Baldwin J.E., Warner P.J., 1979, w: Schooneveld (1979), s. 67.
- Ball J.A., 1976, *Meth. Exper. Phys.*, **12C**, 46.
- Barcia A., Alcolea J., Bujarrabal V., 1989, *Astron. & Astrophys. Lett.*, **215**, L9.
- Bare C., Clark B.G., Kellermann K.I. i in., 1967, *Science*, **157**, 189.
- Barnes J.A., Chi A.R., Cutler L.S. i in., 1971, *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **20**, 105.
- Barret A.H., Schwartz P.R., Waters J.W., 1971, *Astrophys. J.*, **168**, L101.
- Bartel N., 1985a, w: Supernovae as Distance Indicators (red.: N. Bartel, Springer, Berlin), *Lecture Notes Phys.*, **224**, 107.
- Bartel N., 1985b, w: Swings (1985), s. 655.
- Bartel N., Ratner M.I., Shapiro I.I. i in., 1985a, *Astron. J.*, **90**, 318.
- Bartel N., Rogers A.E.E., Shapiro I.I. i in., 1985b, *Nature*, **318**, 25.
- Bartel N., Herring T.A., Ratner M.I. i in., 1986, *Nature*, **319**, 733.
- Bartel N., Dhwan V., Krichbaum T. i in., 1988, *Nature*, **334**, 131.

- Bates R.H.T., 1969, *MNRAS*, **142**, 413.
- Bates R.H.T., 1978, *Astron. & Astrophys.*, **70**, L27.
- Bates R.H.T., Napier P.J., 1972, *MNRAS*, **158**, 405.
- Bååth L.B., 1991a, w: Hirabayashi i in. (1991), s. 285.
- Bååth L.B., 1991b, w: Hirabayashi i in. (1991), s. 353.
- Bååth L.B., Padin S., Woody D. i in. (w tym Kus A.J.), 1991, *Astron. & Astrophys.*, **241**, L1.
- Bendat J.S., Piersol A.G., 1971, *Random Data: Analysis and Measurement Procedures*, J. Wiley and Sons, New York (tłum. polskie: PWN, Warszawa 1976).
- Bendat J.S., Piersol A.G., 1980, *Engineering Applications of Correlation and Spectral Analysis*, J. Wiley and Sons, New York (tłum. ros.: Mir, Moskwa 1983).
- Benjauthrit B., 1978, An Extensive Bibliography on Long Baseline Interferometry, *DSN Progress Rep. 42-46*, s. 154 – 181.
- Benson J.M., Mutel R.L., 1979, *Astrophys. J.*, **233**, 119.
- Benson J.M., Mutel R.L., 1982, *Astrophys. J.*, **253**, 199.
- Benson J.M., Walker R.S., Unwin S.C. i in., 1988, *Astrophys. J.*, **334**, 560.
- Bevis M., 1987, *Math. Geology*, **19**, 561.
- Beyer W., Campbell J., Lohmar F.J. i in., 1982, *NOAA Techn. Rep. NOS 95*, NGS 24, s. 105.
- Bhonsle R.V., Alurkar S.K., Degaonkar S.S. i in., 1984, w: Fanti i in. (1984), s. 391.
- Biraud F. (red.), 1983, *Very Long Baseline Interferometry Techniques*, CNES, Cepadues-Editions, Toulouse.
- Bock Y., 1980, A VLBI Variance-Covariance Analysis Interactive Computer Program, *Report No. 298*, Dept. Geod. Sci., Ohio State Univ., Columbus (Ohio).
- Bock Y., 1985, *Marine Geodesy*, **9**, 187.
- Bock Y., Abbot R.I., Counselman C.C. i in., 1984, *Bull. Géod.*, **58**, 211.
- Bock Y., Abbot R.I., Counselman C.C. i in., 1985, *J. Geophys. Res.*, **90** (B9), 7689.
- Booth R.S. (red.), 1983, *European VLBI Handbook*, MPI, Bonn.
- Booth R.S., Kus A.J., Norris R.P., Porter N.D., 1981, *Nature*, **290**, 382.

- Borkowski K.M., 1979, *Pomiary promieniowania Słońca na falach metrowych na przykładzie toruńskich obserwacji interferometrycznych na częstotliwości 127 MHz* (praca doktorska), UMK, Toruń, ss. 237.
- Borkowski K.M., 1980a, Odbiorniki radioastronomiczne, *Post. Astron.*, **XXVIII**, 15 – 34.
- Borkowski K.M., 1980b, Teoria odbioru interferometrycznego w radioastronomii, *Post. Astron.*, **XXVIII**, 79 – 93.
- Borkowski K.M., 1983, Interferometria wielkobazowa. Część III: Obróbka danych VLBI, *Post. Astron.*, **XXXI**, 255 – 277.
- Borkowski K.M., 1984a, Interferometria wielkobazowa. Część V: Widmowa VLBI — Obserwacje i redukcja danych, *Post. Astron.*, **XXXII**, 133 – 154.
- Borkowski K.M., 1984b, Interferometria wielkobazowa. Część VI: Metody widmowej VLBI, *Post. Astron.*, **XXXII**, 205 – 219.
- Borkowski K.M., 1985a, Interferometria wielkobazowa. Część VII: Znaczenie VLBI dla astrometrii, geofizyki i nawigacji, *Post. Astron.*, **XXXIII**, 79 – 92.
- Borkowski K.M., 1985b, Generalized Projection Theorem for Mapping with Radio Interferometers, *Astrophys. & Space Sci.*, **111**, 203 – 205.
- Borkowski K.M., 1985c, VLBI, *Młody Technik*, **36**, Nr 6, 6 – 19.
- Borkowski K.M. (red.), 1985d, *Propozycja budowy anteny 32 m*, Katedra Radioastronomii UMK, Toruń, s. 1 – 37.
- Borkowski K.M., 1986a, Interferometria wielkobazowa. Część VIII: Metody i techniki VLBI w astrometrii, geofizyce i nawigacji, *Post. Astron.*, **XXXIV**, 23 – 44.
- Borkowski K.M., 1986b, Biases of Digital VLBI Observables due to Small Signal Approximation and Imperfect Fringe Rotators, *Astron. & Astrophys.*, **157**, 91 – 95.
- Borkowski K.M., 1986c, Signal Loss due to Imperfect Fringe Rotation in VLBI Correlators Revisited, *Astrophys. & Space Sci.*, **128**, 443 – 446.
- Borkowski K.M., 1986d, Propozycja 32-m radioteleskopu dla Torunia — uzasadnienie założeń wstępnych, *Post. Astron.*, **XXXIV**, 201 – 214.
- Borkowski K.M., 1987a, Interferometria wielkobazowa. Część IX: Organizacja i opracowanie obserwacji geodezyjno-astrometrycznych, *Post. Astron.*, **XXXV**, 75 – 98.
- Borkowski K.M., 1987b, VLBI Correlator Can Perform Better, *Acta Astron.*, **37**, 89 – 98.

- Borkowski K.M., 1987c, Korelator VLBI z 5-poziomowym rotatorem listków, w: Krygier (1987), cz. I, s. 342 – 344.
- Borkowski K.M., 1987d, Transformation of Geocentric to Geodetic Coordinates without Approximations, *Astrophys. & Space Sci.*, **139**, 1 – 4 [Erratum: vol. **146** (No. 1, July 1988), 201].
- Borkowski K.M., 1987e, Near Zenith Tracking Limits for Altitude–Azimuth Telescopes, *Acta Astron.*, **37**, 79 – 88.
- Borkowski K.M., 1987f, Okołozenitalne ograniczenia obserwacji astronomicznych dla teleskopów o montażu horyzontalnym, w: Krygier (1987), cz. I, s. 337 – 341.
- Borkowski K.M., 1987g, Detecting the Band–Limited Gaussian Noise, *Scientific Instrumentation*, **2**, No. 1, 121 – 123.
- Borkowski K.M., 1989a, Accurate Algorithms to Transform Geocentric to Geodetic Coordinates, *Bulletin Géodésique*, **63**, 50 – 56.
- Borkowski K.M., 1989b, *Wytyczne do nadrzędnego programu sterowania RT-32* (raport wewnętrzny KR UMK), Toruń, s. 1 – 12.
- Borkowski K.M., 1991a, *Astronomiczne obliczenia nie tylko dla geografów. Skrypty i teksty pomocnicze*, Wydawnictwo UMK, Toruń, s. 1 – 146.
- Borkowski K.M., 1992a, Algorytmy zamiany współrzędnych kartezjańskich na elipsoidalne, *Geodezja i Kartografia*, **XLI**, Nr 3–4, 203 – 212.
- Borkowski K.M., Băăth L.B., 1992, Determination of the Toruń Antenna Position from VLBI Observations, *Acta Astron.*, **42**, 371 – 375.
- Borkowski K.M., Graham D.A., 1987, Wstępne wyznaczenia współrzędnych toruńskiego radioteleskopu techniką VLBI, w: Krygier (1987), cz. I, s. 345 – 350.
- Borkowski K.M., Kus A.J., 1983a, Interferometria wielkobazowa. Część I: Wprowadzenie, *Post. Astron.*, **XXXI**, 99 – 128.
- Borkowski K.M., Kus A.J., 1983b, Interferometria wielkobazowa. Część II: Systemy VLBI, *Post. Astron.*, **XXXI**, 167 – 187.
- Borkowski K.M., Kus A.J., 1984, Interferometria wielkobazowa. Część IV: Synteza apertury, *Post. Astron.*, **XXXII**, 29 – 61.
- Borkowski K.M., Maciejewski A.J., 1987, Feed Support Blockage Area in Parabolic Antennas, *Scientific Instrumentation*, **2**, No. 2, 69 – 75.
- Borkowski K.M., Kepa A., Kus A.J., Mazurek J.A., 1983, Toruński system do radiowych obserwacji pulsarów, *Post. Astron.*, **XXXI**, 227 – 233.

- Born M., Wolf E., 1964, *Principles of Optics*, Pergamon, Oxford (wyd. 6-te w r. 1980; tłum. ros.: Mir, Moskwa, 1978).
- Bowers F.K., Klinger R.J., 1974, *Astron. & Astrophys. Suppl. Ser.*, **15**, 373.
- Bowers P.F., Reid M.J., Johnston K.J. i in., 1980, *Astrophys. J.*, **242**, 1088.
- Bracewell R.N., 1958, *Proc. Inst. Radio Engrs.*, **46**, 97.
- Bracewell R.N. (red.), 1959, *Paris Symposium on Radio Astronomy*, Stanford Univ. Press, Stanford (Calif.).
- Bracewell R.N., 1961, *Inst. Radio Engrs. Trans. Antennas Propag.*, **9**, 59.
- Bracewell R.N., 1965, *The Fourier Transform and Its Applications*, McGraw-Hill, New York (tłum. polskie: WNT, Warszawa 1968).
- Bracewell R.N., 1979, *Ann. Rev. Astron. & Astrophys.*, **17**, 113.
- Bracewell R.N., Riddle A.C., 1967, *Astrophys. J.*, **150**, 427.
- Bracewell R.N., Thompson A.R., 1973, *Astrophys. J.*, **182**, 77.
- Bracewell R.N., Thompson A.R., 1974, *Astron. & Astrophys. Suppl. Ser.*, **15**, 453.
- Branham R.L., 1982, *Astron. J.*, **87**, 928.
- Braude S.J., Litvinenko L.N., Megn A.V., 1988, w: Reid i Moran (1988b), s. 481.
- Braun R., Gull S.F., Perley R.A., 1987, *Nature*, **327**, 395.
- Brenner N., 1976, *Meth. Exper. Phys.*, **12C**, 284
- Briggs F.H., 1983, *Astron. J.*, **88**, 239.
- Broderick J.J., Vitkevich V.V., Jauncey D.L. i in., 1970, *Astron. Zh.*, **47**, 784.
- Broten N.W., 1983, w: Biraud (1983), s. 439.
- Broten N.W., Legg T.H., Locke J.L. i in., 1967, *Science*, **156**, 1592.
- Broten N.W., Clarke R.W., Legg T.H. i in., 1969, *MNRAS*, **146**, 313.
- Brouw W.N., 1975, *Comput. Phys.*, **14**, 131.
- Brouwer F.J.J. (red.), 1984, *Account of the working group meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry* (streszczenia), Dept. Geodesy, Delft Univ. Technol., Delft.
- Brouwer F.J.J., Husti G.J., Beyer W. i in., 1987, w: Campbell i Schuh (1987b), s. 1.
- Bujakowski Z., 1985, *Antena paraboliczna D = 32 m dla VLBI*, Gliwice.

- Bujakowski Z., 1987, 32 m radioteleskop — RT4 dla Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu, w: Krygier (1987), cz. II, s. 66 – 75.
- Bujakowski Z., Wrzosek W., 1974, *Projekt techniczny. Radioteleskop RT-3 o średnicy 15 m dla Obserwatorium Astronomicznego Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu*, BIPROHUT, Gliwice.
- Burg J.P., 1967, Maximum Entropy Spectral Analysis, w: *Proc. 37<sup>th</sup> Meet. Soc. Explor. Geophys.* (Oklahoma City) [też: praca doktorska, Univ. Stanford (1975)].
- Burke B.F., 1969, *Phys. Today*, **22**, 54 [też: *Usp. Fiz. Nauk*, **101**, 537 (1970)].
- Burke B.F., 1984a, w: Fanti i in. (1984), s. 397.
- Burke W.R. (red.), 1984b, *QUASAT — a VLBI Observatory in Space*, Proc. Workshop held at Grass Enzersdorf, Austria, June 1984, ESA **SP-213**.
- Burke B.F., Papa D.C., Papadopoulos G.B. i in., 1970, *Astrophys. J.*, **160**, L63.
- Burns W.R., Yao S., 1969, *Radio Sci.*, **4**, 431.
- Busca G., Thomman P., 1983, w: Biraud (1983), s. 265.
- Calame O. (red.), 1982, High Precision Earth Rotation and Earth-Moon Dynamics (IAU Coll. 63, Grasse), *Astrophys. & Space Sci. Lib.*, **94**, D. Reidel, Dordrecht.
- Callahan P.S., Eubanks T.M., Roth M.G. i in., 1983, w: Biraud (1983), s. 217.
- Campbell J., 1979, manuskrypt pracy przedstawionej na XVII General Ass. IUGG, Canberra.
- Campbell J., 1980, w: Coates (1980), s. 385.
- Campbell J., 1982, *Veröff. d. Bayer. Komm. f. d. Intern. Erdmessung*, München, Heft Nr 42, 113.
- Campbell J., 1983, w: Biraud (1983), s. 15.
- Campbell J., 1987, w: Campbell i Schuh (1987a), s. 41.
- Campbell J., 1989, w: *Systemes de reference spatio-temporels* (red.: Capitaine N.), Observ. de Paris, s. 55.
- Campbell J., Schuh H. (red.), 1987a, Proc. 5th Working Meeting European VLBI for Geodesy and Astrometry, Wettzell, 7/8 Nov. 1986 (w: *Mitteil. Geodaet. Inst. der Rheinischen F.-W.-Univ.*, Bonn, Nr. 71).
- Campbell J., Schuh H. (red.), 1987b, *Mitteil. Geodaet. Inst. der Rheinischen F.-W.-Univ.*, Bonn, Nr. 72.

- Cannon W.H., 1978, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **53**, 503.
- Cannon W.H., 1980, w: Coates (1980), s. 109.
- Cannon W.H., 1990, *Radio Sci.*, **25**, 97.
- Cannon W.H., Langley R.B., Petrachenko W.T., Kouba J., 1979, *J. Geophys. Res.*, **84** (B1), 229.
- Cannon W.H., Lisewski D., Finkelstein A.M., Kreinovich V.Ya., 1986, w: Kovalevsky i Brumberg (1986), s. 255.
- Capitaine N., 1986, *Astron. & Astrophys.*, **162**, 323.
- Caprette D.S., Ma C., Ryan J.W., 1990, Crustal Dynamics Project Data Analysis-1990, *NASA Techn. Mem.* 100765, GSFC, Greenbelt.
- Carr T.D., May J., Olsson C.W., Walls G.F., 1965, *IEEE Northern Electron. Res. Eng. Meeting Rec.*, **7**, 222.
- Carrara E.A., Abraham Z., 1990, *Rev. Mex. Astron. Astrof.*, **21** (SI), 643.
- Carter W.E., 1980, w: Coates (1980), s. 455.
- Carter W.E. (red.), 1991, Geodetic VLBI: Monitoring Global Change (Proc. AGU Chapman Conf.), *NOAA Techn. Rep.* NOS 137 NGS 49 (U.S. Dept. Comm., NOAA/NOS, Rockville, Maryland).
- Carter W.E., 1992, *1991 IERS Annual Report*, s. IV-3.
- Carter W.E., Robertson D.S., 1982, *Proc. General Meeting IAG*, Tokyo, s. 146.
- Carter W.E., Robertson D.S., 1984, *Proc. Int. Symp. Space Techn. Geodyn.*, Sopron (Węgry).
- Carter W.E., Robertson D.S., 1986, *Sci. Am.*, **254**, 46.
- Carter W.E., Tusuchiya A. (red.), 1982, *Geodetic Applications of Radio Interferometry*, NOAA — National Ocean Survey, Rockville (Maryland).
- Carter W.E., Rogers A.E.E., Counselman C.C., Shapiro I.I., 1980, *J. Geophys. Res.*, **85** (B5), 2685.
- Carter W.E., Robertson D.S., Pettey J.E. i in., 1984, *Science*, **224**, 957.
- Carter W.E., Robertson D.S., Mackay J.R., 1985, *J. Geophys. Res.*, **90** (B6), 4577.
- Carter W.E., Robertson D.S., Pyle T.E., Diamante J., 1986, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **87**, 3.
- Carter W.E., Robertson D.S., Nothnagel A. i in., 1988a, *J. Geophys. Res.*, **93** (B12), 14947.

- Carter W.E., Robertson D.S., Fallon F.W., 1988b, w: Babcock i Wilkins (1988), s. 181.
- Cernicharo J., Thum C., Hein H. i in., 1990, *Astron. & Astrophys. Lett.*, **231**, L15.
- Cesaroni R., Palagi F., Felli M. i in., 1988, *Astron. & Astrophys. Suppl. Ser.*, **76**, 445.
- Charlot P., 1989, *Structure des Sources Radio Extragalactiques dans les Observations VLBI d'Astrometrie et de Geodynamique* (praca doktorska; częściowo po francusku), Observatoire de Paris.
- Chase C.G., 1978, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **37**, 355.
- Chen Hongsheng, Zheng Yijia, 1985, *Publ. Beijing Astron. Obs.*, **7**, 11.
- Cheung A.C., Rank D.M., Townes C.H. i in., 1969, *Nature*, **221**, 626.
- Chow Y.J., Pelletier G.A., 1974, *Astron. & Astrophys. Suppl. Ser.*, **15**, 445.
- Christiansen W.N., Högbom J.A., 1969/1985, *Radiotelescopes*, Cambridge, The University Press (1985 r.: 2 wyd.; tłum. ros.: Mir, Moskwa 1972 i 1988).
- Clark B.G., 1973, *Proc. IEEE*, **61**, 1242.
- Clark B.G., 1980, *Astron. & Astrophys.*, **89**, 377.
- Clark B.G., Broderick J.J., Ephanov V.A. i in., 1972, *Astron. Zh.*, **49**, 700.
- Clark T.A., Hutton L.K., Maradino G.E. i in., 1976, *Astron. J.*, **81**, 559.
- Clark T.A., Corey B.E., Davis J.L. i in., 1985, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, **23**, 438.
- Clark T.A., Gordon D., Himwich W.E. i in., 1987, *J. Geophys. Res.*, **92**, 12741.
- Clegg A., Nedoluha G., 1992, *Astrophysical Masers* (Proc. Conf., Arlington, VA, March 1992), Springer (w druku).
- Coates R. (red), 1980, *Radio Interferometry Techniques for Geodesy*, NASA CP-2115, GSFC, Springfield (Virginia).
- Coates R.J., Clark T.A., Counselman C.C. i in., 1975, *Tectonophys.*, **29**, 9.
- Cohen M.H., 1969, *Ann. Rev. Astron. & Astrophys.*, **7**, 619.
- Cohen M.H. (red.), 1980, *A Transcontinental Radio Telescope*, C.I.T., Pasadena (California).
- Cohen R.J., 1989, *Rep. Prog. Phys.* **52**, 881.



- Cohen R.J., 1992, w: Jager i Nieuwenhuijzen (1992), s. 55.
- Cohen M.H., Shaffer B.D., 1971, *Astron. J.*, **76**, 91.
- Cohen E.R., Taylor B.N., 1987, *J. Res. Natl. Bur. Stand.*, **92**, 85.
- Cohen M.H., Moffet A.T., Romney J.D. i in., 1975, *Astrophys. J.*, **201**, 249.
- Cole T.W., 1979, w: Schooneveld (1979), s. 123.
- Colomer F., Graham D.A., Krichbaum T.P. i in., 1992, *Astron. & Astrophys. Lett.*, **254**, L17.
- Condon J.J., Condon M.A., Hazard C., 1982, *Astrophys. J.*, **87**, 739.
- Conway R.G., Stannard D., 1975, *Nature*, **255**, 310.
- Conway J.E., Cornwell T.J., Wilkinson P.N., 1990, *MNRAS*, **246** (3), 490.
- Cooley J.W., Tukey J.W., 1965, *Math. Comput.*, **19**, 297.
- Cooper B.F.C., 1970, *Austral. J. Phys.*, **23**, 521.
- Cooper B.F.C., 1976, *Meth. Exper. Phys.*, **12B**, 280.
- Cornwell T.J., 1982, *VLA Sci. Memo*, No. 135.
- Cornwell T.J., 1983, *Astron. & Astrophys.*, **121**, 281.
- Cornwell T.J., 1984, w: Roberts (1984), s. 291.
- Cornwell T.J., 1988, *Astron. & Astrophys.*, **202**, 316.
- Cornwell T.J., Evans K.F., 1985, *Astron. & Astrophys.*, **143**, 77.
- Cornwell T.J., Perley R.A., 1992, *Astron. & Astrophys.*, **261**, 353.
- Cornwell T.J., Wilkinson P.N., 1981, *MNRAS*, **196**, 1067.
- Cotton W.D., 1979, *Astron. J.*, **84**, 1122.
- Cotton W.D., 1980, w: Coates (1980), s. 193.
- Counselman III C.C., 1974, w: Gliese i in. (1974), s. 119.
- Counselman III C.C., 1976, *Ann. Rev. Astron. & Astrophys.*, **14**, 197.
- Counselman III C.C., 1982, *Proc. Int. Symp. Land Inform. at the Local Level*, Univ. Maine at Orono, s. 233.
- Counselman III C.C., Gourevitch S.A., 1981, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, **19**, 244.
- Counselman III C.C., Hinteregger H.F., 1973, *Proc. IEEE*, **61**, 478.
- Counselman III C.C., Shapiro I.I., 1979, *Bull. Géod.*, **53**, 139.
- Counselman III C.C., Hinteregger H.F., King R.W., Shapiro I.I., 1973a, *Science*, **181**, 772.
- Counselman III C.C., Hinteregger H.F., King R.W., Shapiro I.I., 1973b, *The Moon*, **8**, 484.

- Counselman III C.C., Shapiro I.I., Greenspan R.L., Cox D.B., Jr., 1980, w: Coates (1980), s. 409.
- Crane P.C., Napier P.J., 1989, w: Perley i in. (1989), s. 139.
- D'Addario L.R., 1980, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Engrs.*, **231**, 2.
- D'Addario L.R., 1982, w: Thompson i D'Addario (1982b), s. 7-1.
- Dainty J.C., Fiddy M.A., Greenaway A.H., 1979, w: Schooneveld (1979), s. 95.
- Davidson J.M., Trask T.W., 1985, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, **23**, 426.
- Davies J., 1976, *Proc. Astron. Soc. Austral.*, **3**, 26.
- Davies J., Tango W.J. (red.), 1979, *High Resolution Stellar Interferometry*, Univ. Sydney, Australia.
- Davis R.J., Booth R.S. (red.), 1992, *Sub-Arcsecond Radio Astronomy*, Cambridge University Press (w druku).
- Davis J.L., Herring T.A., Shapiro I.I. i in., 1985, *Radio Sci.*, **20**, 1593.
- Davis J.L., Herring T.A., Shapiro I.I., 1988, w: Reid i Moran (1988b), s. 367.
- DeMets C., Gordon R.G., Argus D.F., Stein S., 1990, *Geophys. J. Int.*, **101**, 425.
- Dermanis A., 1977, Design of Experiment for Earth Rotation and Baseline Parameter Determination from Very Long Baseline Interferometry, *Report No. 245*, Dept. Geod. Sci., Ohio State Univ., Columbus (Ohio).
- Dermanis A., 1980, *Quaterniones Geodesiae*, **3**, 213.
- Dermanis A., Grafarend E., 1981, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **64**, 31.
- Diamond P.J., Martinson A., Dennison B., i in., 1988, w: *Radio Wave Scattering in the Interstellar Medium* (red.: Cordes J.M., Rickett B.J., Backer D.C.), Am. Inst. Phys., New York., s. 195.
- Dicke R.H., 1946, *Rev. Sci. Instr.*, **17**, 268 [też w: Sullivan (1982), s. 106].
- Dickey J.O., Esposito P.B., Lestrade J.-F. i in., 1986, w: Swings (1986), 93.
- Dickey J.O., Eubanks T.M., 1986, w: Anderson i Cazenave (1986), s. 221.
- Dodson A.H., 1986, *Int. J. Remote Sensing*, **7**, 515.
- Domiński I., 1972, *Przegląd Telekom.*, Nr. 3.
- Domiński I., Marciniak J., 1978, *Badania Ruchu Obrotowego Ziemi*, VI Krajowe Symp., Politechn. Warszawska, s. 75.

- Downes D., Wilson T.L., 1974, *Astrophys. J.*, **191**, L77.
- Dravskikh A.F., Krasinskij G.A., Finkelshtejn A.M., 1975, *Pisma v Astron. Zh.*, **1**, 43.
- Dravskikh A.F., Kosheleva O.M., Kreinovich V.Ya., Finkelstejn A.M., 1979a, *Pisma v Astron. Zh.*, **5**, 122 i 300.
- Dravskikh A.F., Finkelshtejn A.M., Kreinovich V.Ya., 1979b, w: Prochazka i Tucker (1979), s. 143.
- Dravskikh A.F., Korol'kov D.V., Parijskij Yu.N. i in., 1981, *Usp. Fiz. Nauk*, **135**, 587.
- Drożyner A., 1983, *Artif. Satell.*, **18**, 15.
- Dubinskii B.A., 1973, *Radiofiz.*, **16**, 1857.
- Dubinskii B.A., 1976, *Radiofiz.*, **19**, 1682.
- Dugin N.A., Turchin V.I., Tseytlin N.M., Sharonov G.A., 1971, *Radio-tekhn. Elektron.*, **16**, 918.
- ESA (red.), 1980, *Very Long Baseline Radio Interferometry Using a Geostationary Satellite — Phase A Study*, ESA **SCI (80) 1**, Paris.
- ESA (red.), 1981a, *Very Long Baseline Radio Interferometry Using a Geostationary Satellite — Study of the Ground Segment*, ESA **SCI (81) 5**, Paris.
- ESA (red.), 1981b, *Space Flight Dynamics*, ESA **SP-160**, Paris.
- ESA (red.), 1985, *QUASAT — a Space VLBI Satellite — Assessment Study*, ESA **SCI (85) 5**, Paris.
- ESA (red.), 1987, *Optical Interferometry in Space*, Proc. Workshop held in Granada, Spain, June 1987, ESA **SP-273**.
- Eichhorn H.K., Leacock R.J. (red.), 1986, *Astrometric Techniques* (IAU Symp. **109**, Gainesville), IAU – Reidel, Dordrecht.
- Elitzur M., 1992a, *Astronomical Masers, ASSL*, **170**, Kluwer, Dordrecht.
- Elitzur M., 1992b, w: Jager i Nieuwenhuijzen (1992), s. 60.
- Elitzur M., 1992c, *Astron. & Astrophys. Suppl. Ser.*, **30** (w druku).
- Elitzur M., 1992d, *Ann. Rev. Astron. & Astrophys.*, **30**, 75.
- Elmegreen B.G., Genzel R., Moran J.M. i in., 1980, *Astrophys. J.*, **241**, 1007.
- Elósegui P., Marcaide J.M., Shapiro I.I., 1989, w: Rius (1989), s. 147.
- Elósegui P., Marcaide J.M., Alberdi A. i in., 1992, w: Davis i Booth (1992), (w druku); także: *Astrophys. J.* (w druku).
- Elsmore B., 1974, w: Gliese i in. (1974), s. 111.
- Engels D., Heske A., 1989, *Astron. & Astrophys. Suppl. Ser.*, **81**, 323.

- Enslin H., 1975, w: Enslin i Proverbio (1975), s. 127.
- Enslin H., Proverbio E. (red.), 1975, *Time Determination, Dissemination and Synchronization*, 3T Edizioni anastatiche, Cagliari.
- Esepkina N.A., Korol'kov D.W., Parijskii Yu.N., 1973, *Radioteleskopy i radiometry*, Nauka, Moskva.
- Eubanks T.M., Steppe J.A., Spieth M.A., 1985a, *BIH Annual Report 1984*, s. D-19.
- Eubanks T.M. i in., 1985b, w: *Proc. Int. Conf. Earth Rot. Terr. Ref. Frame*, Ohio State Univ., s. 326.
- European Consortium VLBI, 1988, *Advanced Data Processing Facility in Europe for VLBI — Workplan*, przedst. na EVN VLBI Directors Meeting, Toruń, 23 – 25 March, 1988.
- Ewen H.I., Purcell E.M., 1951, *Nature* (London), **168**, 356.
- Ewing M.S., 1984, w: Roberts (1984), s. 41.
- Fanselow J.L., Sovers O.J., Thomas J.B. i in., 1981, w: Gaposchkin i Kołaczek (1981), s. 351.
- Fanselow J.L., Sovers O.J., Thomas J.B. i in., 1984, *Astron. J.*, **89**, 987.
- Fanti R., Kellermann K., Setti G. (red.), 1984, *VLBI and Compact Radio Sources* (IAU Symp. **110**, Bologna), IAU – Reidel, Dordrecht.
- Feissel M., 1982, w: Fricke i Teleki (1982), s. 165.
- Fell P.J., 1980, *Geodetic Positioning Using a Global Positioning System of Satellites*, Report No. 229, Dept. Geod. Sci., Ohio State Univ. Res. Found., Columbus (Ohio).
- Felli M., Spencer R.E. (red.), 1989, *Very Long Baseline Interferometry, Techniques and Applications* (mat. szkoły w Castel S. Pietro Terme k. Bolonii), NATO Adv. Study Inst. Ser. C, *Math. Phys. Sci.* **283**, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht.
- Fey A.L., Russell J.L., Ma C. i in., 1992, *Astron. J.*, **104**, 891.
- Finkelstein A.M., Kosheleva O.M., Kreĭnovič V.Ja., 1983a, *Astrophys. & Space Sci.*, **92**, 31.
- Finkelstein A.M., Kreinovich V.Ja., Pandey S.N., 1983b, *Astrophys. & Space Sci.*, **94**, 233.
- Finkelstein A.M., Golubchin G.S., Gorodetsky V.M. i in., 1990, w: Lieske i Abalakin (1990), s. 293.
- Fix J.D., Mutel R.L., Gaume R.A., Claussen M.J., 1982, *Astrophys. J.*, **259**, 657.
- Fomalont E.B., 1968, *Astrophys. J. Suppl.*, **15**, 203.

- Fomalont E.B., 1973, *Proc. IEEE*, **61**, 1211.
- Fomalont E.B., 1979, w: Schooneveld (1979), s. 3.
- Fomalont E.B., 1988, w: Babcock i Wilkins (1988), s. 445.
- Fomalont E.B., Wright M.C.H., 1974, w: *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy* (red.: Verschuur G.L. i Kellermann K.I.), Springer, New York, s. 256.
- Fort D.N., Yee H.K.C., 1976, *Astron. & Astrophys.*, **50**, 19.
- Fouquet J.E., Reid M.J., 1982, *Astron. J.*, **87**, 691.
- Frauenholz R.B., Ellis J., 1984, *J. Astronaut. Sci.*, **33**, 159.
- Fricke W., Teleki G. (red.), 1982, *Sun and Planetary System, Astrophys. & Space Sci. Lib.*, **96**, Reidel, Dordrecht.
- Fricke W., Schwan H., Lederle T., 1988, *Fifth Fundamental Catalogue (FK5), Part I. The basic Fundamental Stars, Veröffentlichungen Astronomisches Rechen-Institut Heidelberg*, No. 32, Verlag G. Braun, Karlsruhe.
- Fricke W., Schwan H., Corbin T., 1991, *Fifth Fundamental Catalogue (FK5), Part II. The FK5 Extension — New Fundamental Stars, Veröff. Astron. Rechen-Institut Heidelberg*, No. 33, Verlag G. Braun, Karlsruhe.
- Frieden B.R., 1985, *Proc. IEEE*, **73**, 78.
- Froeschle M., Kovalevsky J., 1982, *Astron. & Astrophys.*, **116**, 89.
- Fuchs A.J., 1981, w: ESA (1981b), s. 287.
- Fujimoto M.K., Aoki S., Nakajima K. i in., 1982, *NOAA Techn. Rep. NOS 95, NGS 24*, s. 26.
- Fujishita M., Hara T., 1988, w: Reid i Moran (1988b), s. 483.
- Fukushima T., Fujimoto M.K., Kinoshita H., Aoki S., 1986, *Cel. Mech.*, **38**, 215.
- Galanin V.V., Inyutin G.A., Kvasha I.M. i in., 1989, *Kinemat. i fiz. nebesnykh tel*, **5** (5), 87.
- Gaposchkin E.M., Kofaczek B. (red.), 1981, *Reference Coordinate Systems for Earth Dynamics* (IAU Coll. 56, Warszawa), Reidel, Dordrecht.
- Gatelyuk E.D., Ryadov O.A., Yankavtsev M.V., 1976, *Radiofiz.*, **19**, 1721.
- Genzel R., Downes D., Moran J.M i in., 1978, *Astron. & Astrophys.*, **66**, 13.

- Genzel R., Downes D., Moran J.M. i in., 1979a, *Astron. & Astrophys.*, **78**, 239.
- Genzel R., Moran J.M., Lane A.P. i in., 1979b, *Astrophys. J. Lett.*, **231**, L73.
- Genzel R., Reid M.J., Moran J.M., Downes D., 1981a, *Astrophys. J.*, **244**, 884.
- Genzel R., Downes D., Schnepe M.H. i in., 1981b, *Astrophys. J.*, **247**, 1039.
- Gland F. le, 1983, w: Biraud (1983), s. 303.
- Gliese W., 1982, w: Schaifers i Voigt (1982), s. 147.
- Gliese W., Murray C.A., Tucker R.H. (red.), 1974, *New Problems in Astrometry* (IAU Symp. **61**, Perth), Reidel, Dordrecht.
- Goad C.C., 1980, *J. Geophys. Res.*, **85**, 2679.
- Goad C.C. (red.), 1985, *Precision Positioning with GPS-1985* (Proc. First Int. Symp. IUGG), NOAA, Rockville (Maryland).
- Goldstein R.M., 1962, *IRE Trans. Space Electron. Tele.*, **8**, 170.
- Gordon M.A., 1976, *Meth. Exper. Phys.*, **12C**, 227.
- Gorgolewski S., 1964, Radiowe obserwacje superkorony Słońca w latach 1961, 1962, 1963 (praca habilitacyjna), *Biul. Inf.* (Kom. Międzynar. Współpr. Geofiz. PAN) Nr 3 (38), 3.
- Gorgolewski S., 1989, w: *From Stars to Quasars* (red.: Grudzińska S., Krygier B.), UMK, Toruń, s. 167.
- Gorenstein M.V., Shapiro I.L., Rogers A.E.E. i in., 1984, *Astrophys. J.*, **287**, 538.
- Gorodetski V.M., Dravskikh A.F., Fridman P.A., 1981, *Radiofiz.*, **24**, 655.
- Graham A.L., 1981, w: *The Evolving Earth* (red.: Cocks L.R.M.), British Museum, Cambridge Univ. Press, s. 165.
- Graham N.E., White W.B., 1988, *Science*, **240**, 1293.
- Greisen E.W., 1973, *Astrophys. J.*, **184**, 363.
- Grzybek U., 1983, praca magisterska, UMK, Toruń.
- Gubanov V.S., Umarbaeva N.D., Fridman P.A., Yagudin L.I., 1980, *Kosm. issled.*, **18**, 632.
- Gubanov V.S., Finkelshtejn A.M., Fridman P.A., 1983, *Vvedenie v radioastrometriyu*, Nauka, Moskwa.
- Gubanov V.S., Kajdanovskij M.N., Umarbaeva N.D., 1989, *Kinemat. i fiz. nebesnykh tel*, **5** (6), 84.

- Gubbay J.S., Legg A.J., Robertson D.S. i in., 1971, *Astron. J.*, **76**, 965.
- Gubbay J.S., Legg A.J., Robertson D.S. i in., 1977, *Astrophys. J.*, **215**, 20.
- Guderman E.J., 1965, praca doktorska, Harvard Univ.
- Guiffrida T.S., 1977, praca doktorska, MIT.
- Guilloteau S., Omont A., Lucas R., 1987, *Astron. & Astrophys. Lett.*, **176**, L24.
- Gull G.F., Daniell G.J., 1978, *Nature*, **272**, 686.
- Gurvits L.I. (red.), 1993, *Propagation Effects in Space VLBI* (Proc. of a Workshop, Leningrad, May 1990), NAIC, Arecibo Observatory.
- Gush H.P., 1966, *Phys. Can.*, **22**, 14.
- Gwinn C.R., Taylor J.H., Weisberg J.M., Rawley L.A., 1986a, *Astron. J.*, **91**, 338.
- Gwinn C.R., Herring T.A., Shapiro I.I., 1986b, *J. Geophys. Res.*, **91**, 4755.
- Gwinn C.R., Moran J.M., Reid M.J., Schneps M.H., 1988, *Astrophys. J.*, **330**, 817.
- Hagen J.B., Farley D.T., 1973, *Radio Sci.*, **8**, 775.
- Hamaker J.P., 1979, w: Schooneveld (1979), s. 27 i 47.
- Hanbury Brown R., 1968, *Ann. Rev. Astron. & Astrophys.*, **6**, 13.
- Hanbury Brown R., 1969, w: Davis i Tango (1979), s. 11–1 i 35–1.
- Harper J.F., 1986, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **87**, 155.
- Harvey B., Stolz A., 1983, *Aust. J. Geod. Photo. Surv.*, No. 36, 31.
- Harvey P.J., Booth R.S., Davies R.D. i in., 1974, *MNRAS*, **169**, 545.
- Harvey B., Stolz A., Jauncey D.L. i in., 1983, *Aust. J. Geod. Photo. Surv.*, No. 38, 39.
- Haschick A.D., Reid M.J., Burke B.F. i in., 1981, *Astrophys. J.*, **244**, 76.
- Hasegawa T., 1992, *Highlights of Astronomy*, **9**, 593.
- Haykin S., 1990, *Modern Filters*, Macmillan Publ. Co., New York.
- Hazard C., 1976, *Meth. Exper. Phys.*, **12C**, 92.
- Heki K., Takahashi Y., Kondo T. i in., 1987, *Tectonophys.*, **144**, 151.
- Hellings R.W., 1986, *Astron. J.*, **91**, 650 (Erratum: **92**, 1446).
- Hellwig H.W., 1975, *Proc. IEEE*, **63**, 212.
- Henkel C., Matthews H.E., Morris M., 1983, *Astrophys. J.*, **267**, 184.
- Henkel C., Baan W.A., Mauersberger R., 1991, *The Astron. & Astrophys. Rev.*, **3**, 47.

- Herring T.A., 1986a, w: Anderson i Cazenave (1986), s. 169.
- Herring T.A., 1986b, *J. Geophys. Res.*, **91** (B9), 9177.
- Herring T.A., 1988, w: Reid i Moran (1988b), s. 371.
- Herring T.A., 1991, w: Hughes i in. (1991), s. 157.
- Herring T.A., Corey B.E., Counselman C.C. i in., 1981, *J. Geophys. Res.*, **86**, 1647.
- Herring T.A., Gwinn C.R., Shapiro I.I., 1985, w: *Earth Rotation and the Terrestrial Reference Frame* (Proc. Int. Conf.; red.: Mueller I.I.), Ohio State Univ., Columbus, s. 307.
- Herring T.A., Gwinn C.R., Shapiro I.I., 1986a, *J. Geophys. Res.*, **91**, 4745 i (errata) 14165.
- Herring T.A., Shapiro I.I., Clark T.A. i in., 1986b, *J. Geophys. Res.*, **91**, 8341.
- Herring T.A., Gwinn C.R., Buffett B.A., Shapiro I.I., 1988, w: Babcock i Wilkins (1988), s. 293.
- Herring T.A., Buffett B.A., Mathews P.M., Shapiro I.I., 1990, *J. Geophys. Res.* (w druku).
- Herring T.A., Davis J.L., Shapiro I.I., 1990, *J. Geophys. Res.*, **95** (B8), 12561.
- Hildebrand C.E., Border J.S., Donivan F.F. i in., 1983, w: Biraud (1983), s. 55.
- Himwich W.E., Harder E.J., 1988, w: Babcock i Wilkins (1988), s. 301.
- Hinteregger H.F., Rogers A.E.E., Burke B.F., Shapiro I.I., 1968, *Proposal for the Wide-Banding of VLB Interferometry for extremely Accurate Position Measurements*.
- Hinteregger H.F., Shapiro I.I., Robertson D.S. i in., 1972, *Science*, **187**, 396.
- Hirabayashi H., 1988, w: Reid i Moran (1988b), s. 449.
- Hirabayashi H., 1990, w: Kondo (1990), s. 263.
- Hirabayashi H., Inoue M., Kobayashi H. (red.), 1991, *Frontiers of VLBI, Frontiers Sci. Ser.*, **1**, Universal Academy Press, Inc., Tokyo.
- Högbom J.A., 1974, *Astron. & Astrophys. Suppl. Ser.*, **15**, 417.
- Hughes J.A., Smith C.A., Kaplan G.H. (red.), 1991, *Reference Systems* (Proc. IAU Coll. 127, Virginia Beach), USNO, Washington (D.C.).



- Iwaniszewska C. (red.), 1972, *Astronomia w Toruniu — mieście Mikołaja Kopernika*, *Prace Popularnonauk.*, Nr 20 (*Bibl. Kopern.*, Nr 10), Tow. Nauk. w Toruniu, Toruń.
- Iwanowska W., 1957, *Radioastronomia*, PWN, Warszawa.
- Izumiura H., Ukita N., Kawabe R. i in., 1987, *Astrophys. J. Lett.*, **323**, L81.
- Jager C. de, Nieuwenhuijzen H. (red.), 1992, *Instabilities in Evolved Super- and Hypergiants* (Proc. Int. Coll., Amsterdam, Feb. – March 1991), North-Holland, Amsterdam.
- Jaschek C., Murtagh F. (red.), 1990, *Errors, Bias and Uncertainties in Astronomy*, Cambridge Univ. Press.
- Jelly J.V., 1986, *Endeavour*, New Ser., **10**, 184.
- Jerri A.J., 1977, *Proc. IEEE*, **65**, 1565.
- Jennison R.C., 1958, *MNRAS*, **118**, 276.
- Jewell P.R., Dickinson D.F., Snyder L.E., Clemens D.P., 1987, *Astrophys. J.*, **323**, 749.
- Johansson J.M., 1992, A Study of Precise Position Measurements Using Space Geodetic Systems, *Techn. Rep. No. 229*, Chalmers Univ. Technol., Göteborg (Szwecja).
- Johnson D.H., 1982, *Proc. IEEE*, **70**, 1018.
- Johnston K.J., 1984, w: Fanti i in. (1984), s. 339.
- Johnston K.J., Vejt C. de, 1986, w: Swings (1986), s. 103.
- Johnston K.J., Knowles S.H., Sullivan III W.T. i in., 1971, *Astrophys. J.*, **166**, L21.
- Johnston K.J., Vejt C. de, Florkowski D.R., Wade C.M., 1985, *Astron. J.*, **90**, 2390.
- Johnston K.J., Russell J.L., Vejt C. de i in., 1988, w: Reid i Moran (1988b), s. 317.
- Johnston K.J., Stolovy S.R., Wilson T.L. i in., 1989, *Astrophys. J. Lett.*, **343**, L41.
- Johnston K.J., Russell J.L., Vejt C. de i in., 1991, w: Hughes i in. (1991), s. 123.
- Jordan J.F., 1981, w: ESA (1981b), s. 135.
- Jordan J.F., Wood L.J., 1984, *J. Astronaut. Sci.*, **32**, 17.
- Jordan F., Hirabayashi H., 1988, *Nobeyama Radio Obs. Rep. No. 180* (też: materiały z Pacific ISY Conference, Aug. 1987, Hawaii).
- Jordan T.H., Minster J.B., 1988, w: Reid i Moran (1988b), s. 341.

- Kaplan G.H., 1981, *USNO Circular* No. 163, Washington (D.C.).
- Kardashev N.S., Slysh V.I., 1988, w: Reid i Moran (1988b), s. 433.
- Kartaschoff P., 1979, *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **28**, 193.
- Kartaschoff P., 1985, *Częstotliwość i czas*, WKŁ, Warszawa [oryg.: *Frequency and Time*, Academic Press Inc. (London), 1978].
- Kartaschoff P., Barnes J.A., 1972, *Proc. IEEE*, **60**, 493.
- Kaula W.M., 1966, *Theory of Satellite Geodesy*, Blaisdell Publ. Co., Waltham (Massachusetts) (tłum. ros.: Mir, Moskwa, 1970).
- Kawaguchi N., 1983, *J. Radio Res. Labs.*, **30**, 59.
- Kawajiri N., 1981, *J. Geod. Soc. Japan*, **27**, 268.
- Kellermann K.I., 1971, *Sky & Telescope*, **60**, 268.
- Kellermann K.I., Cohen M.H., 1988, *J. Roy. Astron. Soc. Can.*, **82**, 248.
- Kellermann K.I., Thompson A.R., 1985, *Science*, **229**, 123.
- Kenderdine S., 1974, *Astron. & Astrophys. Suppl. Ser.*, **15**, 413.
- Kent S.R., Mutel R.L., 1982, *Astrophys. J.*, **263**, 145.
- King R.W., 1975, *Precision Selenodesy via Differential Very-Long-Baseline Interferometry* (praca doktorska), M.I.T., Cambridge (Massachusetts).
- King R.W., Counselman III C.C., Shapiro I.I., 1976, *J. Geophys. Res.*, **81**, 6251.
- Kinoshita H., 1977, *Cel. Mech.*, **15**, 277.
- Klemperer W.K., 1972, *Proc. IEEE*, **60**, 602.
- Kołaczek B., Weiffenbach G. (red.), 1975, *Reference Coordinate Systems for Earth Dynamics* (IAU Coll. 26, Toruń), Politechnika, Warszawa.
- Komesaroff M.M., Narayan R., Nityananda R., 1981, *Astron. & Astrophys.*, **93**, 269.
- Kondo Y. (red.), 1990, *Observatories in Earth Orbit and Beyond*, *Astrophys. & Space Sci. Lib.*, **166**, Kluwer Academic Publ., Dordrecht.
- Kondo T., Heki K., Takahashi Y., 1987, *J. Radio Res. Lab.*, **34**, 1.
- Kopekin S.M., 1990, *Astron. Zh.*, **67**, 10.
- Kotcherzhevskij G.N., 1972, *Antenno-fidernye ustrojstva*, Svyaz', Moskva.
- Kovalevsky J., 1980, *Cel. Mech.*, **22**, 153.
- Kovalevsky J., 1984, *Space Sci. Rev.*, **39**, 1.

- Kovalevsky J., Brumberg V.A. (red.), 1986, *Relativity in Celestial Mechanics and Astrometry* (IAU Symp. **114**, Leningrad), IAU – Reidel, Dordrecht.
- Kovalevsky J., Yatskiv Ya.S., 1982, w: Fricke i Teleki (1982), s. 149.
- Kovalevsky J., Mueller I.I., Kołaczek B. (red.), 1989, *Reference Frames in Astronomy and Astrophysics*, *Astron. & Astrophys. Space Sci. Lib.*, **154**, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht.
- Kraus J.D., 1966/1986, *Radio Astronomy*, McGraw-Hill, New York [wyd. 2: Cygnus-Quasar Books, Powell (Ohio) 1986; tłum. ros.: Sovetskoe radio, Moskwa 1973].
- Krichbaum T.P., Witzel A., Graham D.A. i in. (w tym Kus A.J.), 1992, *Astron. & Astrophys.*, **260**, 33.
- Kroger P.M., Davidson J.M., Gardner E.C., 1986, *J. Geophys. Res.*, **91**, 9169.
- Kroger P.M., Lyzenga G.A., Wallace K.S., Davidson J.M., 1987, *J. Geophys. Res.*, **92**, 14151.
- Krygier B., 1973, *Badania struktury radiowej korony Słońca przy pomocy zakryć radioźródeł przez koronę słoneczną* (praca doktorska), UMK, Toruń.
- Krygier B., 1985, *Kwartalnik HNiT*, **XXX** (3-4), 761 – 776.
- Krygier B. (red.), 1987, *V Krajowe Sympozjum Nauk Radiowych (URSI)*, część I i II, Wydawnictwo UMK, Toruń.
- Krygier B., 1993, *Kwartalnik HNiT*, **XXXVIII** (w przygotow.).
- Krysiński Z.J., 1987, w: Krygier (1987), cz. II, s. 61.
- Krysiński Z.J., 1988, *Sci. Instrumentation*, **3**, 2, 95.
- Krysiński Z.J., Vorbrich K.K., 1985a, w: Goad (1985), vol. **I**, s. 387.
- Krysiński Z.J., Vorbrich K.K., 1985b, praca przedst. na IAF Congress, Stockholm [też: *Post. Astronaut.*, **19** (1986), nr 3/4, 23].
- Kubiak M., Korzeniowska I., 1973, *Astronomical Observatories in Poland*, PWN, Warszawa.
- Kunimori H., Kurihara N., Kawaguchi N. i in., 1986, *Nobeyama Radio Obs. Rep.* No. 102.
- Kus A.J., 1975, *Radiowy przegląd nieba metodą syntezy apertury* (praca doktorska), UMK, Toruń.
- Kus A.J., 1983, w: Biraud (1983), s. 473.
- Kus A., 1985, *Radiowe badania kwazara 3C309.1 (1458+71)* (praca habilitacyjna), Wydawnictwo UMK, Toruń.

- Kus A.J., Wilkinson P.N., Booth R.S., 1981, *MNRAS*, **194**, 527.
- Kus A.J., Gorgolewski S., Kępa A., Krygier B., Mazurek J., Pazderski E., 1983, *Post. Astron.*, **XXXI**, 303.
- Kus A., Pearson T.J., Wilkinson P.N., Readhead A.C.S., 1990, w: Zensus i Pearson (1990), s. 161.
- Kus A., Köb G., Pfeleiderer J., 1992, *Astronomische Gesellschaft Abstract Ser.* (Hamburg), No. 7, s. 194.
- Ladd J.W., Counselman III C., Gourevitch S.A., 1985, w: Goad (1985), vol. **I**, s. 175.
- Lane A.P., 1984, w: Fanti i in. (1984), s. 329.
- Lane A.P., Ho P.T.B., Predmore C.R. i in., 1980, w: Andrew (1980), s. 535.
- Legg T.H., 1988, w: Fanti i in. (1984), 383.
- Legg A.J., Gubbay J.S., Robertson D.S. i in., 1972, *Nature*, **235**, 147.
- Lestrade J.-F., Preston R.A., Niell A.E., 1986, w: Eichhorn i Leacock (1986), s. 779.
- Lestrade J.-F., Preston R.A., Niell A.E., 1987, *Proc. Third F.A.S.T. Thinkshop* (Bari, Włochy; red.: Bernacca P.L. i Kovalevsky J.), Dept. Astron., Univ. Padova i CERGA, Grasse, s. 383.
- Lestrade J.-F., Requirme Y., Rapaport M., Preston R.A., 1988a, w: Babcock i Wilkins (1988), s. 67.
- Lestrade J.-F., Niell A.E., Preston R.A., Mutel R.L., 1988b, *Astron. J.*, **96**, 1746.
- Lestrade J.-F., Rogers A.E.E., Whitney A.R. i in., 1990, *Astron. J.*, **99**, 1663.
- Lestrade J.-F., Phillips R.B., Preston R.A., Gabuzda D.C., 1992, *Astron. & Astrophys.*, **258**, 112.
- Levy G.S., Christensen C.S., Jordan J.F. i in., 1984, w: Fanti i in. (1984), s. 405.
- Levy G.S., Linfield R.P., Ulvestad J.S. i in., 1986, *Science*, **234**, 187.
- Lewis G.D., Taylor A.H., Jacobson R.A. i in., 1992, *J. Astronaut. Sci.*, **40**, 369.
- Li Zhì'an, Ma Wenzhang, Zhang Huanzhi, Han Yanden, 1984, *Kexue Tongbao*, **29**, 1210.
- Lieske J.H., Abalakin V. (red.), 1990, *Inertial Coordinate System on the Sky* (IAU Symp. **141**, Leningrad), IAU - Kluwer Acad. Publ., Dordrecht.

- Lieske J.H., Lederle T., Fricke W., Morando B., 1977, *Astron. & Astrophys.*, **58**, 1.
- Lim J.S., Malik N.A., 1981, *IEEE Trans. Acoust. Speech Signal Proces.*, **29**, 401.
- Linfield R.P., Levy G.S., Ulvestad J.S. i in., 1988, w: Reid i Moran (1988b), s. 457.
- Linfield R.P., 1990, w: Kondo (1990), s. 271.
- Ling Q.B., 1991, w: Hirabayashi i in. (1991), s. 151.
- Lintel Hekkert P. te, Versteegge-Hensel H.A., Habing H.J., Wiertz, 1989, *Astron. & Astrophys. Suppl. Ser.*, **78**, 399.
- Little L.T., 1976, *Meth. Exper. Phys.*, **12C**, 118.
- Lucas R., Cernicharo J., 1989, *Astron. & Astrophys. Lett.*, **218**, L20.
- Lyzenga G.A., Golombek M.P., 1986, *Science*, **233**, 1181.
- Lyzenga G.A., Wallace K.S., Fanselow J.L. i in., 1986, *J. Geophys. Res.*, **91**, 9473.
- Ma C., 1978, *Very Long Baseline Interferometry Applied to Polar Motion, Relativity and Geodesy* (praca doktorska), NASA-GSFC, Greenbelt and Univ. Maryland, College Park (Maryland).
- Ma C., 1986, w: Eichhorn i Leacock (1986), s. 157.
- Ma C., 1988, w: Babcock i Wilkins (1988), s. 73.
- Ma C., 1989, w: Kovalevsky i in. (1989), s. 43 i 47.
- Ma C., Shaffer D.B., 1991, w: Hughes i in. (1991), s. 135.
- Ma C., Ryan J.W., Schupler B.R., 1980, w: Coates (1980), s. 153.
- Ma C., Clark T.A., Ryan J.W. i in., 1986, *Astron. J.*, **92**, 1020.
- Ma C., Shaffer D.B., Vegt C. de, Johnston K.J., Russell J.L., 1990, *Astron. J.*, **99**, 1284.
- MacDonald D.K.C., 1962, *Noise and Fluctuations: an Introduction*, John Wiley and Sons, Inc., New York.
- MacDoran P.F., 1979, *Bull. Géod.*, **53**, 117.
- MacDoran P.F., 1980, w: Coates (1980), s. 403.
- MacDoran P.F., Miller R.B., Buennagel L.A., Whitcomb J.H., 1985, w: Goad (1985), vol. I, s. 181.
- Maciejewski A.J., Borkowski K.M., 1987, w: Krygier (1987), cz. I, s. 351 — 354.
- Manabe S., Takahashi Y., Hanada H. i in., 1984, *Publ. Int. Lat. Obs. Mizusawa*, **XVIII**, 93.
- Manchester R.N., Ekers R.D., 1991, w: Hirabayashi i in. (1991), s. 135.

- Mandel L., Wolf E., 1965, *Rev. Mod. Phys.*, **37**, 231.
- Marcaide J.M., 1982, *VLBI Studies of the Extragalactic Radio Sources 1038+528 A,B* (praca doktorska), M.I.T., Cambridge (Massachusetts).
- Marcaide J.M., Shapiro I.I., 1983, *Astron. J.*, **88**, 1133.
- Marecki A., 1992, *Obserwacje kwazara 3C286 globalnym radioteleskopem VLBI* (praca doktorska), UMK, Toruń.
- Marecki A., Kus A., 1987, w: Krygier (1987), cz. I, s. 369.
- Mashedier M.R.W., Booth R.S., Davies R.D., 1974, *MNRAS*, **166**, 561.
- Matveyenko L.I., Kardashev N.W., Sholomitskii G.B., 1965, *Radiofiz.*, **8**, 651.
- Matveyenko L.I., Sagdeev R.Z., Kostenko V.I. i in., 1983, *Pisma v Astron. Zh.*, **9**, 415.
- Matveyenko L.I., Sagdeev R.Z., Balebanov V.M. i in., 1986, *Pisma v Astron. Zh.*, **12**, 59.
- Matveyenko L.I., Kostenko V.I., Timofeev V.V. i in., 1988, w: Reid i Moran (1988b), s. 479.
- Matveyenko L.I., Kopeljansky G.D., Shevchenko A.V. i in., 1992, *Pisma v Astron. Zh.*, **18**, 891.
- Maxwell J.C., 1985, *Phys. Today*, **38**, 32.
- McCarthy D.D. (red.), 1989/1992, IERS Standards (1989/1992), *IERS Techn. Note*, No 3/13.
- McCarthy D.D., 1991, w: Hughes i in. (1991), s. 153.
- McCarthy D.D., Pilkington J.D.H. (red.), 1979, *Time and the Earth Rotation* (IAU Symp. **82**, San Fernando), Reidel, Dordrecht.
- McClellan J.H., 1982, *Proc. IEEE*, **70**, 1029.
- McCready L.L., Pawsey J.L., Payne-Scott R., 1947, *Proc. Royal Soc.*, **A190**, 357 [też w: Sullivan (1992), s. 188].
- McIntosh G.C., Predmore C.R., Moran J.M. i in., 1989, *Astrophys. J.*, **337**, 934.
- Melbourne W., Anderle R., Feissel M. i in., 1983, Project MERIT Standards, *USNO Circular* No. 167, Washington (D.C.).
- Menten K.M., 1991, *Astrophys. J. Lett.*, **380**, L75.
- Menten K.M., Melnick G.J., Phillips T.G., 1990, *Astrophys. J. Lett.*, **350**, L41.
- Menten K.M., Reid M.J., Protob P. i in., 1992, *Astrophys. J. Lett.* (w druku).

- Mergentaler J., 1953, *Astronomia radiowa*, PZWS, Warszawa.
- Merriam J.B., 1983, *Sci. Progress Oxford*, **68**, 387.
- Michellini R.D., 1970, *Radio Sci.*, **5**, 1263.
- Miller M.J., 1970, *Proc. Astron. Soc. Australia*, **1**, 352.
- Miller J.K., Nicholson F.T., 1984, *J. Astronaut. Sci.*, **32**, 63.
- Minster J.B., Jordan T.H., 1978, *J. Geophys. Res.*, **83**, 5331.
- Miyoshi M. i zespół KNIFE, 1992, *Nobeyama Radio Obs. Rep.* No. 307 i 311.
- Mohan S.N., Ananda M.P., 1983, *J. Astronaut. Sci.*, **31**, 117.
- Monet D.G., 1988, *Ann. Rev. Astron. & Astrophys.*, **26**, 413.
- Morabito D.D., 1985, *Astron. J.*, **90**, 1004.
- Morabito D.D., Preston R.A., Slade M.A., Jauncey D.L., 1982, *Astron. J.*, **87**, 517.
- Morabito D.D., Niell A.E., Preston R.A. i in., 1986, *Astron. J.*, **91**, 1038.
- Moran J.M., 1973, *Proc. IEEE*, **61**, 1236.
- Moran J.M., 1974, w: Kołaczek i Weiffenbach (1974), s. 269.
- Moran J.M., 1976a, *Meth. Exper. Phys.*, **12C**, 174
- Moran J.M., 1976b, *Meth. Exper. Phys.*, **12C**, 228
- Moran J.M., 1990, w: *Molecular Astrophysics*, Cambridge Univ. Press, s. 397.
- Moran J.M., Rosen B.R., 1981, *Radio Sci.*, **16**, 235.
- Moran J.M., Barrett A.H., Rogers A.E.E. i in., 1967, *Astrophys. J. Lett.*, **148**, L72.
- Moran J.M., Burke B.F., Barret A.H. i in., 1968, *Astrophys. J.*, **152**, L97.
- Moran J.M., Papadopoulos G.D., Burke B.F. i in., 1973, *Astrophys. J.*, **185**, 535.
- Moran J.M., Ball J.A., Yen J.L. i in., 1977, *Astrophys. J.*, **211**, 160.
- Moran J.M., Reid M.J., Lada C.J. i in., 1978, *Astrophys. J.*, **224**, L67.
- Moran J.M., Ball J.A., Predmore C.R. i in., 1979, *Astrophys. J. Lett.*, **231**, L67.
- Moran J.M., Reid M.J., Gwinn C.R., 1992, w: Clegg i Nedoluha (1992).
- Morimoto M., Hirabayashi H., Inoue M., Nishimura T., 1988, *Nobeyama Radio Obs. Rep.* No. 183 (mat. międzynarod. konf. The Physics of Neutron Stars and Black Holes, Feb. 1988, Tokyo Univ.).

- Morris M., Rickard L.J., 1982, *Ann. Rev. Astron. & Astrophys.*, **20**, 517.
- Morrison L.V., Stephenson F.R., 1982, w: Fricke i Teleki (1982), s. 173.
- Moyer T.D., 1981, *Cel. Mech.*, **23**, 33 i 57.
- Moyer C.E., Davis J.H., Peters W.L., Vogel W.J., 1983, *Proc. IEEE Instrum. Measur.*, **32**, 102.
- Muhleman D.O., Berge G.L., Rudy D.J. i in., 1985, *Cel. Mech.*, **37**, 329.
- Murray C.A., 1981, *MNRAS*, **195**, 639.
- Murray C.A., 1983, *Vectorial Astrometry*, Adam Hilger, Bristol (tłum. ros.: Naukova Dumka, Kiev, 1986).
- Murray C.A., 1986, w: Kovalevsky i Brumberg (1986), s. 169.
- Nance R.D., Worsley T.R., Moody J.B., 1988, *Sci. Am.*, **259**, 44.
- Napier P.J., 1989, w: Perley i in. (1989), s. 39.
- Napier P.J., Bates R.H.T., 1974, *Astron. & Astrophys. Suppl. Ser.*, **15**, 427.
- Napier P.J., Thompson A.R., Ekers R.D., 1983, *Proc. IEEE*, **71**, 1295.
- Narayan R., Nityananda R., 1986 *Ann. Rev. Astron. & Astrophys.*, **24**, 127.
- Narula S.C., Wellington J.F., 1982, *Int. Statist. Rev.*, **50**, 317.
- Nastula J., 1985, *Post. Astron.*, **33**, 3.
- Nes H., 1981, *Radio Sci.*, **16**, 947.
- Newhall X.X., Preston R.A., Esposito P.B., 1986, w: Eichhorn i Leacock (1986), s. 789.
- Newman W.I., 1977, *Astron. & Astrophys.*, **54**, 369.
- Nguyen-Q-Rieu, Deguchi S., Izumiura H. i in., 1988, *Astrophys. J.*, **330**, 374.
- Niell A.E., Ong K.M., MacDoran P.F. i in., 1979, *Tectonophys.*, **52**, 49.
- Niell A.E., Claffin E.S., Lockhart T.G. i in., 1980, w: Coates (1980), s. 3.
- Niell A.E., Fanselow J.L., Liewer K.M. i in., 1986, w: Eichhorn i Leacock (1986), s. 163.
- Nishimura T., Takano T., Yamada T., Hirabayashi H., 1986, *Nobeyama Radio Obs. Rep. No. 101 (tez: Proc. Symp. Applic. Space Techn. Astron. & Astrophys., Univ. Tokyo, Jan.-Feb. 1986, s. 152)*.
- Norris R.P., 1983, w: Biraud (1983), s. 341.
- Norris R.P., 1988a, *Sky & Telescope*, **76**, 615.



- Norris R.P., 1988b, w: Reid i Moran (1988b), s. 485.
- Norris R.P., Booth R.S., 1981, *MNRAS*, **195**, 213.
- Norris R.P., Booth R.S., Diamond P.J., 1982, *MNRAS*, **201**, 209.
- Norris R.P., Kesteven M.J., Sramek R.A. i in., 1990, *Proc. Astron. Soc. Australia*, **8** (3), 252.
- Nothangel A., Nicolson G.D., Schuh H. i in., 1988, w: Babcock i Wilkins (1988), s. 193 [także w: Campbell i Schuh (1987a), s. 53].
- Nyquist H., 1928, *Phys. Rev.*, **32**, 110.
- Ong K.M., MacDoran P.F., Thomas J.B. i in., 1976, *J. Geophys. Res.*, **81**, 3587.
- Otnes R.K., Enochen L., 1972, *Digital Time Series Analysis*, J. Wiley and Sons, New York (tłum. polskie: WNT, Warszawa 1978).
- Palmer H.P., Rowson B., Anderson B. i in., 1967, *Nature*, **213**, 789.
- Papoulis A., 1972, *Prawdopodobieństwo, zmienne losowe i procesy stochastyczne*, Wyd. Nauk.-Techn., Warszawa (oryg.: *Probability, Random Variables, and Stochastic Processes*, McGraw-Hill, Inc., New York, 1965).
- Pawsey J.L., Bracewell R.N., 1955, *Radio Astronomy*, Oxford at the Clarendon Press.
- Pazderski E., Kus A.J., Gorgolewski S., Kępa A., Krygier B., Mazurek J., 1987, w Krygier (1987), cz. I, s. 365.
- Pearson T.J., Readhead A.C.S., 1984, *Ann. Rev. Astron. & Astrophys.*, **22**, 97.
- Pearson T.J., Readhead A.C.S., Wilkinson P.N., 1980, *Astrophys. J.*, **236**, 714.
- Pearson T.J., Unwin S.C., Cohen M.H. i in., 1981, *Nature*, **290**, 365.
- Peckham R.J., 1971, praca doktorska, Univ. Manchester.
- Peckham R.J., 1973, *MNRAS*, **165**, 25.
- Perley R.A., 1979, *Astron. J.*, **84**, 1443.
- Perley R.A., Schwab F.R., Bridle A.H., 1989, *Synthesis Imaging in Radio Astronomy* — A Collection of Lectures from the Third NRAO Synthesis Imaging Summer School held at Socorro, New Mexico, June 1988, Astron. Soc. Pacific Conf. Series., San Francisco.
- Petit G., Fayard T., Lestrade J.-F., 1990, *Astron. & Astrophys.*, **231**, 581.
- Pfleiderer J., 1988, *Astron. & Astrophys.*, **194**, 344.
- Pfleiderer H.J., 1989, *Naturwiss.*, **76**, 297 (po niemiecku).

- Pfleiderer J., 1990, w: Jaschek i Murtagh (1990), s. 197.
- Pfleiderer J., 1991, w: White i Allen (1991), s. 50.
- Pieczynski L., 1958, *Studia Soc. Sci. Toruniensis* Sec. F (Astronomia), **II**, (1), 12.
- Podobied V.V. (red.), 1983, Problemy sovremennoj astrometrii, *Itogi Nauki i Tekhn.* — *Ser. Astron.* **23**, VINITI, Moskva.
- Pooley G., 1976, *Meth. Exper. Phys.*, **12C**, 158.
- Poulton G.T., 1984, w: Roberts (1984), s. 67.
- Preston R.A., Morabito D.D., 1980, w: Coates (1980), s. 173.
- Preston R.A., Morabito D.D., Jauncey D.L., 1983, *Astrophys. J.*, **269**, 387.
- Preston R.A., Morabito D.D., Williams J.G. i in., 1985, *Astron. J.*, **90**, 1599.
- Preuss E., 1981, w: *Optical Jets in Galaxies*, ESA **SP-162**, s. 91.
- Preuss E., 1988, w: *Space Science and Fundamental Physics*, ESA **SP-283**, s. 105.
- Preuss E., Campbell J., 1992, w: *Recent Developments in Relativistic Gravity Research* (red.: Ehlers J. i Schafer G), Springer-Verlag, Berlin (w druku).
- Prochazka F.V., Tucker R.H. (red.), 1979, *Modern Astrometry* (IAU Coll. 48), University Obs. Vienna.
- Ranzetti N.A., Jordan J.F., Berman A.L. i in., 1982, *JPL Publ.* 82-102, C.I.T., Pasadena (California).
- Rasmusson E.M., 1985, *Am. Sci.*, **73**, 168.
- Readhead A.C.S., Wilkinson P.N., 1978, *Astrophys. J.*, **223**, 25.
- Readhead A.C.S., Walker R.C., Pearson T.J., Cohen M.H., 1980, *Nature*, **285**, 137.
- Readhead A.C.S., Masson C.R., Moffet A.T. i in., 1983, *Nature*, **303**, 504.
- Reasenber R., Shapiro I.I., MacNeil P. i in., 1979, *Astrophys. J.*, **234**, L219.
- Rees N.P., 1990, *MNRAS*, **244**, 233.
- Reid M.J., Menten K.M., 1992, w: Clegg i Nedoluha (1992).
- Reid M.J., Moran J.M., 1981, *Ann. Rev. Astron. & Astrophys.*, **19**, 231.
- Reid M.J., Moran J.M., 1988a, w: *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy* (wyd. 2; red.: Verschuur G.L., Kellermann K.I.), Springer-Verlag, Berlin, s. 255.

- Reid M.J., Moran J.M. (red.), 1988b, *The Impact of VLBI on Astrophysics and Geophysics* (IAU Symp. **129**, Cambridge, Mass.), IAU – Kluwer Acad. Publ., Dordrecht.
- Reid M.J., Muhleman D.O., 1978, *Astrophys. J.*, **220**, 229.
- Reid M.J., Silverstein E.M., 1990, *Astrophys. J.*, **361**, 483.
- Reid M.J., Muhleman D.O., Moran J.M. i in., 1977, *Astrophys. J.*, **214**, 60.
- Reid M.J., Owen F.N., Shaffer D.B. i in., 1979, praca nieopublikowana (cytowana w: Morabito 1985).
- Reid M.J., Haschick A.D., Burke B.F. i in., 1980, *Astrophys. J.*, **239**, 89.
- Reid M.J., Schneps M.H., Moran M.J. i in., 1988, *Astrophys. J.*, **330**, 809.
- Reisz A.C., Shapiro I.I., Moran J.M. i in., 1973, *Astrophys. J.*, **186**, 537.
- Remondi B.W., 1984, *Using the Global Positioning System (GPS) Phase Observable for Relative Geodesy: Modeling, Processing and Results* (praca doktorska), Univ. Texas, Austin (Texas).
- Renzetti N.A., Vegos C.J., Parks G.S. i in., 1983, w: Biraud (1983), s. 141.
- Riley J.M., Pooley G.G., 1978, *MNRAS*, **183**, 245.
- Rius A. (red.), 1989, *Proceedings of the 7th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry*, Instituto de Astronomia y Geodesia, C.S.I.C – U.C.M., Madrid.
- Roberts J.A. (red.), 1984, *Indirect Imaging*, Proc. Int. Symp. IURS and IAU Sydney (1983), Cambridge Univ. Press.
- Robertson D.S., 1975a, *Geodetic and Astrometric Measurements with Very-Long-Baseline Interferometry* (praca doktorska), M.I.T., Cambridge (Mass.) and GSFC, Greenbelt (Maryland).
- Robertson D.S., 1975b, *Nature*, **257**, 467.
- Robertson D.S., 1986, w: Eichhorn i Leacock (1986), s. 143.
- Robertson D.S., 1991, *Rev. Mod. Phys.*, **63**, 899.
- Robertson D.S., Carter W.E., 1982a, w: Calame (1982), s. 97.
- Robertson D.S., Carter W.E., 1982b, *NOAA Techn. Rep. NOS 95*, NGS 24, s. 63.
- Robertson D.S., Carter W.E., 1984, *Nature*, **310**, 572.

- Robertson D.S., Carter W.E., Corey B.E. i in., 1979, w: McCarthy i Pilkington (1979), s. 217.
- Robertson D.S., Fallon F.W., Carter W.E., 1986, *Astron. J.*, **91**, 1456.
- Robertson D.S., Carter W.E., Fallon F.W., 1988, w: Reid i Moran (1988b), s. 391.
- Robertson D.S., Carter W.E., Dillinger W.H., 1991, *Nature*, **349**, 768.
- Robertson D.S., Carter W.E., Ray J.R. i in., 1993, *Astron. J.*, **105**, 383.
- Robinson E.A., 1982, *Proc. IEEE*, **70**, 885.
- Rogers A.E.E., 1970, *Radio Sci.*, **5**, 1239.
- Rogers A.E.E., 1976, *Meth. Exper. Phys.*, **12C**, 139.
- Rogers A.E.E., 1980a, w: Coates (1980), s. 275.
- Rogers A.E.E., 1980b, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Engrs.*, **231**, 10.
- Rogers A.E.E., 1991, w: Hirabayashi i in. (1991), s. 341.
- Rogers A.E.E., Moran J.M., 1981, *IEEE Trans. Instr. Meas.*, **30**, 283.
- Rogers A.E.E., Moran J.M., Crowther P.R. i in., 1967, *Astrophys. J.*, **147**, L369 [por też: *Phys. Rev. Let.*, **17** (1966), 450].
- Rogers A.E.E., Hinteregger H.F., Whitney A.R. i in., 1974, *Astrophys. J.*, **193**, 293.
- Rogers A.E.E., Knight C.A., Hinteregger H.F. i in., 1978, *J. Geophys. Res.*, **83** (B2), 325.
- Rogers A.E.E., Capallo R.J., Hinteregger H.F. i in., 1983, *Science*, **219**, 51.
- Rogstad D.H., 1968, *Applied Optics*, **7**, 585.
- Rogstad D.H., Shostak G.S., 1971, *Astron. & Astrophys.*, **13**, 99.
- Rohlfs K., 1986, *Tools of Radio Astronomy*, Springer-Verlag, Berlin.
- Romney J.D., 1988, w: Reid i Moran (1988b), s. 461.
- Ronnang B.O., 1989, w: Rius (1989), s. 113.
- Rosengren M., 1984, *ESA Bull.* No. 40, s. 30.
- Rots A.H., 1982, w: Thompson i D'Addario (1982), s. 8-1.
- Rots A.H., Dickel H.R., Foster J.R., Goss W.M., 1981, *Astrophys. J.*, **245**, L15.
- Rowland S.W., 1979, *Topics Applied Phys.*, **32**, 9.
- Rowson B., 1963, *MNRAS*, **125**, 177.
- Russell J.L., Johnston K.J., Ma C., Shaffer D.B., Vegt C. de, 1991, *Astron. J.*, **101**, 2266.

- Russell J.L., Jauncey D.L., Harvey B.R. i in., 1992, *Astron. J.*, **103**, 2090.
- Rutman J., 1978, *Proc. IEEE*, **66**, 1048.
- Ruze J., 1966, *Proc. IEEE*, **54**, 633.
- Ryan J.W., Clark T.A., 1988, w: Reid i Moran (1988b), s. 339.
- Ryan J.W., Ma C., 1985, *NASA Techn. Memor. 86229*, GSFC, Greenbelt.
- Ryan J.W., Ma C., 1987, *NASA Techn. Memor. 100682*, GSFC, Greenbelt.
- Ryan J.W., Ma C., Vandenberg N.R., 1980, *The Mark III VLBI Data Analysis System*, NASA X-945-80-25, GSFC, Greenbelt.
- Ryan J.W., Clark T.A., Coates R.J. i in., 1986, *J. Geophys. Res.*, **91**, 1935.
- Ryle M., 1960, *Proc. IEE*, **6**, 14.
- Ryle M., 1972, *Nature*, **239**, 435.
- Ryle M., Hewish A., 1960, *MNRAS*, **120**, 220.
- Ryle M., Hewish A., Shakeshaft J.R., 1959, *Inst. Radio Engrs. Trans. Antennas Propag.*, **7**, S120.
- Ryle M., Nevil A., 1962, *MNRAS*, **125**, 38.
- Saburi Y., Yoshimura K., Kato S. i in., 1984, *J. Radio Res. Labs.*, **31**, 31.
- Sagdeev R.Z., 1984, w: Burke (1984b), s. 19.
- Salzberg I.M., 1973, *Proc. IEEE*, **61**, 1233.
- Sanroma M., Estalella R., 1983, w: Biraud (1983), s. 391.
- Sardón E., Zarraoa N., Rius A., 1989, w: Rius (1989), s. 103.
- Sargent III H.H., Klemperer W.K., 1970, *Radio Sci.*, **5**, 1283.
- Sault R.J., 1990, *Astrophys. J. Lett.*, **354**, L61.
- Schäifers K., Voigt H.H. (red.), 1982, *Landolt-Börnstein Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, New Ser. **VI/2c**, Springer, Berlin.
- Schilizzi R.T., 1988, w: Reid i Moran (1988b), s. 441.
- Schilizzi R.T., 1989, w: Felli i Spencer (1989), s. 347.
- Schilizzi R.T., 1990, w: Kondo (1990), s. 255.
- Schilizzi R.T., Ardenne A. van, Bos A. i in., 1982, *Int. Techn. Rep.* 165, Netherlands Found. Radio Astron., Dwingeloo.
- Schilizzi R.T., Burke B.F., Booth R.S. i in., 1984, w: Fanti i in. (1984), s. 407.

- Schneps M., Lane A.P., Downes D. i in., 1981, *Astrophys. J.*, **249**, 124.
- Schooneveld C. van (red.), 1979, *Image Formation from Coherence Functions in Astronomy* (IAU Coll. 49, Groningen), Reidel, Dordrecht (tłum. ros.: Mir, Moskwa, 1982).
- Schuh H., 1987, w: Campbell i Schuh (1987a), s. 61.
- Schuh H., 1988, w: Babcock i Wilkins (1988), s. 171.
- Schuh H., Moehlmann L., 1989, *Geophys. Res. Lett.*, **16**, 1105.
- Schuh H., Fellbaum M., Campbell J. i in., 1988, w: Babcock i Wilkins (1988), s. 453.
- Schwab F.R., 1984, *Astron. J.*, **89**, 1076.
- Schwab F.R., 1980, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Engrs.*, **231**, 18.
- Schwab F.R., Cotton W.D., 1983, *Astron. J.*, **88**, 688.
- Schwarz U., 1977a, *Astron. & Astrophys.*, **54**, 863.
- Schwarz U., 1977b, *Astron. & Astrophys.*, **61**, 91.
- Schwarz U.J., 1978, *Astron. & Astrophys.*, **65**, 345.
- Schwarz U.J., 1979, w: Schooneveld (1979), s. 261.
- Scott P.F., Ryle M., 1972, *MNRAS*, **178**, 539.
- Seaquist E.R., 1984, w: Burke (1984b), s. 127.
- Seidelman P., 1982, *Cel. Mech.*, **27**, 79.
- Shaffer D.B., 1984, w: Fanti i in. (1984), s. 365.
- Shao M., Colavita M.M., 1992a, *Astron. & Astrophys.*, **262**, 353.
- Shao M., Colavita M.M., 1992b, *Ann. Rev. Astron. & Astrophys.*, **30**, 457.
- Shapiro I.I., 1967, *Science*, **157**, 806.
- Shapiro I.I., 1976, *Meth. Exper. Phys.*, **12C**, 261.
- Shapiro I.I., Knight C.A., 1970, w: *Earthquake Displacement Fields and Rotation of the Earth* (red.: Mansinha L., Smylie D.E., Beck A.E.), Springer-Verlag, New York, s. 284.
- Shapiro I.I., Robertson D.S., Knight C.A. i in., 1974, *Science*, **186**, 920 i **191**, 451 (Errata).
- Shapiro I.I., Wittels J.J., Counselman III C.C. i in., 1979, *Astron. J.*, **84**, 1459.
- Siever R., 1983, *Sci. Am.*, **249**, 46.
- Simon M.A., Readhead A.C.S., Moffet A.T. i in., 1980, *Astrophys. J.*, **236**, 707.
- Sinclair A.T., 1988, w: Babcock i Wilkins (1988), s. 39.
- Skilling J., Bryan R.K., 1984, *MNRAS*, **211**, 111.

- Skwarek K., Wiśniewski S., Kamiński M., Pazderski E., 1992, *Aktualizacja złożeń dla systemu sterowania radioteleskopem RT-4*, Panda-Tor, Toruń.
- Slysh V.I., 1965, *Usp. Fiz. Nauk*, **87**, 471.
- Smith A.G., Carr T.D., 1968, *Badania radiowe układu planetarnego*, PWN, Warszawa [tł.: S. Gorgolewski; oryginał: *Radio Exploration of the Planetary System*, Van Nostrand Co., Ltd., Princeton (1964)].
- Snyder L.E., Buhl D., 1974, *Astrophys. J.*, **189**, L31 [też: **197** (1975), 329].
- Soffel M., Schastok J., Ruder H., Schneider M., 1985, *Astrophys. & Space Sci.*, **110**, 95.
- Soffel M., Ruder H., Schneider M. i in., 1986, w: Kovalevski i Brumberg (1986), s. 277.
- Soffel M., Müller J., Wu X., Xu C., 1991, *Astron. J.*, **101** (6), 2306 [skót w: Hughes i in. (1991), s. 351].
- Souček A., 1967, *Radio Televiz.*, **4**, 29.
- Sovers O.J., 1991, w: Hughes i in. (1991), s. 130.
- Sovers O.J., Thomas J.B., Fanselow J.L. i in., 1984, *J. Geophys. Res.*, **89** (B9), 7597.
- Sovers O.J., Edwards C.D., Jacobs C.S. i in., 1988, *Astron. J.*, **95**, 1647.
- Speed B., 1976, *MNRAS*, **177**, 137.
- Spencer R.E., 1991, *Vistas Astron.*, **34**, 61.
- Standish E.M., 1982, *Astron. & Astrophys.*, **114**, 297.
- Stannard K.M., Dulk G.A., Rayhrer B., 1970, *Radio Sci.*, **5**, 1271.
- Steppe J.A., Oliveau S.H., Sovers O.J., 1990, *IERS Techn. Rep.* (w druku).
- Stolz A., Harvey B., Jauncey D.L. i in., 1983, *The Australian Surveyor*, **31**, 305.
- Stuart J.R., 1984, *Interplanetary Navigation*, Int. Course Space Technol., CNES, Toulouse Space Center.
- Sullivan W.T., 1973, *Astrophys. J. Suppl.*, **25**, 393.
- Sullivan III W.T., 1973, *Classics in Radio Astronomy*, Reidel Publ. Co., Dordrecht.
- Swenson G.W., 1969, *Ann. Rev. Astron. & Astrophys.*, **7**, 353.
- Swenson G.W., 1981, *IEEE Trans. Int. Symp. Circuits Syst. Proc.*, Vol. **1**, 62.
- Swenson G.W. (Jr.), 1986, *J. Opt. Soc. Am. A*, **3** (8), 1311.

- Swenson G.W., Mathur N.C., 1968, *Proc. IEEE*, **56**, 2114.
- Swings J.-P. (red.), 1986, *Highlights of Astronomy*, **7**, IAU – Reidel, Dordrecht.
- Syunyaev R.A. (red.), 1982, *Astrofizika i kosmicheskaya fizika*, Nauka, Moskva.
- Szklowski I., 1956, *Radioastronomia*, WP, Warszawa (tłum. z ros.: Królikowski A.).
- Szymczak M., 1989, *MNRAS*, **237**, 561.
- Szymczak M., 1990a, *MNRAS*, **243**, 375.
- Szymczak M., 1990b, *Wybrane mechanizmy asymetrii emisji maserowej rodniaka OH w otoczkach gwiazdowych* (praca doktorska), UMK, Toruń.
- Takahashi F., 1985, *J. Radio Res. Lab.*, **32**, 15.
- Takahashi Y., Koike K., Yoshimo T., Manabe S., 1985, *J. Radio Res. Lab.*, **32**, 99.
- Tang G., 1988, *Studies of Extragalactic Radio Source Structure and Its Effect on Geodetic VLBI Measurement* (praca doktorska), *Techn. Rep. No. 181*, Chalmers Univ. Technol., Göteborg (Szwecja).
- TDC CRL, 1992, *1991 IERS Annual Report*, s. IV-5.
- Tel'nyuk-Adamchuk V.V., Molotaj A.A., Kumkova I.I., 1992, *Kinemat. i fiz. nebesnykh tel*, **8** (4), 17.
- Terebizh V.Yu., 1991, *Astron. & Astrophys. Trans.*, **1**, 3.
- Terrien J., 1976, *Rep. Prog. Phys.*, **39**, 1067.
- Thomas J.B., 1969, *An Introduction to Statistical Communication Theory*, J. Wiley, New York, s. 280.
- Thomas J.B., 1972, An Analysis of Long Baseline Radio Interferometry, Part I i Part II, *JPL Techn. Rep. 32-1526*, **VII**, 37 – 50 i **VIII**, 29 – 38.
- Thomas J.B., 1973, An Analysis of Long Baseline Radio Interferometry, Part III, *JPL Techn. Rep. 32-1526*, **XVI**, 47 – 64.
- Thomas J.B., 1981, An Analysis of Radio Interferometry with the Block 0 System, *JPL Publ. 81-49*.
- Thomas J.B., 1987, Interferometry Theory for the Block II Processor, *JPL Publ. 87-29*.
- Thomas J.B., Fanselow J.L., MacDoran P.F. i in., 1976, *J. Geophys. Res.*, **81**, 995.
- Thompson A.R., Bracewell R.N., 1974, *Astron. J.*, **79**, 11.



- Thompson A.R., D'Addario L.R., 1982a, *Radio Sci.*, **17**, 357.
- Thompson A.R., D'Addario L.R. (red.), 1982b, *NRAO Workshop Proc. No 5*, Green Bank.
- Thompson A.R., Moran J.M., Swenson G.W. (Jr.), 1986, *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy*, J. Wiley & Sons, New York (tłum. ros.: Mir, Moskwa 1989).
- Tiuri M.E., 1964, *IEEE Trans. Military Electronics*, **8**, 264 (też: *IEEE Trans. Ant. Propag.*, **12**, 930, oraz rozdział u Krausa, 1966).
- Tiuri M.E., Räisänen A.V., 1986, w: Kraus (1986), rozdz. 7.
- Tokovinin A.A., Shcheglov P.V., 1979, *Usp. Fiz. Nauk*, **129**, 645.
- Tolman J., Ptaček V., Souček A., Strecher R., 1967, *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **16**, 247.
- Tomasi P., Mantovani F., Ambrosini R. i in., 1988, *Il Nuovo Cimento*, **11C**, 205.
- Tralli D.M., Dixon T.H., 1988, *Geophys. Res. Lett.*, **15**, 353.
- Trask D.W., Vegos C.J., 1983, w: Biraud (1983), s. 109.
- Treuhaft R.N., Lowe S.T., 1991, *Astron. J.*, **102**, 1879.
- Trumpler R.J., Weaver H.F., 1953, *Statistical Astronomy*, Dover, New York (od s. 336).
- Tseytlin N.M., 1976, *Antennaya tekhnika i radioastronomiya*, Sov. Radio, Moskwa.
- Turło Z., 1965, *Interferometryczne badania radiowych centrów aktywnych na Słońcu* (praca doktorska), UMK, Toruń.
- Twiss R.W., Carter A.W.L., Little A.G., 1960, *Observatory*, **80**, 153.
- Unwin S.C., Davis R.J., 1988, w: Reid i Moran (1988), s. 27.
- Usowicz J.B., 1981, *Nieliniowe metody analizy widmowej astrofizycznych szeregów czasowych* (praca doktorska), UMK, Toruń.
- Usowicz J.[B.], 1987, w: Krygier (1987), cz. II, s. 85 – 91.
- Usowicz J.B., 1993, *Fourier Synthesis of Images in Radio Astronomy* (praca habilitacyjna), UMK, Toruń (w przygotow.).
- Van Altena W.F., 1983, *Ann. Rev. Astron. & Astrophys.*, **21**, 131.
- Van Vleck J.H., Middleton D., 1966, *Proc. IEEE*, **54**, 2.
- Vanden Bout P.A., 1991, *Adv. Space Res.*, **11**, (2) 387.
- Vegt C. de, Johnston K.J., 1988, w: Babcock i Wilkins (1988), s. 25.
- Vegt C. de, Schramm J., Johnston K.J., 1987a, *Astron. J.*, **93**, 261.
- Vegt C. de, Kleine T., Johnston K.J., 1987b, *Astron. & Astrophys.*, **179**, 322.

- Vessot R.F.C., 1976, *Meth. Exper. Phys.*, **12C**, 198.
- Vessot R.F.C., 1980, w: Coates (1980), s. 203.
- Vondrák J., 1985, *Ann. Geophys.*, **3**, 351.
- Vorbrich K.K., Pazderski E., 1992, *Artif. Satell.* (w druku).
- Vorbrich K.K., Krysiński Z., Pazderski E., 1992, *SPN – Zeitschrift für Satellitengestützte Positionierung ...* (w druku).
- Wahr J.M., 1981a i 1981b, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **64**, 677 i 705.
- Wahr J.M., 1985, *Am. Sci.*, **73**, 41.
- Wahr J.M., 1986, w: Anderson i Cazenave (1986), s. 281.
- Waldram E.M., McGilchrist M.M., 1990, *MNRAS*, **245** (3), 532.
- Walker R.C., 1981, *Astron. J.*, **86**, 1323.
- Walker R.C., 1984a, *Astrophys. J.*, **280** (2), 618.
- Walker R.C., 1984b, w: Roberts (1984), s. 53.
- Walker R.C., Burke B.F., Haschick A.D. i in., 1978, *Astrophys. J.*, **226**, 95.
- Walker R.C., Matsakis D.N., Garcia-Barreto J.A., 1982, *Astrophys. J.*, **255**, 128.
- Walter H.G., 1989, *Astron. & Astrophys. Suppl. Ser.*, **79**, 283.
- Walter H.G., 1990, w: Lieske i Abalakin (1990), s. 285.
- Walter H.G., 1991, w: Hughes i in. (1991), s. 376.
- Walter H.G., 1992, *Cel. Mech. & Dynam. Astron.*, **53**, 71.
- Walther A., 1963, *Optica Acta*, **10**, 41.
- Waltman W.B., Knowles S.H., Yen J.L. i in., 1980, w: Coates (1980), s. 89.
- Wan Tongshan, Qian Zhihan, 1988, w: Reid i Moran (1988b), s. 475.
- Ware R.H., Rocken C., Hurst K.J., 1986, *J. Geophys. Res.*, **91** (B9), 9183.
- Wayman P.A. (red.), 1982, *Reports on Astronomy 1982*, Reidel, Dordrecht.
- Weaver H., Williams D.R.W., Dieter N.H., Lum W.T., 1965, *Nature*, **208**, 29.
- Webber J.C., Hinteregger H.F., 1988, w: Reid i Moran (1988b), s. 501.
- Wehrle A.E., Morabito D.D., Preston R.A., 1984, *Astron. J.*, **89**, 336.
- Weiler K.W., Dennison B.K., Johnston K.J. i in., 1988a, w: Reid i Moran (1988b), s. 459.
- Weiler K.W., Dennison B.K., Johnston K.J. i in., 1988b, *Astron. & Astrophys.*, **195**, 372.

- Weiler K.W., Dennison B.K., Johnston K.J., 1988c, *Astronomy*, **16** (5), 18.
- Weinreb S., 1963, *MIT Res. Lab. Electron. Rep.* 412.
- Weinreb S., Barrett A.H., Meeks M.L., Henry J.C., 1963, *Nature*, **200**, 829.
- Weir N., Djorgovski S., 1991, w: White i Allen (1991), s. 31.
- Wernecke S.J., 1977, *Radio Sci.*, **12**, 831.
- Wernecke S.J., D'Addario L.R., 1977, *IEEE Trans. Comput.*, **26**, 351.
- White R.L., Allen R.J. (red.), 1991, *The Restoration of HST images and Spectra*, ST ScI, Baltimore (Maryland).
- Whiteoak J.B., 1986, *Proc. Astron. Soc. Austral.*, **6**, 290.
- Whitney A.R., 1988a, w: Babcock i Wilkins (1988), s. 429.
- Whitney A.R., 1988b, w: Reid i Moran (1988b), s. 503.
- Whitney A.R., Rogers A.E.E., Hinteregger H.F. i in., 1976, *Radio Sci.*, **11**, 421.
- Whitney A.R., Shapiro I.I., Rogers A.E.E. i in., 1971, *Science*, **173**, 255.
- Wielen R., 1982, w: Scheifers i Voigt (1982), s. 208.
- Wilkins G.A., 1984, *Phil. Trans. R. Soc., London*, **A331**, 85.
- Wilkins G.A., 1986, w: Swings (1986), s. 81 i 789.
- Wilkins G.A., Feissel M., 1982, *Project MERIT*, Royal Greenwich Obs., Greenwich.
- Wilkins G.A., Mueller I.I., 1986, w: Swings (1986), s. 771.
- Wilkinson P.N., 1983, w: Biraud (1983), s. 375.
- Wilkinson P.N., Readhead A.C.S., 1979, w: Schooneveld (1979), s. 83.
- Wilkinson P.N., Readhead A.C.S., Purcell G.H., Anderson B., 1977, *Nature*, **269**, 764.
- Wilkinson P.N., Kus A.J., Pearson T.J., Readhead A.C.S., Cornwell T.J., 1986, w: *Quasars* (IAU Symp. **119**, Bangalore; red: Swarup G., Kapahi V.K.), Reidel, Dordrecht, s. 165.
- Williams J.G., Newhall X.X., Dickey J.O., 1991, *Astron. & Astrophys.*, **241**, L9.
- Windram A.S., 1970, praca doktorska, Univ. Cambridge.
- Winkler G.M.R., 1979, *EOS Trans. Am. Geophys. Union*, **60**, 493.
- Winograd S., 1978, *Math. Comput.*, **32**, 175.
- Wittels J.J., 1980, w: Coates (1980), s. 399.
- Wolf E., 1982, *J. Opt. Soc. Am.*, **72**, 343.

- Wood L.J., 1985, *J. Astronaut. Sci.*, **33**, 125.
- Wood L.J., Jordan J.F., 1982, *Adv. Astronaut. Sci.*, **46**, 137.
- Wood L.J., Jordan J.F., 1984, *J. Astronaut. Sci.*, **32**, 357.
- Wright M., 1991, w: Hirabayashi i in. (1991), s. 331.
- Yang Zhi-gen, Zhao Ming, 1992, *Acta Astron. Sinica*, **33**, 201 – 211.
- Yatskiv Ya.S., Finkel'shtejn A.M., 1990, *Kinemat. i fiz. nebesnykh tel*, **6** (3), 61.
- Ye Shuhua, Qian Zhihan, 1991, w: Hughes i in. (1991), s. 392.
- Yen J.L., 1985, w: *Array Signal Processing* (red.: Haykin S.), Prentice Hall, Inc., Englewood Cliffs, s. 293.
- Yen J.L., Kellermann K.I., Rayhrer B. i in., 1977, *Science*, **198**, 289.
- Yen J.L., Leone P., Watson G.A. i in., 1988, w: Reid i Moran (1988b), s. 489.
- Yen J.L., Leone P., Watson G.A. i in., 1991, *Radio Sci.*, **26**, 89.
- Yokoyama K., Manabe S., 1988, w: Babcock i Wilkins (1988), s. 439.
- Yuen C.K., Fraser D., 1976, *Digital Spectral Analysis*, Dept. Informat., Univ. Tasmania.
- Zarraoa N., 1991/1992, *OCCAM v 2.0/3.0 — User's Guide*, Instituto de Astronomia y Geodesia, C.S.I.C – U.C.M., Madrid.
- Zensus J.A., Pearson T.J. (red.), 1987, *Superluminal Radio Sources*, Cambridge Univ. Press.
- Zensus J.A., Pearson T.J. (red.), 1990, *Parsec Scale Radio Jets*, Cambridge Univ. Press.
- Zensus A., Bååth L., Cohen M., Nicolson G., 1988, *Nature*, **334**, 410.
- Zhu S.Y., Groten E., 1988, *Manuscripta Geodaetica*, **13**, 33.
- Zhu S.Y., Groten E., Reigber C., 1990, *Astron. J.*, **99**, 1024.
- Zuckerman B., Dyck H.M., 1986, *Astrophys. J.*, **311**, 345.