



HAL
open science

Structure des sources extragalactiques dans les observations VLBI d'astrométrie et de géodynamique

Patrick Charlot

► **To cite this version:**

Patrick Charlot. Structure des sources extragalactiques dans les observations VLBI d'astrométrie et de géodynamique. Astrophysique [astro-ph]. Observatoire de Paris, 1989. Français. NNT : . tel-02095282

HAL Id: tel-02095282

<https://hal.science/tel-02095282>

Submitted on 10 Apr 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**THESE DE DOCTORAT
DE L'OBSERVATOIRE DE PARIS**

(nouveau régime)

89 OBSP 0002

EN
ASTRONOMIE STATISTIQUE ET DYNAMIQUE - GEODESIE

présentée par:

Patrick CHARLOT

Sujet de la thèse:

**STRUCTURE DES SOURCES RADIO EXTRAGALACTIQUES
DANS LES OBSERVATIONS VLBI
D'ASTROMETRIE ET DE GEODYNAMIQUE**

Soutenu à l'Observatoire de Paris, le 17 janvier 1989, devant le jury composé de:

Lucienne Gouguenheim

Présidente

François Barlier

Rapporteur

Alain Baudry

Rapporteur

Claude Boucher

Martine Feissel

Jean-François Lestrade

**THESE DE DOCTORAT
DE L'OBSERVATOIRE DE PARIS**
(nouveau régime)

EN
ASTRONOMIE STATISTIQUE ET DYNAMIQUE - GEODESIE

présentée par:

Patrick CHARLOT



Sujet de la thèse:

**STRUCTURE DES SOURCES RADIO EXTRAGALACTIQUES
DANS LES OBSERVATIONS VLBI
D'ASTROMETRIE ET DE GEODYNAMIQUE**

Soutenu à l'Observatoire de Paris, le 17 janvier 1989, devant le jury composé de:

Lucienne Gouguenheim

Présidente

François Barlier

Rapporteur

Alain Baudry

Rapporteur

Claude Boucher

Martine Feissel

Jean-François Lestrade

Remerciements

Mes remerciements les plus chaleureux vont à Jean-François Lestrade qui a suivi mon travail de thèse avec un enthousiasme toujours égal, ce qui fut très stimulant pour moi. Je lui suis très reconnaissant pour son soutien constant et sa grande disponibilité à mon égard, malgré ses nombreuses occupations et ses fréquents séjours au JPL, comme pour la grande liberté de travail et l'autonomie dont j'ai pu bénéficier. Je tiens également à le remercier tout particulièrement pour les conseils de tous ordres qu'il m'a donnés, pour ses idées foisonnantes et toujours originales et pour les nombreuses discussions que nous avons eues, qui m'ont permis de progresser dans mon travail.

Mes remerciements vont également à Gérard Petit et Claude Boucher pour m'avoir offert la possibilité d'effectuer cette thèse et pour l'accueil qui m'a été réservé à l'Institut Géographique National. Je tiens notamment à les remercier pour les discussions toujours utiles que nous avons eues et pour le temps de calcul quasi-illimité qui m'a été accordé sur le Micro-Vax du SGN, ce qui m'a permis d'effectuer ce travail dans d'excellentes conditions.

Je remercie également Martine Feissel pour l'intérêt constant qu'elle a porté à mon travail, pour son soutien et pour les suggestions qu'elle a pu me faire tout au long de cette étude.

Je tiens aussi à exprimer ma vive gratitude à François Barlier - qui a guidé mes premiers pas dans la recherche - et à Alain Baudry, pour avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse, malgré leurs nombreuses occupations, et pour les discussions intéressantes que j'ai eues avec eux.

Je remercie Lucienne Gouguenheim d'avoir bien voulu présider mon jury de thèse et tous les autres membres du jury - déjà cités - d'avoir accepté d'y participer.

Je suis également reconnaissant à Jean Chapront pour le soutien du Bureau des Longitudes, notamment pour le temps de calcul qui m'a été accordé sur le Vax du campus de l'Observatoire de Paris, ce qui m'a permis en particulier d'assurer la frappe du texte de cette thèse.

Je tiens aussi à exprimer ma gratitude à Dave Hough du Jet Propulsion Laboratory, pour l'intérêt qu'il a manifesté pour mon travail, pour ses conseils dans l'utilisation du logiciel de cartographie de Caltech, et pour la collaboration établie à cette occasion, qui a conduit à la réalisation du premier article figurant dans cette thèse.

Je remercie en outre le "Crustal Dynamics Program" et tout particulièrement Chopo Ma, pour les données VLBI qui m'ont été fournies, sans lesquelles une partie de cette thèse n'aurait pu être réalisée, et pour l'intérêt qui a été porté à

mon travail.

Je remercie également tout le personnel du Service de la Géodésie de l'IGN et les chercheurs du Bureau des Longitudes pour l'accueil toujours sympathique qui m'a été réservé tout au long de ces dernières années.

Je remercie le CNRS et l'IGN pour la bourse co-financée qui m'a été accordée pour effectuer ce travail, ainsi que le GRGS pour son soutien et le Département d'Astronomie Fondamentale de l'Observatoire de Paris, en particulier le Bureau Central de l'IERS, pour la prise en charge de l'édition et la diffusion de cette thèse.

Enfin, je remercie Christine pour son appui quotidien, sa compréhension et sa patience comme pour l'aide qu'elle m'a apportée dans la réalisation matérielle de cette thèse, ainsi que mes parents sans qui rien de ce qui est n'aurait été.

SOMMAIRE

CHAPITRE I: INTRODUCTION	7
<hr/>	
CHAPITRE II: LA TECHNIQUE VLBI ET SES APPLICATIONS	14
<hr/>	
1. Principe du VLBI	15
2. La corrélation des signaux	17
2.1 Acquisition des données	17
2.2 Expression de la fonction de “cross-corrélation”	18
2.3 Ralentissement des franges et addition incohérente des “bits”	21
2.4 Détection et ajustement des franges	22
2.5 La technique de synthèse de bande	25
3. Application du VLBI à l’astrométrie, la géodésie et la mesure de l’orientation de la Terre	29
3.1 Modélisation du retard de synthèse de bande et de la vitesse du retard de phase	29
3.2 Ajustement de paramètres astrométriques et géodésiques	32
4. Application du VLBI à la cartographie des radiosources extragalactiques	33
4.1 La synthèse d’ouverture en interférométrie connectée	33
4.2 La synthèse d’ouverture en VLBI	36
4.2.1 Relations de fermeture	36
4.2.2 Algorithmes	38
4.3 Procédés de restauration d’image	40
4.3.1 CLEAN	41
4.3.2 La méthode du maximum d’entropie (MEM)	45

5. La physique des radiosources extragalactiques	49
5.1 Les données observationnelles	49
5.1.1 La morphologie	49
5.1.2 Le spectre	52
5.1.3 La variabilité temporelle du flux total	53
5.1.4 La polarisation	54
5.2 Les modèles théoriques	54
5.2.1 Le mécanisme d'émission radio	54
5.2.2 Description physique	56
5.2.3 Le phénomène superluminique	57

CHAPITRE III: EFFETS DE STRUCTURE EN ASTROMETRIE ET GEODYNAMIQUE - THEORIE ET SIMULATIONS 62

1. Théorie	63
1.1 Expression analytique des effets de structure	63
1.2 Propriétés des effets de structure	66
1.3 Concept de position effective	67
1.4 Choix du point de référence	68
1.5 Corrections de structure dans le cas d'observations bi-fréquence	69
1.6 Cas d'observations avec une grande largeur de bande	70
1.7 Remarques sur le calcul de l'effet de structure pour la vitesse du retard de phase	70
2. Expression de la phase de structure selon le type de carte utilisé	72
2.1 Cas d'une somme de fonctions delta	72
2.2 Cas d'une somme de fonctions gaussiennes	73
2.3 Cas d'une fonction en escalier	76
3. Cas d'une source double	77
3.1 Expression analytique des effets des structure	77
3.2 Variations des effets de structure en fonction du temps	81
3.3 Influence du rapport des flux des deux composantes	86
3.4 Influence de la largeur de bande	86
3.5 Influence des indices spectraux des deux composantes	92
3.6 Conclusion	93

CHAPITRE IV: STRUCTURE DU QUASAR NRAO140

97

- Article 1:

“A method to estimate the motion of unresolved VLBI components
in extragalactic radio sources. The case of NRAO140” 98

- Article 2:

“Radio source structure in astrometric and geodynamics
Very Long Baseline Interferometry” 103

CHAPITRE V: STRUCTURE DES SOURCES RADIO

EXTRAGALACTIQUES DANS LES

EXPERIENCES “CRUSTAL DYNAMICS”

139

- Article 3:

“Fourteen extragalactic radio sources mapped at 2.3 and 8.4 GHz
with a 24-hour Crustal Dynamics Program VLBI experiment” 140

- “Analysis of a second Crustal Dynamics Program experiment:

NPAC-2 - september 1985” 179

CHAPITRE VI: CONCLUSION

207

CHAPITRE I

INTRODUCTION

L'Interférométrie à Très Longue Base (*Very Long Baseline Interferometry*) ou VLBI est une technique radioastronomique qui permet d'atteindre une résolution angulaire de l'ordre de $0.001''$. Cette résolution, qui n'est approchée par aucune autre méthode radio ou optique, est exploitée dans des domaines divers allant de la cartographie des radiosources compactes, à l'astrométrie, la géodésie et la mesure de la rotation de la Terre.

Le développement de la technique VLBI est étroitement lié à celui de la radioastronomie. Cette science est relativement jeune, comparée à l'astronomie optique traditionnelle. Son histoire a débuté accidentellement en 1931 lorsque Karl Jansky, en étudiant la mise au point de liaisons radio ondes courtes entre l'Angleterre et les Etats-Unis, détecta l'émission du centre de notre Galaxie et l'émission diffuse associée à la Voie Lactée (Jansky 1933). D'autres observations furent ensuite réalisées par Grote Reber qui dressa la première carte du rayonnement radio de la voûte céleste à 187 cm de longueur d'onde (Reber 1944). Cependant, ces découvertes passèrent à peu près inaperçues des astronomes, et ce n'est qu'à partir de 1945, après la découverte du rayonnement radio solaire (Southworth 1945) que la radioastronomie prit vraiment son essor, et ce d'autant plus que les physiciens disposaient des radars mis au point pendant la Seconde Guerre Mondiale. Un rayonnement radio fut découvert en provenance de presque tous les types d'astres, et son étude a permis de compléter les connaissances que nous avons de ces astres dans le domaine du visible.

Parallèlement, des radiosources intenses et de petites dimensions furent découvertes. Les premières études consistèrent à répertorier ces radiosources dans des catalogues (par exemple le catalogue 3C de Cambridge, Edge *et al.* 1959) et à identifier leur contrepartie optique. Ainsi, Bolton, Stanley et Slee (1949) identifièrent deux des radiosources intenses du ciel, Centaurus A et Virgo A, avec des galaxies proches. Puis, Baade et Minkowski (1954) montrèrent que la radiosource Cygnus A était associée à une galaxie lointaine. Ces premières identifications mirent en évidence le caractère extragalactique de certaines radiosources et permirent la découverte d'une nouvelle classe d'objets, les radiogalaxies. Plus tard, la radioastronomie fut à l'origine de la découverte d'autres objets, situés bien au-delà des galaxies les plus lointaines, les quasars (Matthews et Sandage 1963, Schmidt 1963).

L'un des objectifs recherchés était également de mesurer le diamètre de ces radiosources, mais on s'aperçut vite que la plupart d'entre elles n'étaient pas résolues avec les instruments dont on disposait. On construisit alors de plus grands radiotélescopes comme celui de Jodrell Bank (75 m) en Angleterre, terminé en 1957. Puis, on développa des interféromètres en réalisant la transmission du signal entre les différents radiotélescopes, par câbles ou liaisons radio. L'un des premiers en service fut celui de Cambridge, en Angleterre, qui grâce à une ligne de base de 1.6 km permit d'atteindre une résolution angulaire inférieure à $1'$ (Ryle 1962). Par la suite, d'autres réseaux furent développés, avec des antennes réparties sur 5 km, toujours à Cambridge (Ryle 1972), et sur 3 km à Westerbork aux Pays-Bas (Baars *et al.* 1973); ces instruments ont une résolution angulaire de l'ordre de $1''$ aux longueurs d'ondes centimétriques. A l'heure actuelle, les plus grands réseaux de

ce type sont le VLA (*Very Large Array*) aux Etats-Unis (Thompson *et al.* 1980) et MERLIN (*Multi Element Radio Linked Interferometry Network*) en Angleterre (Davies, Anderson et Morison 1980). Leurs plus grandes lignes de base sont respectivement de 27 km et de ~ 140 km, ce qui permet d'atteindre une résolution angulaire inférieure à $1''$.

Malgré ces développements, on pensait dès le milieu des années 60, qu'une résolution angulaire de $0.001''$ était nécessaire pour mieux comprendre la physique des noyaux actifs de galaxies et des quasars. Pour cela, il fallait réaliser des interféromètres avec des bases à l'échelle de la Terre, et donc s'affranchir de la connexion en temps réel des différents radiotélescopes. L'introduction des horloges atomiques a permis de franchir ce pas et l'Interférométrie à Très Longue Base (VLBI) est née. Dans cette technique, les signaux reçus par deux radiotélescopes observant simultanément la même source, sont enregistrés sur des bandes magnétiques à chaque station, avec des marques de temps d'horloges atomiques, puis sont corrélés ultérieurement dans un centre spécialisé; la longueur de base n'est donc limitée que par la taille de la Terre.

Les premières expériences VLBI furent donc réalisées dans un but astrophysique. Elles eurent lieu au Canada (Brotten *et al.* 1967) et aux Etats-Unis (Bare *et al.* 1967, Moran *et al.* 1967). A cette époque, la qualité des mesures était limitée par la faible largeur de bande enregistrée (< 1 MHz), le nombre peu important d'antennes et la stabilité encore insuffisante des premières horloges atomiques. Au fil des années, l'instrumentation s'est considérablement développée et sophistiquée, ce qui a permis d'améliorer notablement la technique d'observation VLBI. Les méthodes de traitement de données ont également beaucoup progressé: grâce à la technique "hybrid mapping" (Readhead et Wilkinson 1978, Cornwell et Wilkinson 1981), on peut maintenant réaliser des cartes VLBI très détaillées des sources extragalactiques, alors que l'interprétation des premières mesures ne fournissait que des modèles à quelques composantes. Récemment, des cartes VLBI avec une dynamique de 2000 ont été obtenues au cours d'expériences à 1.7 et 5.0 GHz utilisant respectivement 12 et 14 radiotélescopes (Unwin et Davis 1988, Zensus *et al.* 1988). Le développement du VLBA (*Very Long Baseline Array*) dans les années 1990 permettra d'atteindre des dynamiques encore supérieures. La course à la plus petite résolution angulaire continue également puisqu'on envisage de placer des antennes en orbite de la Terre (projets QUASAT et RADIOASTRON), et qu'on cartographie les sources à des longueurs d'onde de plus en plus courtes. Une première carte hybride à $\lambda=3$ mm vient d'être réalisée, fournissant une résolution angulaire de 50 microsecondes de degré environ, résolution qui n'avait jamais été atteinte auparavant (Bååth *et al.* 1988). Les principaux résultats astrophysiques dûs au VLBI sont la découverte de mouvements superlumériques dans les quasars (Whitney *et al.* 1971, Pearson *et al.* 1981) et la détermination de distances dans la Galaxie (ou dans des galaxies proches comme M33) grâce aux mesures des mouvements propres des composantes des masers H_2O (Genzel *et al.* 1981).

La technique VLBI présente également un grand intérêt pour l'astrométrie et la géodésie puisqu'elle est sensible à des angles de $0.001''$ ($0.001'' \sim 3$ cm à la surface de la Terre). Ce potentiel a été immédiatement reconnu (Gold 1967)

et son utilisation dans ce domaine s'est rapidement développée dans les années 70 et 80 (Whitney *et al.* 1976, Clark *et al.* 1985), en particulier grâce à la mise au point de terminaux à synthèse de bande tels que le Mark II multiplexé (Clark 1973), puis le Mark III (Rogers *et al.* 1983). L'orientation de la Terre a commencé à être déterminée par VLBI en 1980, avec le projet POLARIS (Carter et Strange 1979), qui est devenu par la suite le programme international IRIS (Carter, Robertson et MacKay 1985). Actuellement, ce programme mesure les coordonnées du pôle et la durée du jour tous les 5 jours, avec des précisions respectivement de $0.001''$ (~ 3 cm) et de 0.1 ms. Parallèlement à ces mesures, des expériences à vocation géodésique sont réalisées dans le cadre du programme international "Crustal Dynamics" (CDP), géré par la NASA (Coates 1988). Elles permettent de déterminer avec une précision centimétrique, les coordonnées de radiotélescopes répartis sur différentes plaques tectoniques. La continuité des mesures permettra à l'échelle d'une décennie de déterminer précisément la dérive de ces plaques ainsi que leurs déformations. Les premiers résultats (Ryan et Ma 1987) confirment dans l'ensemble les prédictions faites à partir de données géologiques (Minster et Jordan 1978). En astrométrie, les programmes IRIS et CDP fournissent les positions de sources extragalactiques avec une précision de $0.001''$. Cependant, le nombre de ces sources est limité (~ 25 pour IRIS et ~ 60 pour le CDP), car l'astrométrie n'est pas l'objectif principal de ces 2 programmes. La densification du référentiel céleste extragalactique est réalisée par le Jet Propulsion Laboratory (JPL) dont le catalogue comprend maintenant environ 150 sources (Sovers *et al.* 1988). Cette densification est nécessaire pour les besoins de la navigation spatiale interplanétaire.

La technique VLBI est la seule méthode qui permette d'établir un repère de référence céleste avec une précision de $0.001''$. C'est aussi la technique la plus précise pour mesurer les variations de rotation de la Terre et établir des repères de référence terrestres, suivie de près par la télémétrie laser. Pourtant, on pense qu'un gain en précision significatif peut encore être obtenu, et l'objectif à plus ou moins long terme est d'atteindre une précision millimétrique dans la détermination des positions des radiotélescopes et une précision de $0.0001''$ dans la détermination des positions des sources extragalactiques. Pour cela, il faut d'une part améliorer les techniques d'acquisition et de corrélation des données brutes pour obtenir des mesures plus précises, d'autre part affiner les modèles physiques utilisés pour l'analyse de ces mesures. Parmi les facteurs qui limitent actuellement la précision du VLBI astrométrique et géodésique, citons notamment: les effets atmosphériques, en particulier celui dû au temps de propagation dans la composante humide de la troposphère qui ne peut être modélisé à mieux que 5 cm près; les effets produits par la structure des sources extragalactiques qui sont complexes à l'échelle de $0.001''$. De nombreuses recherches ont déjà été effectuées pour améliorer la modélisation des effets troposphériques (filtrage, développement de nouveaux modèles empiriques, développement de radiomètres à vapeur d'eau). Par contre, peu d'études ont été réalisées sur les effets produits par la structure des sources extragalactiques, et aucune tentative n'a jusqu'à présent été faite pour modéliser ces effets dans des données réelles.

Nous nous proposons dans cette thèse d'étudier l'influence de la structure des sources extragalactiques sur les observations VLBI pour l'astrométrie et la géodynamique. Nous développerons d'abord une approche théorique, puis par des simulations pour des cas simples (source double), nous quantifierons les effets de structure (Chapitre III). Ensuite, nous calculerons ces effets dans des cas réels, en particulier pour des observations VLBI du programme "Crustal Dynamics" (Chapitres IV et V). Ces deux derniers chapitres présentent également des résultats astrophysiques puisqu'il a d'abord fallu cartographier les sources extragalactiques avant de modéliser les effets de structure proprement dit. Préalablement à cette étude, nous présenterons la technique VLBI (Chapitre II), en décrivant d'abord la corrélation des données, puis la modélisation employée en astrométrie et en géodésie, et enfin les méthodes de cartographie utilisées en astrophysique. Quelques notions sur la physique des sources extragalactiques seront également présentées à la fin du Chapitre II.

Références:

- Baade, W., Minkowski, R.: 1954, *Astrophys. J.*, **119**, 206.
- Baars, J. W. M., Van der Brugge, J. F., Casse, J. L., Hamaker, J. P., Sondaar, L. H., Visser, J. J., Wellington, K. J.: 1973, *Proc. IEEE*, **61**, 1258.
- Bååth, L. B. *et al.*: 1988, *Nature* (soumis).
- Bare, C., Clark, B. G., Kellermann, K. I., Cohen, M. H., Jauncey, D. L.: 1967, *Science*, **157**, 189.
- Bolton, J. G., Stanley, G. J., Slee, O. B.: 1949, *Nature*, **164**, 101.
- Broten, N. W., Legg, T. H., Locke, J. L., McLeish, C. W., Richards, R. S., Chisholm, R. M., Gush, H. P., Yen, J. L., Galt, J. A.: 1967, *Nature*, **215**, 38.
- Carter, W. E., Robertson, D. S., MacKay, J. R.: 1985, *J. Geophys. Res.*, **90**, 4577.
- Carter, W. E., Strange, W. E.: 1979, *Tectonophysics*, **52**, 39.
- Clark, B. G.: 1973, *Proc. IEEE*, **61**, 1242.
- Clark, T. A., Corey, B. E., Davis, J. L., Elgered, G., Herring, T. A., Hinteregger, H. F., Knight, C. A., Levine, J. I., Lundqvist, G., Ma, C., Nesman, E. F., Phillips, R. B., Rogers, A. E. E., Rönnäng, B. O., Ryan, J. W., Shupler, B. R., Shaffer, D. B., Shapiro, I. I., Vandenberg, N. R., Webber, J. C., Whitney, A. R.: 1985, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **GE-23**, 428.
- Coates, R. J.: 1988, dans *IAU Symposium 129, The Impact of VLBI on Astrophysics and Geophysics*, Eds M. J. Reid et J. M. Moran, Reidel, Dordrecht, p. 337.
- Cornwell, T. J., Wilkinson, P. N.: 1981, *M. N. R. A. S.*, **196**, 1067.
- Davies, J. G., Anderson, B., Morison, J.: 1980, *Nature*, **288**, 64.
- Edge, D. O., Shakeshaft, J. R., McAdam, W. B., Baldwin, J. E., Archer, S.: 1959, *Mem. R. Astron. Soc.*, **68**, 37.
- Genzel, R., Reid, M. J., Moran, J. M., Downes, D.: 1981, *Astrophys. J.*, **244**, 884.
- Gold, T.: 1967, *Science*, **157**, 302.
- Jansky, K. G.: 1933, *Proc. Inst. Rad. Eng.*, **21**, 1387.
- Matthews, T. A., Sandage, A. R.: 1963, *Astrophys. J.*, **138**, 30.
- Minster, J. B., Jordan, T. H.: 1978, *J. Geophys. Res.*, **83**, 5331
- Moran, J. M., Crowther, P. P., Burke, B. F., Barrett, A. H., Rogers, A. E. E., Ball, J. A., Carter, J. C., Bare, C. C.: 1967, *Science*, **157**, 676.
- Pearson, T. J., Unwin, S. C., Cohen, M. H., Linfield, R. P., Readhead, A. C. S., Seielstad, G. A., Simon, R. S., Walker, R. C.: 1981, *Nature*, **290**, 365.
- Readhead, A. C. S., Wilkinson, P. N.: 1978, *Astrophys. J.*, **223**, 25.
- Reber, G.: 1944, *Astrophys. J.*, **100**, 279.
- Rogers, A. E. E., Cappallo, R. J., Hinteregger, H. F., Levine, J. I., Nesman, E. F., Webber, J. C., Whitney, A. R., Clark, T. A., Ma, C., Ryan, J., Corey, B. E., Counselman, C. C., Herring, T. A., Shapiro, I. I., Knight, C. A., Shaffer, D. B., Vandenberg, N. R., Lacasse, R., Mauzy, R., Rayhrer, B., Schupler, B. R., Pigg, J. C.: 1983, *Science* **219**, 51
- Ryan, J. W., Ma, C.: 1987, *NASA Technical Memorandum*, **100682**.
- Ryle, M.: 1962, *Nature*, **194**, 517.
- Ryle, M.: 1972, *Nature*, **239**, 435.
- Schmidt, M.: 1963, *Nature*, **197**, 1040.

- Southworth, G. C.: 1945, *J. Franklin Inst.*, **239**, 285.
- Sovers, O. J., Edwards, C. D., Jacobs, C. S., Lanyi, G. E., Liewer, K. M., Treuhaft, R. N.: 1988, *Astron. J.*, **95**, 1647
- Thompson, A. R., Clark, B. G., Wade, C. M., Napier, P. J.: 1980, *Astrophys. J. Suppl.*, **44**, 151.
- Unwin, S. C., Davis, R. J.: 1988, dans *IAU Symposium 129, The Impact of VLBI on Astrophysics and Geophysics*, Eds M. J. Reid et J. M. Moran, Reidel, Dordrecht, p. 27.
- Whitney, A. R., Rogers, A. E. E., Hinteregger, H. F., Knight, C. A., Levine, J. I., Lippincott, S., Clark, T. A., Shapiro, I. I., Robertson, D. S.: 1976, *Radio Sci.*, **11**, 421.
- Whitney, A. R., Shapiro, I. I., Rogers, A. E. E., Robertson, D. S., Knight, C. A., Clark, T. A., Goldstein, R. M., Marandino, G. E., Vandenberg, N. R.: 1971, *Science*, **173**, 225.
- Zensus, J. A., Bååth, L. B., Cohen, M. H., Nicolson, G.: 1988, *Nature*, **334**, 410.

CHAPITRE II

LA TECHNIQUE VLBI ET SES APPLICATIONS

1. PRINCIPE DU VLBI

Le principe de l'interférométrie radio est de multiplier (ou corrélérer) les signaux captés par 2 radiotélescopes observant simultanément la même source radio, pour mesurer l'évolution de la phase de l'onde incidente entre ces 2 radiotélescopes.

En interférométrie connectée (Figure II.1), les 2 radiotélescopes sont reliés avec des câbles (cas du VLA) ou par liaison radio (cas de MERLIN); la mesure de la phase est donc effectuée en *temps réel*, mais la distance séparant les 2 instruments est évidemment limitée à quelques dizaines de km.

La technique VLBI (Figure II.2) consiste, au contraire, à mesurer cette phase, en *temps différé*. Pour cela, les signaux reçus à chaque radiotélescope sont enregistrés simultanément mais indépendamment sur des bandes magnétiques, avec des marques de temps d'horloges atomiques à chaque station. Ces bandes magnétiques sont ensuite transportées dans un centre de corrélation où la corrélation proprement dite est effectuée (voir partie 2). Cette corrélation en temps différé est rendue possible par la stabilité des horloges atomiques qui assure la conservation de la cohérence des signaux entre les 2 radiotélescopes. Dans la technique VLBI, aucun lien physique n'existe entre les 2 radiotélescopes et on peut donc conduire des observations avec des antennes séparées par plusieurs milliers de km.

En même temps que la phase ϕ , le processus de corrélation fournit également l'amplitude du signal A . Les amplitudes et les phases contiennent des informations sur la structure des sources extragalactiques et sont utilisées pour les cartographier (voir partie 4), ce qui explique l'intérêt de l'interférométrie connectée et du VLBI pour l'astrophysique.

La technique VLBI se caractérise par le fait qu'on peut, de plus, mesurer précisément le retard τ (temps de propagation de l'onde incidente entre les 2 radiotélescopes) par synthèse de bande (voir partie 2.5), alors qu'en interférométrie connectée, cette quantité est introduite par un modèle (voir Figure II.1). Ce retard τ est essentiellement de nature géométrique. Si le signal radio est issu d'un objet extragalactique (quasar ou noyau actif d'une galaxie), le retard géométrique τ_g dépend uniquement de la position de la radiosource et du vecteur de base joignant les 2 radiotélescopes car la direction de l'émission apparaît comme fixe, du fait de la grande distance de l'objet observé; la variation avec le temps de ce retard géométrique est due à la rotation de la Terre. En effectuant des mesures sur plusieurs sources extragalactiques, on peut alors déterminer précisément la position des sources, le vecteur de base et les paramètres d'orientation de la Terre (position du pôle dans la Terre et dans l'espace; UT1-UTC); d'où le potentiel du VLBI pour l'astrométrie, la géodésie et la mesure de la rotation de la Terre (voir partie 3).

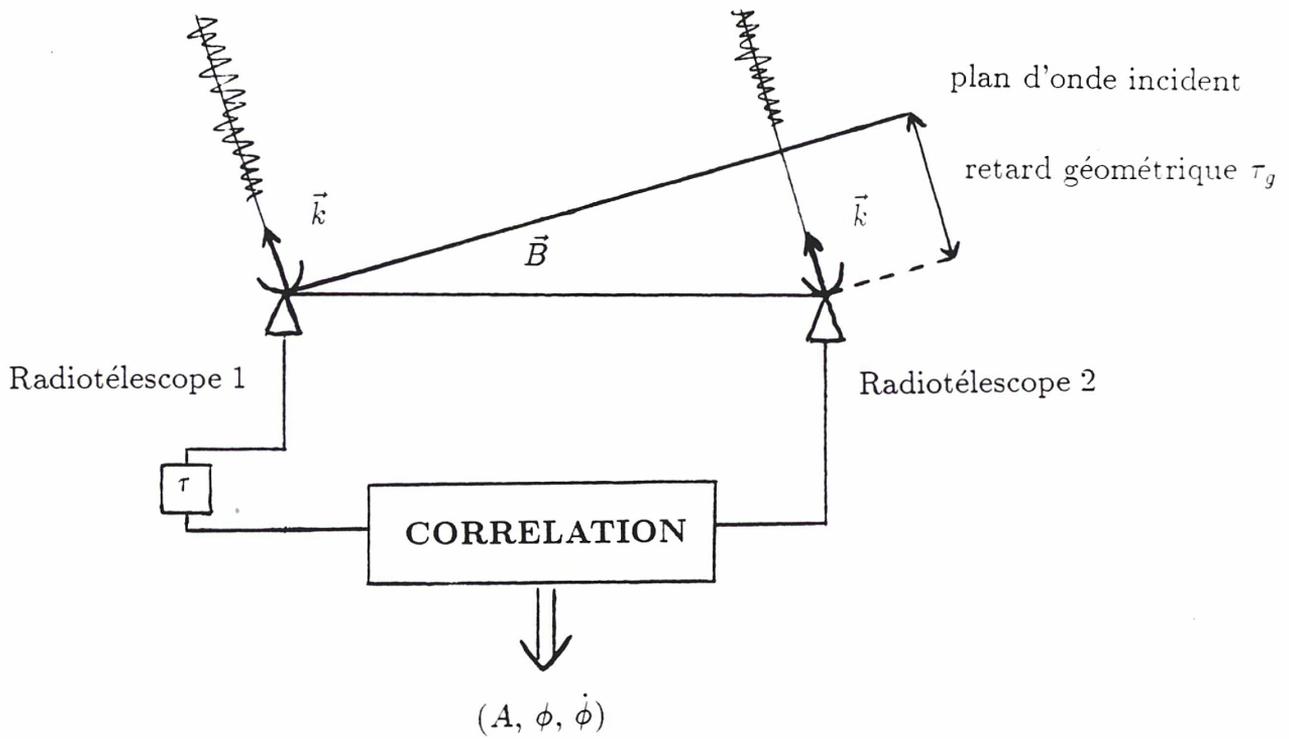


Figure II.1: Principe de l'interférométrie connectée.

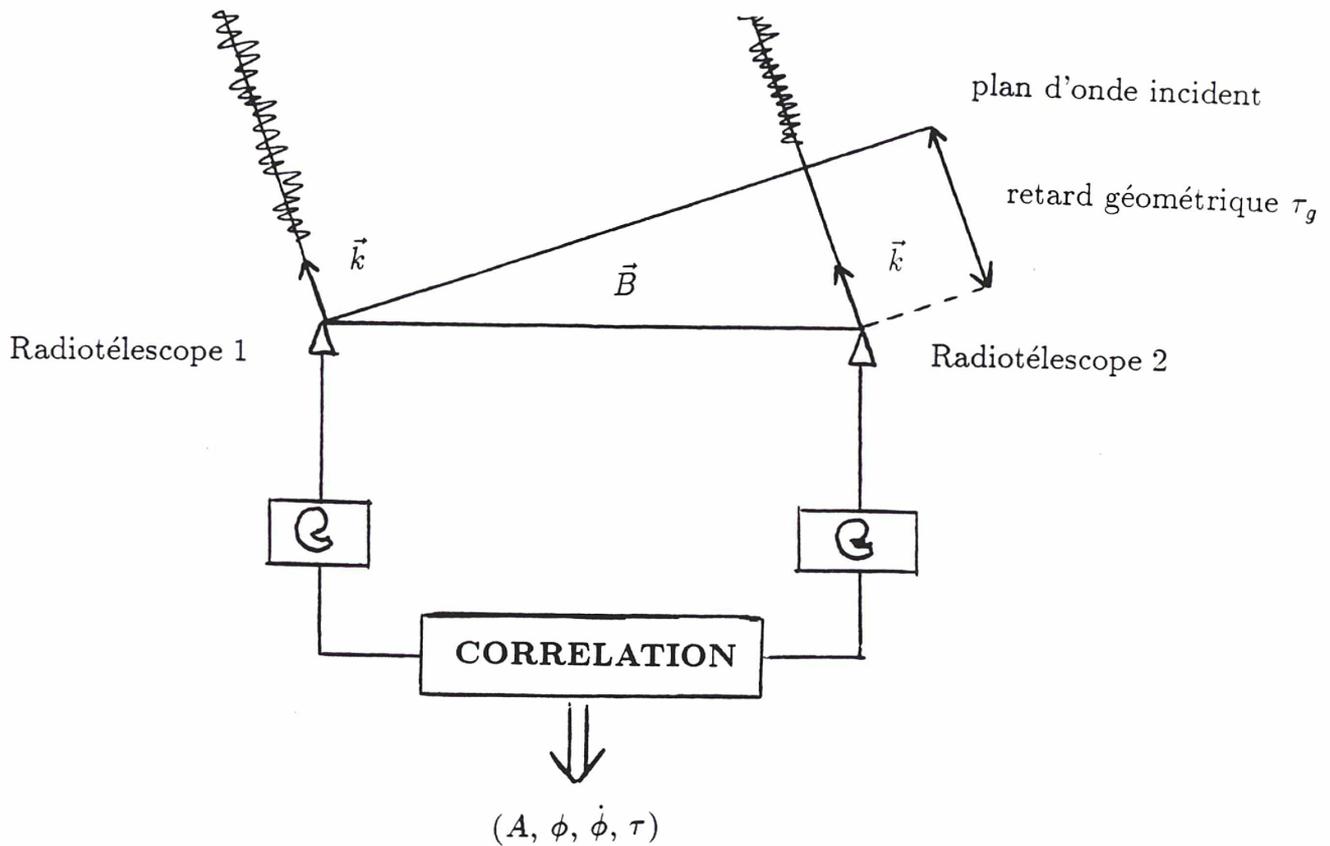


Figure II.2: Principe de la technique VLBI.

2. LA CORRELATION DES DONNEES VLBI

2.1 Acquisition des données:

La Figure II.3 schématise un système d'acquisition de données VLBI. Un tel système se décompose essentiellement en 3 parties: récepteur, convertisseur et formateur. Les récepteurs sont des amplificateurs HF (haute fréquence) montés aux foyers des antennes. Après amplification, la fréquence des signaux HF est abaissée en MF (moyenne fréquence) entre 100 et 500 MHz, par un ou plusieurs étages d'oscillateurs locaux asservis en phase sur l'horloge de la station. Les convertisseurs transforment les signaux MF en signaux vidéo (entre 0 et 2 MHz) qui sont ensuite numérisés en un flot de données binaires (-1 ou 1) par un échantillonneur numérique travaillant en général à la cadence de Nyquist (nombre d'échantillons/sec égal au double de la largeur de bande, soit 4 Mégabits/sec dans notre cas). Le formateur intercale alors les signaux de synchronisation de l'horloge de la station dans ce flot de données, avant que l'ensemble soit écrit sur des bandes magnétiques. Ces signaux de synchronisation permettent ultérieurement au corrélateur d'associer un "bit" de donnée particulier avec son temps d'arrivée à la station.

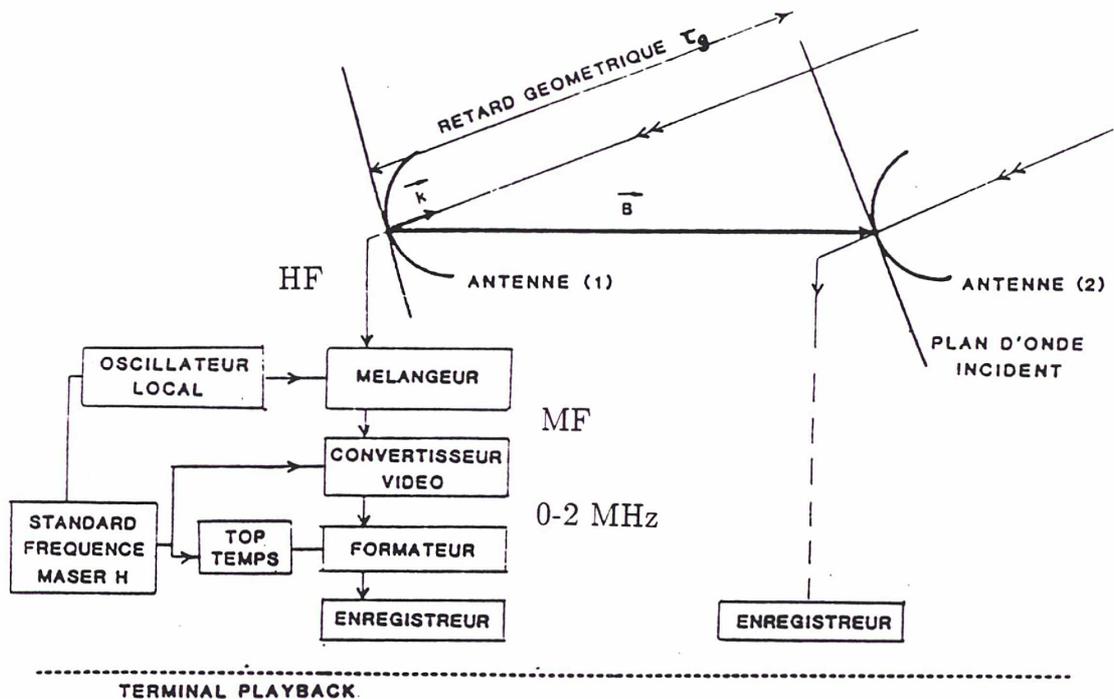


Figure II.3: Système d'acquisition de données VLBI.

2.2 Expression de la fonction de “cross-corrélation”:

Le signal induit dans une antenne par une source extragalactique est un bruit blanc présentant une large distribution en fréquence. On le représente par une superposition d’ondes planes qui est exprimée par l’équation suivante (cas d’une source ponctuelle):

$$E(\vec{r}_j(t), t) = \int_0^{+\infty} A(\omega) \exp \left[i\omega \left(t + \frac{1}{c} \vec{k} \cdot \vec{r}_j(t) \right) \right] d\omega + \text{c. c.} \quad (\text{II.1})$$

où: $E(\vec{r}_j(t), t)$ est le champ électrique reçu à l’instant t par l’antenne j ($\vec{r}_j(t)$ désignant la position de l’antenne par rapport au centre de la Terre);

\vec{k} est la direction de la source;

$A(\omega)$ est l’amplitude du signal à la fréquence ω ;

c. c. désigne le complexe conjugué.

Pour une source étendue, on considère que l’émission vient d’un ensemble de sources ponctuelles indépendantes (émission incohérente) et le champ électrique est obtenu en intégrant l’équation (II.1) sur toute la surface de la source. D’où l’expression générale de $E(\vec{r}_j(t), t)$:

$$E(\vec{r}_j(t), t) = \iint_{\Omega_s} \int_0^{+\infty} A(\vec{k}, \omega) \exp \left[i\omega \left(t + \frac{1}{c} \vec{k} \cdot \vec{r}_j(t) \right) \right] d\omega d\Omega + \text{c. c.}$$

où $d\Omega$ représente l’angle solide élémentaire dans la direction de la source et Ω_s , l’angle solide total sous lequel on voit la source.

Après hétérodynage et filtrage, le signal effectivement enregistré sur bande magnétique à l’antenne j vaut:

$$E'_j(t) = \iint_{\Omega_s} \int_0^{+\infty} A(\vec{k}, \omega) G_j(x_j) \exp(iy_j) d\omega d\Omega + \text{c. c.} + \eta_j(t)$$

avec:

$$x_j = \omega \left(1 + \frac{1}{c} \vec{k} \cdot \dot{\vec{r}}_j(t) \right)$$

$$y_j = (\omega - \omega_j)t + \frac{\omega}{c} \vec{k} \cdot \vec{r}_j(t) - \omega(\tau_{inst})_j - \psi_j$$

G_j est le gain complexe du filtre, ω_j est le fréquence d’hétérodynage, $(\tau_{inst})_j$ est le retard instrumental, ψ_j est le décalage de phase instrumental, et η_j est le bruit instrumental. Notons que le terme $\frac{\omega}{c} \vec{k} \cdot \dot{\vec{r}}_j(t)$ dans l’argument de G_j représente le décalage par effet Doppler de la fréquence, du fait de la rotation de la Terre.

Au corrélateur, les signaux E'_1 et E'_2 provenant de 2 antennes, sont décalés dans le temps d'une certaine quantité τ_m (qui a priori modélise au mieux le retard entre les 2 antennes), puis sont multipliés entre eux. Ceci permet d'évaluer la fonction de "cross-corrélation" $\langle E'_1(t)E'_2(t + \tau_m) \rangle$ ($\langle \rangle$ représente la moyenne arithmétique pendant une durée comprise en général entre ~ 0.2 et ~ 2 sec; voir partie 2.3). Cette fonction décrit le comportement moyen du produit des 2 signaux. Pour des raisons pratiques, on utilise plutôt la fonction de "cross-corrélation" normalisée qui est définie par:

$$R(t, \tau_m) = \frac{\langle E'_1(t)E'_2(t + \tau_m) \rangle}{\sqrt{\langle E_1'^2 \rangle \langle E_2'^2 \rangle}}$$

Cette fonction est sans dimension et est comprise entre 0 et 1. Dans le cas de signaux analogiques, Thomas (1972a et b) a démontré qu'elle s'exprimait par:

$$R(t, \tau_m) = \rho \sqrt{\frac{T_{a_1} T_{a_2}}{T_{s_1} T_{s_2}}} \frac{W_D}{W_B} \frac{\sin(\pi W_D \Delta\tau)}{\pi W_D \Delta\tau} \cos \phi_f = A_f \cos \phi_f \quad (\text{II.2})$$

où: A_f est l'amplitude de frange;
 ϕ_f est la phase de frange:

$$\phi_f = (\omega_2 - \omega_1)t + \omega_2 \tau_m + \omega_a \Delta\tau + \phi_s + \psi \quad (\text{II.3})$$

$\Delta\tau$ est le retard résiduel, c'est à dire la différence entre le retard réel des signaux enregistrés aux 2 stations et le retard du modèle utilisé au corrélateur.

et: ρ est la visibilité des franges, c'est à dire le rapport entre le flux corrélé et le flux total de la source ($\rho = 1$ pour une source ponctuelle).

T_{a_j} est l'élévation de la température d'antenne à la station j (Kelvin) due à la densité de flux de la source.

T_{s_j} est la température de système à la station j (Kelvin).

W_B est la largeur de bande enregistrée.

W_D est la largeur de bande en recouvrement après le décalage Doppler des fréquences aux 2 stations.

ω_a est la fréquence centrale de cette bande en recouvrement.

ω_j est la fréquence d'hétérodynage à la station j .

ϕ_s est la phase due à la structure de la source.

ψ est une fonction lentement variable du temps, incluant tous les phénomènes instrumentaux.

τ_m est le retard du modèle utilisé au corrélateur. Il comprend généralement un terme géométrique, un terme instrumental et un terme ajustable τ_v .

Pour un signal échantillonné en données binaires (ce qui est le cas en VLBI), on démontre que l'amplitude de la fonction de "cross-corrélation" normalisée est divisée par $\frac{\pi}{2}$ (Van Vleck et Middleton 1966). On aura donc:

$$R(t, \tau_m) = \frac{2}{\pi} \rho \sqrt{\frac{T_{a_1} T_{a_2}}{T_{s_1} T_{s_2}}} \frac{W_D}{W_B} \frac{\sin(\pi W_D \Delta\tau)}{\pi W_D \Delta\tau} \cos \phi_f = A_f \cos \phi_f \quad (\text{II.4})$$

On remarque que la fonction de “cross-corrélation” permet dans ce cas de retrouver la puissance de la source (si T_{a_j} et T_{s_j} sont connus) bien que cette information soit complètement perdue lors de l'échantillonnage des signaux vidéo à chaque station.

L'équation (II.4) montre que la fonction de “cross-corrélation” est formée par le produit d'un terme sinusoïdal $\cos \phi_f$ et d'une amplitude A_f qui est modulée en fonction de $\Delta\tau$ par une fonction du type $\sin x/x$. Sur la Figure II.4, nous avons tracé les variations de la fonction de cross-corrélation, en fonction de $\Delta\tau$.

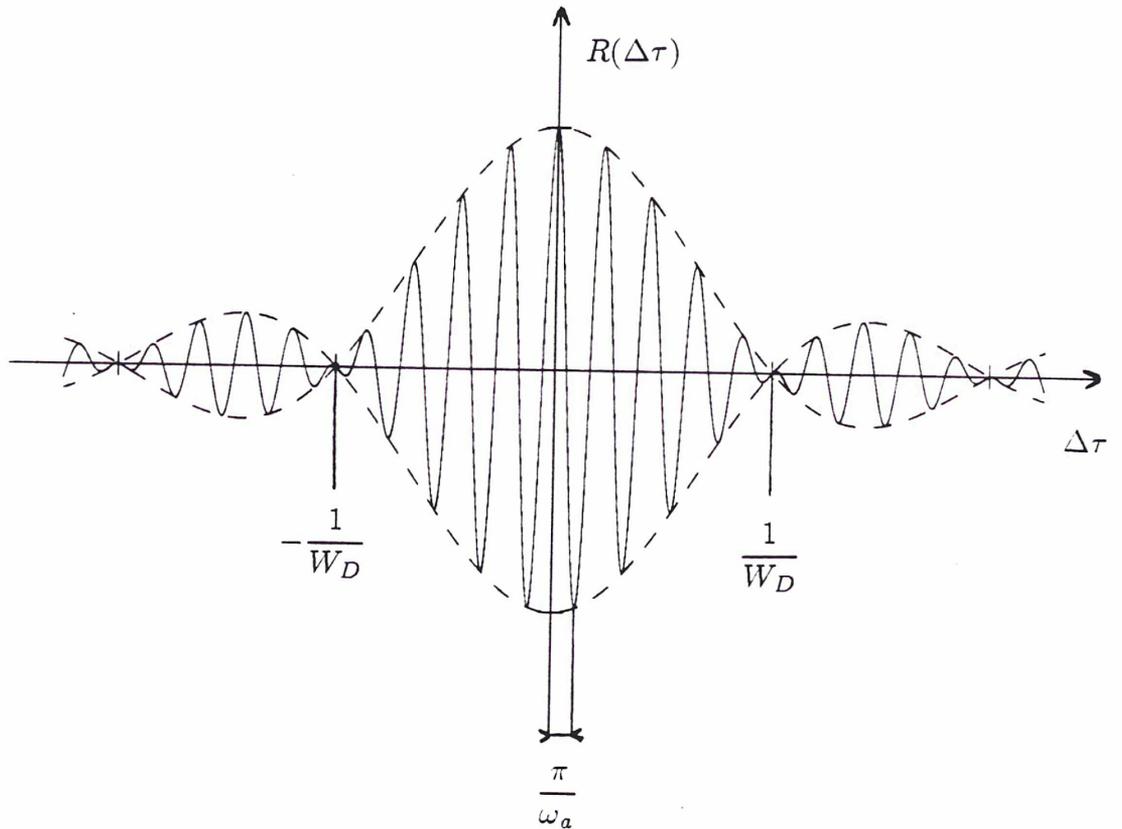


Figure II.4: Variations de la fonction de “cross-corrélation” en fonction du retard résiduel $\Delta\tau$.

L'amplitude de la fonction de “cross-corrélation” est maximale lorsque $\Delta\tau = 0$ ($\lim_{x \rightarrow 0} \sin x/x = 1$); une méthode pratique pour aligner précisément 2 signaux peut donc être de chercher cette amplitude maximale en jouant sur le modèle τ_m (par ex. en faisant varier le paramètre τ_v).

La Figure II.4 indique d'autre part, que l'amplitude de la fonction de “cross-corrélation” décroît rapidement de part et d'autre de $\Delta\tau = 0$. Pour un modèle τ_m donné, il est donc préférable de se trouver dans la partie centrale de la fonction si l'on veut mesurer une corrélation significative et détecter plus facilement les franges. Le critère choisi est généralement $|\Delta\tau| < \frac{1}{2W_D}$ (le premier noeud de la fonction apparaît pour $\Delta\tau = \pm \frac{1}{W_D}$), soit $|\Delta\tau| < 0.25 \mu\text{sec}$ pour une largeur de

bande de 2 MHz. Le modèle τ_m doit donc plus précis que cette valeur.

En pratique, comme ce modèle est rarement connu à mieux que $1 \mu\text{sec}$ à cause de l'écart a priori inconnu entre les 2 horloges, et que $\Delta\tau$ peut varier avec le temps, la corrélation des signaux est effectuée simultanément dans plusieurs canaux contigus (8 canaux pour le corrélateur Mark III d'Haystack) qu'on décale les uns par rapport aux autres avec un pas de $0.25 \mu\text{sec}$ en faisant varier le paramètre τ_v . A un instant donné, il y a donc toujours un canal où l'amplitude est proche de sa valeur maximale $((A_f)_{max})$. La connaissance de l'amplitude dans plusieurs canaux permet d'autre part de calculer cette valeur maximale, ainsi que le retard résiduel $\Delta\tau$ (voir partie 2.4).

Nous allons maintenant étudier les différentes étapes de la corrélation qui conduisent à la détermination des quantités ϕ_f , $\dot{\phi}_f$, $(A_f)_{max}$ et $\Delta\tau$.

2.3 Ralentissement des franges et addition incohérente des "bits":

Nous avons vu que les signaux enregistrés à chaque antenne étaient échantillonnés à la cadence de Nyquist ($2W_B$), soit 4 Mégabits/sec pour une largeur de bande de 2 MHz (cas du Mark II ou d'un canal individuel du Mark III). Pour évaluer la fonction de "cross-corrélation", il est nécessaire d'additionner les "bits" pendant une période d'accumulation comprise en général entre 0.2 et 2 sec, cette accumulation permettant en outre de réduire le volume de données à traiter par un facteur 10^6 .

Pour additionner les "bits" de manière incohérente sans perte importante de signal sur bruit, il faut que la phase des franges change peu pendant la période d'accumulation. Or, ceci n'est pas réalisé pour la phase ϕ_f qui possède une vitesse de défilement de plusieurs dizaines de kHz du fait de la rotation naturelle de la Terre (par ex. ~ 77 kHz pour une base de 6000 km et une fréquence d'observation de 8.4 GHz). On est donc conduit à ralentir les franges. Pour cela, on multiplie le flot de "bits" corrélés par une sinusoïde (numérisée) dont la fréquence a été calculée à l'aide du modèle τ_m . Les paramètres de ce modèle sont en effet suffisamment bons pour diminuer notablement la vitesse de défilement des franges. Il en résulte que la phase résiduelle des franges après cette opération change très peu pendant la période d'accumulation.

La phase du modèle τ_m vaut:

$$\phi_m(t) = (\omega_2 - \omega_1)t + \omega_2\tau_m$$

Après multiplication par $\cos \phi_m$, l'expression des franges ralenties est donc:

$$R_r(t, \tau_m) = R(t, \tau_m) \cos \phi_m = \frac{1}{2} A_f (\cos(\phi_f - \phi_m) + \cos(\phi_f + \phi_m))$$

Le premier terme est le terme à basse fréquence cherché (si le modèle est suffisamment proche de la réalité), tandis que le second possède une fréquence approximativement égale au double de la fréquence initiale des franges. Lors de l'addition

incohérente des bits pour la période d'accumulation considérée, l'amplitude du second terme est moyennée; elle devient alors négligeable devant celle du premier terme qui est multipliée par N_b , N_b étant le nombre de bits additionnés. D'où la forme des franges ralenties après addition:

$$U_r(t, \tau_m) = \sum_{\text{accumulation}} R_r(t, \tau_m) = \frac{1}{2} N_b A_f \cos(\phi_f - \phi_m)$$

Ces franges sont généralement normalisées en les divisant par $\frac{1}{\pi} \frac{W_D}{W_B} N_b$. Leur comportement est alors décrit par l'expression suivante:

$$U(t, \tau_m) = A \cos \phi_r$$

où:

$$A = \rho \sqrt{\frac{T_{a_1} T_{a_2}}{T_{s_1} T_{s_2}}} \frac{\sin(\pi W_D \Delta \tau)}{\pi W_D \Delta \tau}$$

et:

$$\phi_r = \phi_f - \phi_m = \omega_a \Delta \tau + \phi_s + \psi \quad (\text{II.5})$$

ϕ_r est appelée *phase résiduelle*. On définit également la *fréquence de franges résiduelle* $\dot{\phi}_r$:

$$\dot{\phi}_r = \dot{\phi}_f - \dot{\phi}_m = \omega_a \dot{\Delta \tau} + \dot{\phi}_s + \dot{\psi} \quad (\text{II.6})$$

Cette fréquence de franges résiduelle est en général inférieure à 50 mHz.

Pour chaque période d'accumulation, le coefficient $U(t, \tau_m)$ qu'on mesure, correspond à la partie réelle d'un nombre complexe qui a pour module A et pour phase ϕ_r . Comme on veut en fait déterminer A et ϕ_r , il faut aussi mesurer la partie imaginaire de ce nombre complexe. Pour cela, on multiplie séparément le flot de bits corrélés avec une autre sinusoïde de même fréquence, mais décalée en quadrature avec la première. Il y a donc deux séries temporelles de coefficients de corrélation qui sont créés après le ralentissement des franges.

2.4 Détection et ajustement des franges:

Malgré l'énorme compression des données, les coefficients de corrélation qui sortent du corrélateur à l'étape précédente sont souvent faibles et les franges sont dans la plupart des cas invisibles. Un nouveau traitement qui intègre maintenant les données de façon cohérente sur plusieurs minutes, est alors nécessaire pour détecter ces franges et déterminer les paramètres recherchés (amplitude A , phase ϕ_r , fréquence de franges $\dot{\phi}_r$ et retard $\Delta \tau$).

Pour cela, on effectue d'abord une transformée de Fourier rapide (FFT) sur plusieurs minutes de données (généralement entre 1 et 10 mn), afin d'obtenir des valeurs approchées pour A , ϕ_r et $\dot{\phi}_r$. Puis, on divise cette période d'intégration en plusieurs intervalles de longueur égale (entre 1 et 100 sec), et sur chacun d'eux, on ajuste par la méthode des moindres carrés, une fonction de la forme:

$$F_j(A_j, (\phi_r)_j, (\dot{\phi}_r)_j) = A_j e^{i((\dot{\phi}_r)_j t + (\phi_r)_j)} \quad (\text{II.7})$$

Cet ajustement permet de déterminer les meilleures estimations de l'amplitude, de la fréquence de franges et de la phase résiduelle pour chaque intervalle j (la phase $(\phi_r)_j$ telle qu'elle est définie dans la formule II.7 correspond à la phase résiduelle au début de chaque intervalle de temps). La longueur de ces intervalles doit être suffisamment petite pour éviter des variations non linéaires de la phase résiduelle, et suffisamment grande pour obtenir un rapport signal sur bruit adéquat.

Le comportement de la phase résiduelle en fonction du temps est décrit par les formules II.5 et II.6. Si le modèle est proche de la réalité et si les fréquences sont stables, cette phase résiduelle évolue linéairement pendant toute la période d'intégration (< 10 mn). On peut donc dans notre cas ajuster une droite qui passe par les différents points d'accumulation $(\phi_r)_j$ (Figure II.5). La pente de cette droite définit la fréquence de franges résiduelle "moyenne" pour toute la période d'intégration considérée. Cette quantité est celle qu'on adopte comme valeur mesurée de $\dot{\phi}_r$. Pour l'amplitude, la valeur mesurée qu'on adopte est la moyenne des différents A_j .

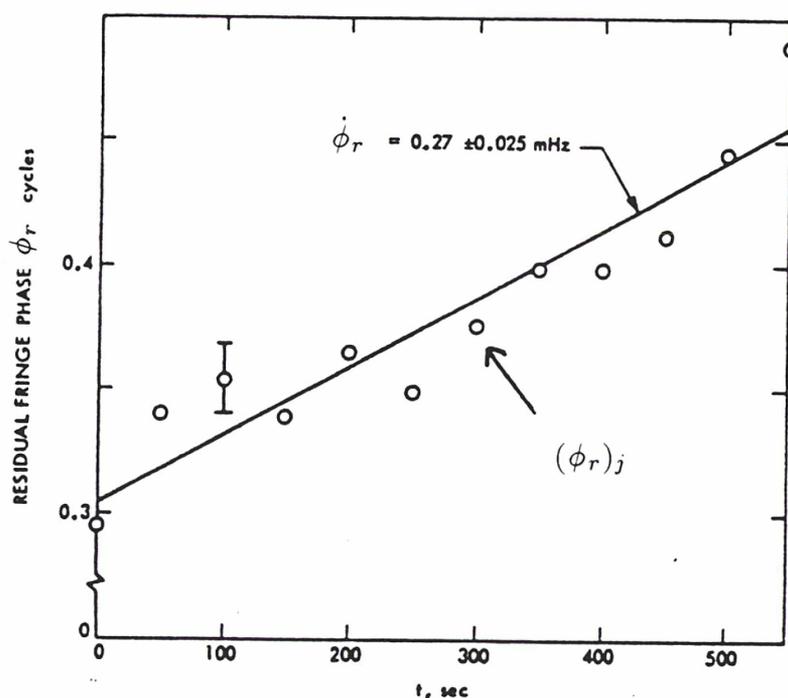


Figure II.5: Evolution de la phase résiduelle ϕ_r en fonction du temps (d'après Thomas 1973).

Le traitement décrit ci-dessus est en pratique réalisé simultanément dans plusieurs canaux contigus décalés de $0.25 \mu\text{sec}$ afin de connaître l'évolution de l'amplitude en fonction du paramètre τ_v (Figure II.6). En ajustant une fonction de la forme $\sin x/x$ sur les points obtenus, on peut alors déterminer la valeur maximale de cette amplitude ainsi que le retard résiduel $\Delta\tau$ correspondant à chacun des canaux (Figure II.7).

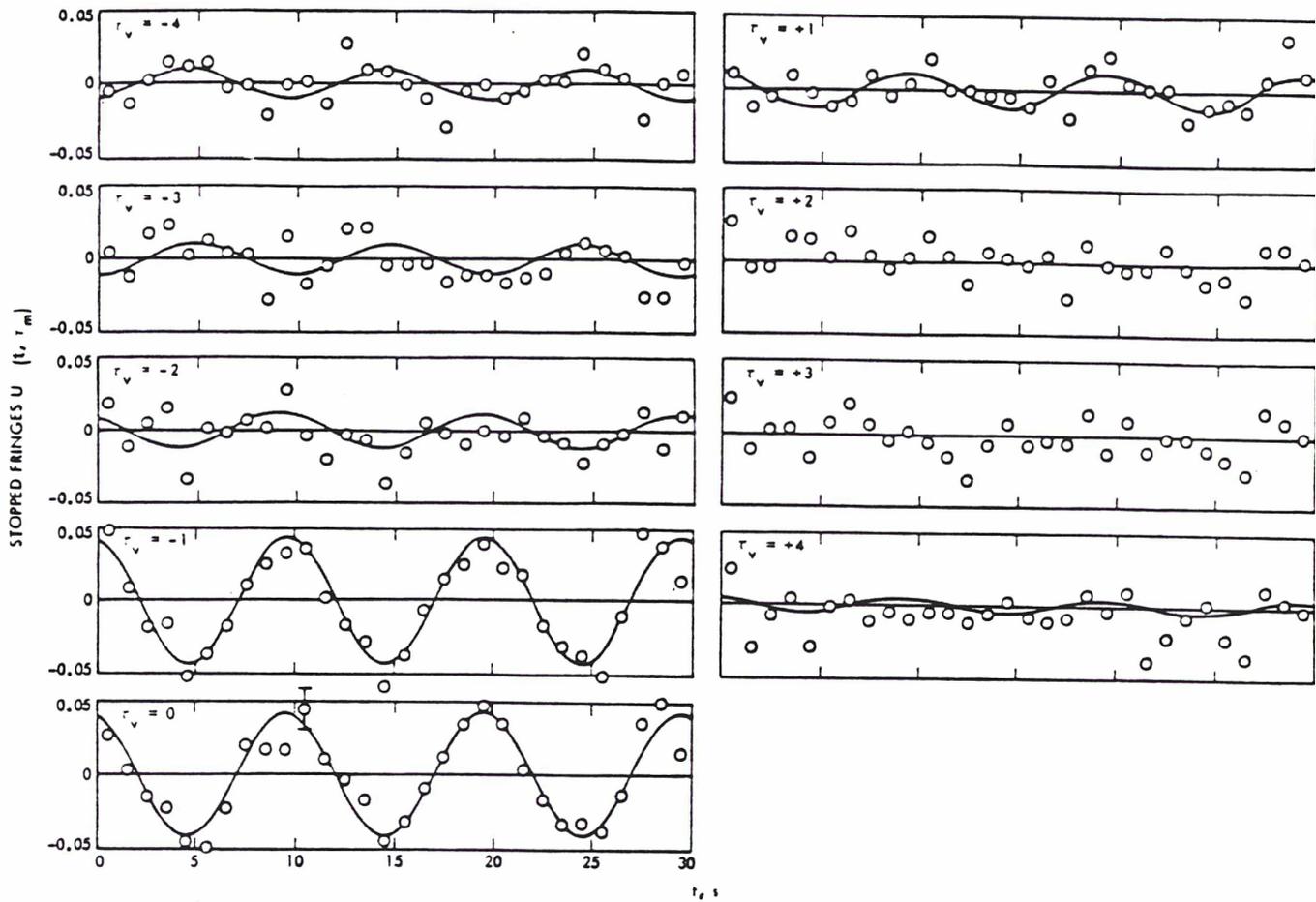


Figure II.6: Allure des franges ralenties dans plusieurs canaux contigus (d'après Thomas 1973).

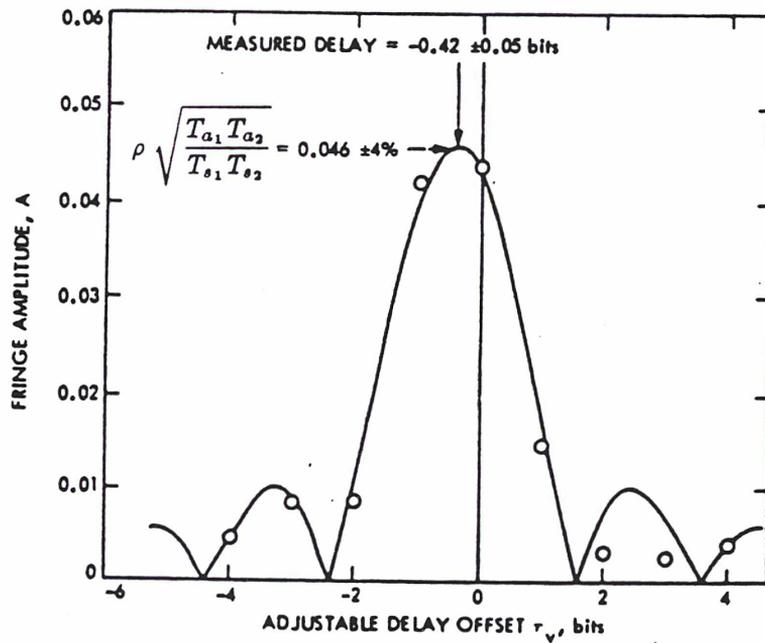


Figure II.7: Détermination du retard résiduel $\Delta\tau$ et du maximum d'amplitude à partir de la mesure de l'amplitude dans les différents canaux (d'après Thomas 1973).

La méthode d'obtention de A , ϕ_r , $\dot{\phi}_r$ et $\Delta\tau$ ici présentée est celle utilisée par le Jet Propulsion Laboratory. Au corrélateur d'Haystack, A , ϕ_r , $\dot{\phi}_r$ et $\Delta\tau$ sont simultanément déterminés par l'extremum de la transformée de Fourier de $U(t, \Delta\tau)$ dans les domaines du temps et des retards. Rogers (1970) a démontré que les deux méthodes, "transformée de Fourier" et "moindres carrés" étaient équivalentes pour la détermination des observables VLBI.

Le retard total τ_t peut être calculé à partir de $\Delta\tau$ en restituant le retard du modèle utilisé au corrélateur:

$$\tau_t = \tau_m + \Delta\tau$$

On obtient de même:

$$\phi_t = \phi_m + \phi_r \quad (= \phi_f)$$

et

$$\dot{\phi}_t = \dot{\phi}_m + \dot{\phi}_r \quad (= \dot{\phi}_f)$$

Le retard τ_t est appelé *retard d'alignement (bit stream alignment delay)* ou *retard mono-bande (single-band delay)* et est généralement noté τ_{BSA} . Sa précision est inversement proportionnelle à la largeur de bande et au rapport signal sur bruit; elle est en pratique de quelques dizaines de nanosecondes pour une largeur de bande de 2 MHz. Pour obtenir une précision de l'ordre de 0.1 ns, il faudrait enregistrer une largeur de bande continue d'environ 200 MHz, ce qui est aujourd'hui impossible à réaliser. On peut néanmoins atteindre cette précision en construisant un autre retard, dit de *synthèse de bande*, τ_{BWS} , qui est beaucoup plus précis mais qui peut être ambigu.

2.5 La technique de synthèse de bande:

La technique de synthèse de bande (Rogers 1970) est celle qui est employée dans toutes les expériences VLBI à vocation géodésique ou astrométrique. Elle consiste à mesurer les phases résiduelles dans plusieurs canaux de 2 MHz distribués sur une grande largeur de bande (par ex. 8 canaux répartis entre ~ 8.2 GHz et ~ 8.6 GHz dans les expériences CDP et IRIS), puis à ajuster une droite sur ces phases qui sont proportionnelles à la fréquence ω_a (voir équation II.5). Le *retard résiduel de synthèse de bande* $\Delta\tau_{BWS}$ est alors défini par la pente de cette droite (Figure II.8). Cette approche implique d'effectuer une calibration aussi précise que possible des phases instrumentales ψ dans chaque canal. D'autre part, la variation de la phase de structure en fonction de la fréquence $\partial\phi_s/\partial\omega$ peut provoquer un léger décalage du retard résiduel qu'on mesure. C'est l'objet de cette thèse d'étudier l'influence de ce terme qui a jusqu'à présent été négligé dans la modélisation du retard de synthèse de bande (voir Chapitres III, IV et V).

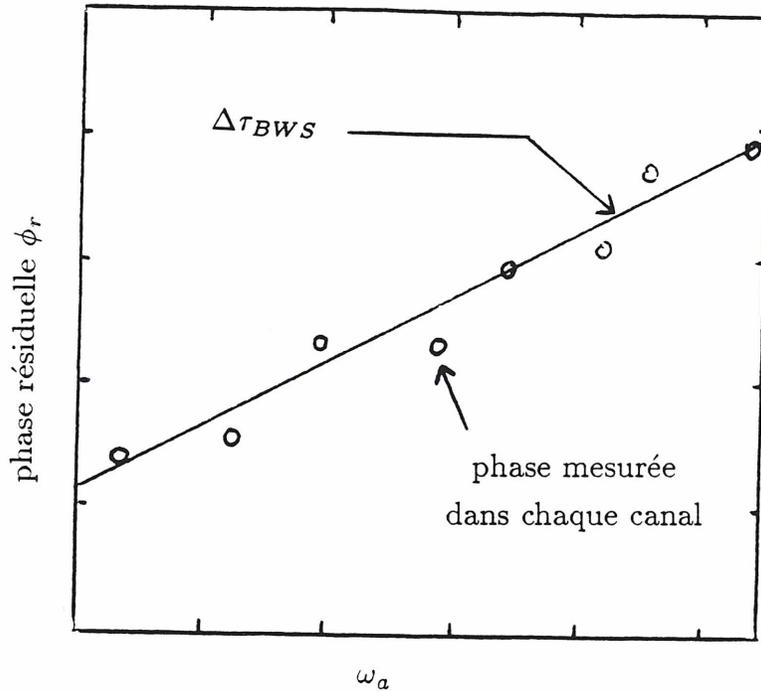


Figure II.8: Principe de la synthèse de bande

Dans la technique de synthèse de bande, l'un des problèmes qui se posent est la connexion des phases entre les différents canaux. En effet, chaque phase est ambiguë (elle n'est connue qu'à 2π près), et il est évidemment indispensable de lever ces ambiguïtés si l'on ne veut pas biaiser l'ajustement de la droite. Dans le retard de synthèse de bande, l'ambiguïté est définie par l'inverse de la séparation des 2 canaux les plus rapprochés. En pratique, elle est généralement de 100 ns à 8.4 GHz (séparation de 10 MHz) et de 200 ns à 2.3 GHz (séparation de 5 MHz). De telles ambiguïtés peuvent facilement être éliminées à l'aide du retard d'alignement τ_{BSA} dont la précision est en général meilleure que 50 ns.

La précision du retard de synthèse de bande dépend du nombre et de la répartition en fréquence des canaux. Pour augmenter cette précision, on a intérêt à étaler le plus possible les canaux observés, mais on est alors limité par l'effet dispersif de l'ionosphère sur la phase et par les ambiguïtés impossibles à lever lorsque les canaux sont trop éloignés les uns des autres. Les largeurs de bande synthétisées qu'on utilise en Mark III sont de 85 MHz à 2.3 GHz avec 6 canaux de 2 MHz et de 360 MHz à 8.4 GHz avec 8 canaux de 2 MHz.

Whitney (1974) a démontré que les incertitudes sur la phase et le retard de synthèse de bande s'exprimaient par:

$$\sigma_{\phi_f} \sim \frac{1}{\text{SNR}} \quad (\text{en radian})$$

$$\sigma_{\tau_{BWS}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{j=1}^n (\omega_{aj} - \bar{\omega}_a)^2 \times \text{SNR}}}$$

où: n est le nombre de canaux observés;

ω_{aj} est la fréquence du canal j ;

$\bar{\omega}_a$ est la moyenne des fréquences des tous les canaux:

$$\bar{\omega}_a = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \omega_{aj}$$

Pour une configuration VLBI classique de 8 canaux étalés sur 360 MHz et un rapport signal sur bruit de 100, $\sigma_{\tau_{BWS}}$ vaut environ 10 ps. La précision du retard de synthèse de bande est donc plus de 1000 fois supérieure à celle du retard d'alignement τ_{BSA} .

Quant au rapport signal sur bruit, on peut le calculer à l'aide de la formule:

$$\text{SNR} = \frac{2}{\pi} \sqrt{2W_B t_{int}} \sqrt{\frac{T_{a_1} T_{a_2}}{T_{s_1} T_{s_2}}} \rho$$

Dans cette expression, $2W_B t_{int}$ représente le nombre de "bits" enregistrés à la cadence de Nyquist pendant le temps d'intégration t_{int} .

Le retard de synthèse de bande τ_{BWS} peut être comparé au *retard de phase*, τ_{ph} , qui est défini par:

$$\tau_{ph} = \frac{\phi_f}{\omega_a}$$

et dont l'incertitude vaut:

$$\sigma_{\tau_{ph}} = \frac{1}{\omega_a \text{SNR}}$$

Pour une fréquence de 8 GHz et un rapport signal sur bruit de 100, cette incertitude est d'environ 0.2 ps. Le retard de phase est beaucoup plus précis que le retard de synthèse de bande car il est inversement proportionnel à la fréquence d'observation ω_a alors que le retard de synthèse de bande est inversement pro-

portionnel à $\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{j=1}^n (\omega_{aj} - \bar{\omega}_a)^2}$ (i.e environ 140 MHz pour 8 canaux étalés sur

360 MHz). Cependant, son utilisation est délicate, car l'élimination des ambiguïtés est dans ce cas très difficile. Quelques expériences ont été réalisées en astrométrie différentielle; elles ont montré qu'avec cette quantité, on pouvait mesurer des positions relatives de sources extragalactiques à quelques dizaines de microsecondes de degré près (Shapiro *et al.* 1979, Bartel *et al.* 1986). L'objectif aujourd'hui en VLBI, est de mettre au point une technique ou une stratégie d'observation pour pouvoir utiliser la phase (c'est à dire τ_{ph}). On pourra alors espérer gagner un ordre de grandeur dans la mesure des paramètres astrométriques et géodésiques par rapport aux déterminations actuelles basées sur les retards de synthèse de bande.

On peut également définir la *vitesse du retard de phase* (*phase delay rate*) par:

$$\dot{\tau}_{ph} = \frac{1}{\omega_a} \dot{\phi}_f$$

Whitney (1974) a démontré que l'incertitude sur cette quantité était:

$$\sigma_{\dot{\tau}_{ph}} = \frac{\sqrt{12}}{\omega_a t_{int} \text{SNR}}$$

Cette incertitude est en pratique comprise entre 10^{-14} et 10^{-13} sec/sec. Notons que la vitesse du retard de phase présente l'avantage de ne pas contenir d'ambiguïtés.

3. APPLICATION DU VLBI A L'ASTROMETRIE, LA GEODESIE ET LA MESURE DE L'ORIENTATION DE LA TERRE

Le traitement des données VLBI pour l'astrométrie, la géodésie et la mesure de l'orientation de la Terre est basé sur l'analyse des retards de synthèse de bande τ_{BWS} et des vitesses des retard de phase $\dot{\tau}_{ph}$. Ce traitement s'effectue généralement en 2 étapes: une première étape où l'on calcule τ_{BWS} et $\dot{\tau}_{ph}$ à partir d'un modèle, et une seconde étape où l'on minimise les écarts entre les quantités observées et les quantités calculées en ajustant un certain nombre de paramètres (méthode des moindres carrés).

3.1 Modélisation du retard de synthèse de bande et de la vitesse du retard de phase:

Le modèle de retard de synthèse de bande qu'on considère à ce stade est plus fin que celui utilisé au corrélateur. Il est constitué par les termes suivants:

$$\tau_m = \tau_g + \tau_{clk} + \tau_{inst} + \tau_{trop} + \tau_{ion} + \tau_{rel} + \tau_{struct} \quad (\text{II.8})$$

Nous nous bornerons ici à une description succincte de chacun de ces termes. Pour plus de détails, on se reportera à Sovers et Fanselow (1986). Cette publication fournit une description complète du modèle sous-jacent au logiciel MASTERFIT et indique notamment les expressions analytiques à utiliser pour les termes ci-dessus.

τ_g est le retard géométrique (voir Figure II.2), c'est à dire le temps que met le front d'onde incident pour passer de l'antenne 1 à l'antenne 2 ($\tau_g > 0$ si le front d'onde atteint l'antenne 1 en premier). Sa valeur maximale pour les bases terrestres est d'environ 0.02 sec; c'est de loin le terme le plus important de τ_m . Il s'exprime par l'équation vectorielle suivante:

$$\tau_g = -\frac{\vec{k} \cdot (\vec{r}_2 - \vec{r}_1)}{c} = -\frac{\vec{k} \cdot \vec{B}}{c}$$

où: \vec{k} est un vecteur unitaire dans la direction de la source;
 $\vec{B} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$ est le vecteur de base (\vec{r}_1 et \vec{r}_2 définissant les positions des 2 antennes par rapport au centre de la Terre).

Préalablement au calcul du produit scalaire $\vec{k} \cdot \vec{B}$, il faut déterminer les coordonnées du vecteur de base dans un repère céleste. Pour cette détermination, on utilise la transformation matricielle suivante:

$$\vec{B}_{cel} = [P] [N] [U] [X] [Y] (\vec{B}_{ter} + \overline{\Delta \vec{B}_{ter}})$$

où: \vec{B}_{cel} est le vecteur de base exprimé en coordonnées dans un repère céleste;
 \vec{B}_{ter} est le vecteur de base exprimé en coordonnées dans un repère terrestre;

$\overrightarrow{\Delta B}_{ter}$ représente les variations temporelles du vecteur de base provoquées par les déplacements des deux sites dans un repère terrestre (marées terrestres et océaniques; mouvements des plaques tectoniques);

$[P]$ est la matrice de précession;

$[N]$ est la matrice de nutation;

$[U]$, $[X]$ et $[Y]$ sont les matrices de rotation qui définissent l'orientation de la Terre (temps sidéral et UT1-UTC pour $[U]$, coordonnées du pôle pour $[X]$ et $[Y]$).

τ_{clk} est l'écart entre les horloges des 2 stations. Cet écart est en pratique de quelques 10^{-5} sec au plus. Le comportement de τ_{clk} est généralement modélisé par un polynôme du temps d'ordre 2 et par des discontinuités dues aux sauts d'horloges qui peuvent se produire.

τ_{inst} est le retard instrumental causé par le temps de propagation de l'onde dans les câbles et l'électronique entre le récepteur et l'enregistreur à chaque antenne. Ce retard ne peut être séparé de τ_{clk} (voir partie 3.2).

τ_{trop} est le retard que subit l'onde lorsqu'elle traverse la troposphère (effet différentiel entre les 2 lignes de visée). La troposphère (partie neutre de l'atmosphère) est constituée d'une composante sèche et d'une composante humide. Le retard causé par la composante sèche est d'environ 7 ns au zénith et peut être relativement bien modélisé (à environ 0.05 ns près) à partir de mesures de pression et température au sol. le retard causé par la composante humide est au maximum de 1 ns, mais il est par contre difficile à déterminer à mieux que 0.1 - 0.2 ns à partir de mesures au sol (pression, température, humidité relative), du fait de l'anisotropie de la distribution en vapeur d'eau dans l'atmosphère. L'impossibilité de modéliser correctement cette composante est le principal facteur qui limite la précision du VLBI à l'heure actuelle. Le développement de radiomètres à vapeur d'eau, qui mesurent le contenu en vapeur d'eau directement le long des lignes de visée, devrait cependant permettre d'améliorer cette modélisation dans les années à venir.

τ_{ion} est le retard que subit l'onde à la traversée de l'ionosphère (effet différentiel entre les 2 lignes de visée). C'est un effet dispersif, c'est-à-dire proportionnel à l'inverse du carré de la fréquence. A 8.4 GHz, sa valeur au zénith est comprise entre 0.1 et 2 ns, avec un maximum vers 14 heures locales et un minimum pendant la nuit. τ_{ion} peut être calculé à partir du contenu électronique total de l'ionosphère (TEC) suivant les 2 lignes de visée, mais la précision d'un tel calcul reste limitée car ce paramètre est difficile à déterminer.

Une autre technique, appliquée dans toutes les observations VLBI de haute précision, consiste à mesurer le retard de synthèse de bande simultanément à 2 fréquences. On peut alors éliminer la contribution de l'ionosphère dans cette observable, par la combinaison linéaire suivante:

$$\tau = a\tau_{\nu_2} + b\tau_{\nu_1}$$

avec:

$$a = \frac{\nu_2^2}{\nu_2^2 - \nu_1^2} \quad \text{et} \quad b = \frac{-\nu_1^2}{\nu_2^2 - \nu_1^2}$$

où: τ_{ν_1} et τ_{ν_2} sont les retards totaux mesurés aux fréquences ν_1 et ν_2 (généralement $\nu_1 = 2.3$ GHz et $\nu_2 = 8.4$ GHz).

τ est le retard total dépouillé de la contribution de l'ionosphère.

$$\left(\tau = \tau_{\nu_1} - (\tau_{ion})_1 = \tau_{\nu_2} - (\tau_{ion})_2 \right)$$

τ_{rel} est le retard différentiel dû à la déflexion gravitationnelle des ondes électromagnétiques le long des 2 lignes de visée dans le champ de gravitation non uniforme du système solaire. Cet effet atteint 30 ns à 10 rayons solaires et 1 ns à 3 rayons de Jupiter. Les observations VLBI angulairement proches de Jupiter sont rares sauf pour la navigation des sondes spatiales explorant le système jovien (par ex. Galileo).

τ_{struct} est l'effet causé par la structure des sources extragalactiques qui ont souvent une morphologie complexe à l'échelle de $0.001''$. Ce terme n'a jamais été pris en compte jusqu'à présent dans les traitements VLBI. Son influence sera étudiée en détail dans les chapitres III, IV et V.

Quant à la vitesse du retard de phase $\dot{\tau}_{ph}$, on peut, soit la construire séparément en créant un modèle propre à cette observable (sur le même principe que l'équation II.8), soit la déduire du modèle calculé pour le retard, par la formule:

$$(\dot{\tau}_{ph})_m = \frac{(\tau_{ph})_m(t + \Delta) - (\tau_{ph})_m(t - \Delta)}{2\Delta} \quad (\text{II.9})$$

où: $(\tau_{ph})_m$ est le modèle calculé pour le retard de phase. Ce modèle est identique à celui défini pour le retard de synthèse de bande par l'équation II.8, à l'exception du terme ionosphérique qui a un signe opposé (voir Sovers et Fanselow 1986).

Δ est un incrément. En pratique, Δ doit être suffisamment grand pour éviter les erreurs d'arrondi qui se produisent lorsqu'on soustrait 2 grands nombres presque égaux, et suffisamment petit pour que $(\dot{\tau}_{ph})_m$ soit une bonne approximation de la vitesse instantanée du retard de phase. La valeur $\Delta = 1$ sec est un bon compromis entre ces 2 conditions.

L'approche définie par l'équation II.9 est souvent celle qui est choisie pour construire la vitesse du retard de phase, car elle permet d'effectuer tous les calculs à partir d'un seul modèle.

3.2 Ajustement de paramètres astrométriques et géodésiques:

Lorsque le modèle décrit à l'étape précédente a été calculé pour tous les couples d'observables ($\tau, \dot{\tau}$) d'une expérience VLBI de plusieurs heures, on détermine les écarts entre les valeurs calculées et les valeurs observées (O-C), puis on minimise ces écarts par la méthode des moindres carrés en ajustant un certain nombre de paramètres du modèle.

Les paramètres d'horloges (écart et dérive) doivent *toujours* être ajustés car leur méconnaissance est la principale source d'erreur du modèle. Comme ces retards d'horloges ne peuvent être séparés des retards instrumentaux (leur signature est identique), c'est en pratique, non pas τ_{clk} , mais plutôt la somme $\tau_{clk} + \tau_{inst}$ qui est ajustée. Pour les applications concernant la synchronisation d'horloges, il faut procéder à une calibration rigoureuse des retards instrumentaux τ_{inst} à chaque antenne, afin de connaître leur contribution dans les retards totaux ajustés $\tau_{clk} + \tau_{inst}$.

Selon le but recherché, d'autres paramètres sont également ajustés: coordonnées de radiotélescopes (géodésie), position de sources extragalactiques (astrométrie), position du pôle dans la Terre et dans l'espace et UT1-UTC (orientation de la Terre). La plupart des logiciels offrent aussi la possibilité d'ajuster la composante zénithale du retard troposphérique, ce qui permet de pallier, au moins partiellement, aux effets de l'inexactitude des modèles utilisés pour calculer τ_{trop} (l'approche généralement adoptée consiste à ajuster une valeur de τ_{trop} par période de 2 heures pour chaque station).

Les précisions obtenues sont de l'ordre du centimètre pour les positions des radiotélescopes, de $0.001''$ pour la position des sources extragalactiques, de 0.1 ms pour UT1-UTC et de $0.001''$ pour les coordonnées du pôle. L'écart type des résidus après ajustement est d'environ 80 ps pour les retards et de 0.1 ps/s pour la vitesse des retards de phase.

Les expériences VLBI sont essentiellement conduites dans le cadre de réseaux organisés (IRIS ou CDP) dont les sessions, d'une durée d'environ 24 heures, sont régulières (par ex. tous les 5 jours pour IRIS). Au cours de chacune d'elles, de 3 à 6 radiotélescopes observent en moyenne une quinzaine de sources extragalactiques. Le volume des données acquises depuis 1980 est considérable: le programme CDP a par exemple déjà accumulé 300 000 mesures du couple ($\tau, \dot{\tau}$). Au rythme actuel d'accumulation des données VLBI, il faudra traiter 1 million d'équations d'observations et ajuster de 100 000 paramètres dans 10 ans si l'on veut prendre en compte toutes les mesures existantes, ce qui n'est pas sans poser des problèmes d'analyse numérique. Les principaux logiciels qui ont été développés sont: MASTERFIT (Jet Propulsion Laboratory, USA), CALC-SOLVE (Goddard Space Flight Center, USA), BVSS (Université de Bonn, RFA), DEGRAS (Université de Delft, Hollande).

4. APPLICATION DU VLBI A LA CARTOGRAPHIE DES RADIO-SOURCES EXTRAGALACTIQUES

La méthode employée pour cartographier les radiosources extragalactiques consiste à combiner les mesures d'amplitude et de phase réalisées par plusieurs interféromètres ayant des bases de longueur et d'orientation différentes. Cette méthode, appelée *synthèse d'ouverture*, est générale en interférométrie, mais nécessite une approche spécifique pour le VLBI car dans cette technique, les phases ne peuvent pas être directement utilisées.

D'autre part, comme l'échantillon des mesures est toujours incomplet, les images brutes obtenues par synthèse d'ouverture présentent des distorsions importantes. Pour éliminer ces distorsions, on doit appliquer des procédés de restauration d'image dont les plus connus sont CLEAN et la Méthode du Maximum d'Entropie (MEM).

Dans les parties qui suivent, nous allons décrire la technique de synthèse d'ouverture ainsi que les différentes étapes qui mènent à la réalisation de cartes VLBI.

4.1 La synthèse d'ouverture en interférométrie connectée:

Le principe de la synthèse d'ouverture est de reconstituer à l'aide d'un interféromètre formé de 2 antennes élémentaires m et n de diamètre d , l'image d'un objet tel qu'il serait vu par une ouverture angulaire de dimension $D = qd$ avec $q \gg 1$ (Figure II.9). Pour cela, il faut déplacer pas à pas ce couple d'antennes à l'intérieur de l'ouverture D en mesurant à chaque étape l'amplitude et la phase du signal. L'ouverture complète est synthétisée lorsque ces mesures ont été effectuées pour toutes les bases qu'il est possible de former à l'intérieur de cette ouverture.

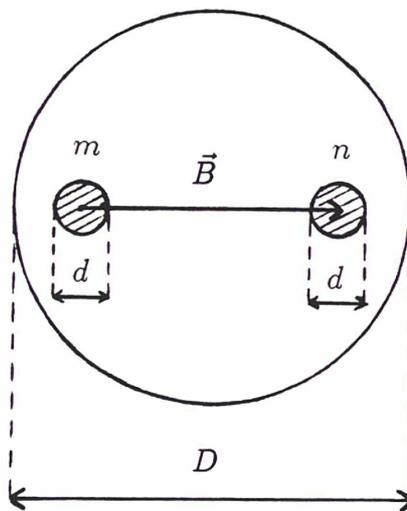


Figure II.9: Principe de la synthèse d'ouverture.

L'amplitude et la phase mesurées par un interféromètre représentent le module et l'argument d'un nombre complexe V , appelé *visibilité complexe*, qui est relié à la distribution de brillance I de la source par l'équation suivante (nous supposons ici que tous les effets instrumentaux et de propagation ont été calibrés dans les mesures):

$$V = \iint_{\Omega_s} I(P) \exp\left(-\frac{2\pi i}{\lambda} \vec{B} \cdot \vec{k}_P\right) d\Omega \quad (\text{II.10})$$

où: $\vec{B} = \overrightarrow{AB}$ est le vecteur de base;
 λ est la longueur d'onde ($\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$);
 \vec{k}_P est un vecteur unitaire dirigé vers le point courant P de la source;
 $I(P)$ est l'intensité au point P ;
 $d\Omega$ est l'angle solide élémentaire en direction de la source;
 Ω_s est l'angle solide total sous lequel on voit la source.

En choisissant une direction de référence \vec{k}_{P_0} , tout vecteur \vec{k}_P se décompose en:

$$\vec{k}_P = \vec{k}_{P_0} + \overrightarrow{P_0P},$$

et l'équation (II.10) devient:

$$V = \exp\left(-\frac{2\pi i}{\lambda} \vec{B} \cdot \vec{k}_{P_0}\right) \iint_{\Omega_s} I(P) \exp\left(-\frac{2\pi i}{\lambda} \vec{B} \cdot \overrightarrow{P_0P}\right) d\Omega$$

ce qui peut encore s'écrire:

$$V = A \exp(i(\phi_g + \phi_s)) = A \exp(i\phi_t) \quad (\text{II.11})$$

avec:

$$A = \left| \iint_{\Omega_s} I(P) \exp\left(-\frac{2\pi i}{\lambda} \vec{B} \cdot \overrightarrow{P_0P}\right) d\Omega \right|$$

$$\phi_s = \arg \left[\iint_{\Omega_s} I(P) \exp\left(-\frac{2\pi i}{\lambda} \vec{B} \cdot \overrightarrow{P_0P}\right) d\Omega \right]$$

$$\phi_g = -\frac{2\pi}{\lambda} \vec{B} \cdot \vec{k}_{P_0}$$

A et ϕ_t sont l'amplitude et la phase totale mesurées par l'interféromètre. ϕ_t est la somme de la phase géométrique que produirait une source ponctuelle en P_0 (ϕ_g) et de la phase produite par la structure de la source (ϕ_s).

Si la source est ponctuelle ($P = P_0$), la phase totale mesurée est purement géométrique ($\phi_s = 0$, $\phi_t = \phi_g$) et l'amplitude est égale au flux S de la source. Dans la pratique, on a $\phi_s \sim 0$ et $A \sim S$ si les dimensions de la source sont très inférieures à la résolution angulaire de l'interféromètre ($\overrightarrow{P_0P} \ll \frac{\lambda}{B}$ pour tout point

P de la source). A l'inverse, plus une source est résolue ($\frac{\lambda}{\vec{B}}$ du même ordre de grandeur que les $\overline{P_0P}$), plus ϕ_s est différent de 0 et plus A est inférieur à S .

La phase géométrique ϕ_g peut être calculée à partir de \vec{B} et \vec{k}_{P_0} , puis soustraite à la phase totale mesurée ϕ_t . On obtient alors une visibilité V' qui ne dépend que de la structure de la source:

$$V' = A \exp(i\phi_s) = \iint_{\Omega_s} I(P) \exp\left(-\frac{2\pi i}{\lambda} \vec{B} \cdot \overline{P_0P}\right) d\Omega \quad (\text{II.12})$$

On peut d'autre part assimiler la sphère céleste à un plan au voisinage de la source (le plan du ciel) et supposer $\overline{P_0P} \perp \vec{k}_{P_0}$ quel que soit P , car les objets que l'on veut cartographier ont des dimensions angulaires très petites (quelques secondes d'arc au maximum). En définissant dans ce plan un système de coordonnées local tel que $\vec{B}_{proj}/\lambda = (u, v)$ ($\vec{B}_{proj} =$ projection de \vec{B} dans le plan du ciel) et $\overline{P_0P} = (x, y)$, l'équation II.12 devient:

$$V'(u, v) = \iint_s I(x, y) \exp(-2\pi i(ux + vy)) dx dy \quad (\text{II.13})$$

(s est la surface totale de la source dans le plan du ciel)

Les axes du référentiel local sont généralement choisis tels que u et v se projettent à la surface de la Terre, vers l'Est et le Nord.

L'équation II.13 montre que la visibilité complexe mesurée par un interféromètre $V'(u, v)$ est la transformée de Fourier de la distribution de brillance de la source $I(x, y)$. Pour déterminer cette distribution de brillance, il suffit par conséquent d'effectuer la transformée de Fourier inverse. D'où:

$$I(x, y) = \iint_{\text{plan}(u, v)} V'(u, v) \exp(2\pi i(ux + vy)) du dv$$

Pour calculer l'intégrale ci-dessus, il faut échantillonner le mieux possible le plan (u, v) , ce qui justifie le principe de la synthèse d'ouverture décrit précédemment. En pratique, cet échantillonnage est réalisé en utilisant un grand nombre de radiotélescopes et à l'aide de la rotation de la Terre (en 24 heures, un interféromètre décrit dans le plan (u, v) une ellipse qui est symétrique par rapport à l'axe v et dont l'aplatissement est fonction de la déclinaison de la source). Cependant, la couverture du plan (u, v) n'est jamais complète et la transformation, discrétisée, se limite en réalité à:

$$I'(x, y) = \sum_{j=1}^M V'(u_j, v_j) p_j \exp(2\pi i(u_j x + v_j y)) \quad (\text{II.14})$$

où: M est le nombre de points du plan (u, v) pour lesquels la visibilité complexe a été mesurée;

(u_j, v_j) sont les coordonnées du point échantillonné d'indice j ;
 p_j est le poids attribué à l'observation d'indice j .

La transformation définie par l'équation II.14 équivaut à supposer que la visibilité est nulle aux points du plan (u, v) qui n'ont pas été échantillonnés. Cette hypothèse erronée se traduit en pratique par des distorsions importantes dans l'image $I'(x, y)$ qui est produite; d'où l'appellation "dirty map" attribuée à cette image. On démontre que $I'(x, y)$ est en fait la convolution de la distribution réelle d'intensité $I(x, y)$ avec une fonction $D(x, y)$ ("dirty beam") qui ne dépend que de la couverture du plan (u, v) et qui serait la réponse du réseau de radiotélescopes à une source ponctuelle d'intensité unité:

$$I'(x, y) = I(x, y) \otimes D(x, y) \quad (\otimes \text{ symbolise la convolution})$$

avec:

$$D(x, y) = \sum_{j=1}^M p_j \exp(2\pi i(u_j x + v_j y)) \quad (\text{II.15})$$

Pour éliminer cet effet de convolution, il faut restaurer l'image $I'(x, y)$ obtenue par la transformation II.14. Nous décrirons les méthodes de déconvolution employées pour cela dans la partie 4.3. Auparavant, nous allons examiner l'approche de la synthèse d'ouverture qui est faite dans le cas de la technique VLBI.

4.2 La synthèse d'ouverture en VLBI:

Dans la partie précédente, nous avons supposé que tous les effets instrumentaux et de propagation avaient été calibrés dans les mesures de phase et d'amplitude. En interférométrie connectée, cette calibration est réalisée en observant une source de structure connue (généralement ponctuelle) angulairement proche de l'objet étudié. En VLBI, on peut par une méthode analogue calibrer les amplitudes (bien que les sources ponctuelles soient plus rares), mais par contre, il est impossible de calibrer les phases puisque les horloges des 2 antennes sont indépendantes. Les phases mesurées en VLBI ne peuvent donc être utilisées directement mais nous allons voir qu'il est possible de récupérer une information précieuse en les combinant sur des triangles.

4.2.1 Relations de fermeture:

La quantité complexe totale mesurée par un interféromètre mn , W_{mn} , peut être représentée par:

$$W_{mn} = G_{mn} V_{mn}$$

où: V_{mn} est la visibilité complexe définie par l'équation II.11:

$$V_{mn} = A_{mn} \exp(i((\phi_g)_{mn} + (\phi_s)_{mn}))$$

G_{mn} est le gain complexe introduit par les effets instrumentaux et de propa-

gation. Ce gain complexe étant généralement associé individuellement avec chaque antenne, il s'écrit:

$$G_{mn} = g_m g_n^* = |g_m| |g_n| \exp(i(\psi_m - \psi_n))$$

(* désigne un nombre complexe conjugué; ψ_m et ψ_n sont les arguments des gains individuels g_m et g_n)

Le module ρ_{mn} et l'argument θ_{mn} de la visibilité complexe totale mesurée W_{mn} sont donc:

$$\rho_{mn} = A_{mn} |g_m| |g_n| \quad (\text{II.16})$$

$$\theta_{mn} = (\phi_g)_{mn} + (\phi_s)_{mn} + \psi_m - \psi_n \quad (\text{II.17})$$

Pour 3 antennes l, m, n , il est possible de définir une *phase de fermeture* ("closure phase") θ_{lmn} sur le triangle formé par ces antennes:

$$\theta_{lmn} = \theta_{lm} + \theta_{mn} + \theta_{nl}$$

En développant cette phase de fermeture à l'aide l'équation II.17 et de l'expression de ϕ_g ($\phi_g = -\frac{2\pi}{\lambda} \vec{B}_{mn} \cdot \vec{k}_{P_0}$), on remarque qu'il ne reste que la somme des phases de structure mesurées pour les bases formant les 3 côtés du triangle:

$$\theta_{lmn} = (\phi_s)_{lm} + (\phi_s)_{mn} + (\phi_s)_{nl}$$

Cette relation fut trouvée par Jennison (1958) qui s'en servit en interférométrie connectée. Elle tomba ensuite dans l'oubli jusqu'à ce qu'elle soit redécouverte par Rogers *et al.* (1974) qui l'utilisèrent pour la première fois en VLBI.

Si l'on dispose de 4 antennes l, m, n, p , on peut définir une *amplitude de fermeture* ("closure amplitude") Γ_{lmnp} qui ne dépend aussi que de la structure de la source:

$$\Gamma_{lmnp} = \frac{\rho_{lm} \rho_{np}}{\rho_{ln} \rho_{mp}}$$

En effet, on remarque à l'aide de l'équation II.16 que les gains individuels des antennes s'éliminent:

$$\Gamma_{lmnp} = \frac{A_{lm} A_{np}}{A_{ln} A_{mp}}$$

Cette relation fut introduite en VLBI par Readhead *et al.* (1980)

Pour un réseau de N antennes, il y a $(N-1)(N-2)/2$ phases de fermeture indépendantes et $N(N-3)/2$ amplitudes de fermeture indépendantes. En divisant ces valeurs par le nombre total de phases et d'amplitudes ($N(N-1)/2$), on obtient le pourcentage d'information disponible dans les relations de fermeture. Ce pourcentage vaut $(N-2)/N$ pour les phases et $(N-3)/(N-1)$ pour les amplitudes. Avec

10 antennes, on dispose donc de 80% de l'information sur les phases et de 78% de l'information sur les amplitudes, mais avec 4 antennes, ces pourcentages sont seulement de 50% et 33%. Ainsi, plus le nombre d'antennes croît, moins on perd d'information lorsqu'on utilise les relations de fermeture. En VLBI, on est contraint d'utiliser les phases de fermeture; un nombre important d'antennes va donc minimiser l'information qui est perdue.

On remarquera enfin qu'en utilisant les phases de fermeture à la place des phases, on perd l'information relative à la position absolue de la source (la phase de fermeture reste inchangée si on décale la position de la source puisque l'effet qu'on applique est de nature géométrique). Les cartes VLBI ne pourront donc être positionnées qu'en relatif sur le plan du ciel.

De même, lorsqu'on utilise les amplitudes de fermeture à la place des amplitudes, on perd l'information relative à l'intensité absolue de la source (l'amplitude de fermeture reste inchangée si on applique un facteur multiplicatif au flux total de la source).

4.2.2 Algorithmes:

Les algorithmes permettant de réaliser des cartes VLBI ont été mis au point plus de 10 ans après la naissance de la technique VLBI (Readhead et Wilkinson 1978, Cornwell et Wilkinson 1981). Ces algorithmes sont basés sur des procédures itératives mettant en jeu des transformées de Fourier répétées entre le plan (u, v) et le plan du ciel. Ils sont dits "hybrides" car ils utilisent les phases de fermeture et un modèle de la distribution de brillance à la place des phases qui sont seules utilisées en interférométrie connectée.

Les différentes étapes qui conduisent à l'élaboration d'une carte VLBI sont les suivantes (voir Figure II.10):

a) A partir d'un modèle initial de la distribution d'intensité dans la source ("trial map"), on fait une transformée de Fourier pour obtenir les visibilitées correspondantes dans le plan (u,v) ("trial visibilityes").

b) On combine ensuite les visibilitées mesurées (amplitudes et phases de fermeture) avec les visibilitées fournies par le modèle afin de définir un jeu complet d'amplitudes et de phases qu'on pourra inverser par transformée de Fourier (voir étape c). Pour cela, on fixe $N-1$ phases égales à celles prédites par le modèle et on calcule les $(N-1)(N-2)/2$ phases restantes à l'aide des phases de fermeture mesurées, ceci pour chaque observation. Les amplitudes sont quant à elles choisies égales aux amplitudes mesurées sauf si on procède à une calibration interne de ces amplitudes par la méthode de Cornwell et Wilkinson (1981). Dans ce cas, on se sert des amplitudes de fermeture pour ajuster le gain de chaque antenne, ce qui permet de corriger les erreurs de la calibration initiale. Cette calibration interne peut théoriquement être appliquée si les mesures ont été faites avec au moins 4 antennes, mais en pratique pour qu'elle fonctionne bien, il est préférable d'avoir 5 ou même

6 antennes.

c) On inverse les visibilitées déterminées à l'étape précédente par transformée de Fourier. La carte obtenue est l'image $I'(x, y)$ définie par l'équation II.14 ("dirty map").

d) On applique à cette carte un procédé de restauration d'image (par ex. CLEAN ou MEM) afin d'éliminer les distorsions dues à la couverture incomplète du plan (u, v) (Lorsqu'on utilise la méthode MEM, les étapes c et d sont réalisées simultanément).

e) On retourne à l'étape a en utilisant comme nouveau modèle initial la distribution de brillance calculée en d. La procédure est répétée jusqu'à ce que la carte produite ne change plus d'une itération à l'autre. La convergence est généralement obtenue en une dizaine d'itérations, mais un plus grand nombre d'itérations est parfois nécessaire pour "figoler" une carte et mettre en évidence des composantes de faible intensité.

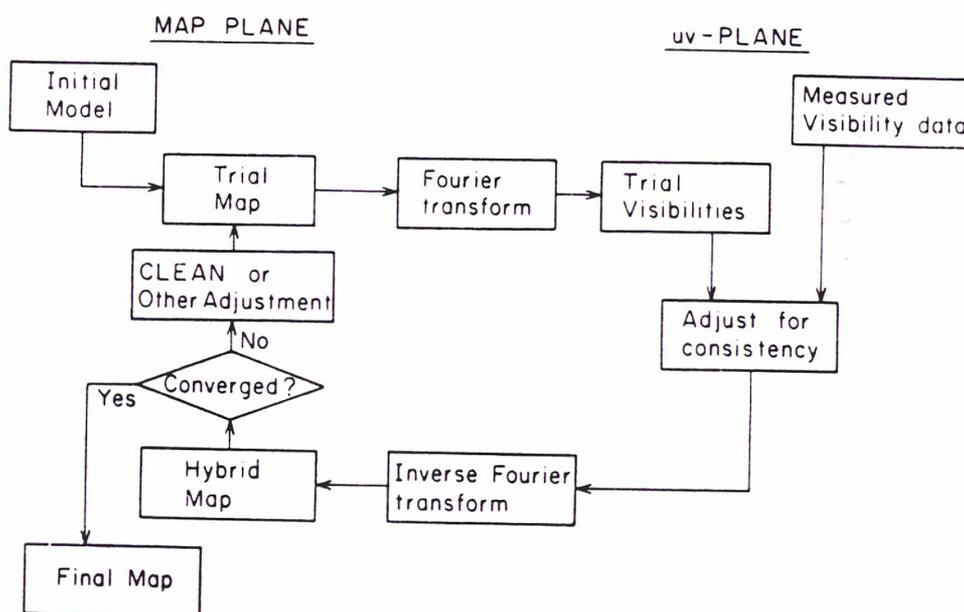


Figure II.10: Principe de la méthode de cartographie hybride (d'après Pearson et Readhead 1984).

Le choix du modèle initial est important (surtout pour la méthode CLEAN) car il peut accélérer ou ralentir la convergence de la procédure selon que le modèle choisi est plus ou moins proche de la distribution réelle d'intensité de la source cartographiée. S'il en est très différent, il peut même dans certains cas empêcher cette convergence.

La méthode généralement utilisée pour construire un modèle initial qui soit proche de la réalité consiste à ajuster un petit nombre de composantes gaussiennes (< 5) sur les visibilitées mesurées (méthode des moindres carrés) afin de reproduire d'une manière satisfaisante ces visibilitées. Si l'on n'a aucune idée de la structure de la source (ce qui est le cas pour les sources qui sont cartographiées pour la première fois), le nombre de composantes à ajuster est difficile à déterminer. Dans ce cas, il est souhaitable, après avoir cartographié la source, de comparer la carte obtenue avec le modèle initial. Si celui-ci est très différent de la carte, il sera alors préférable de l'améliorer et de refaire une nouvelle carte. L'expérience montre en effet qu'en améliorant le modèle initial, on améliore la carte hybride qui est ensuite produite (Biretta, Moore et Cohen 1986).

L'ajustement d'un modèle peut d'autre part servir à estimer les positions relatives et flux des différentes composantes d'une source lorsqu'une carte hybride de cette source a été finalisée.

La qualité d'une carte est difficile à estimer car les algorithmes utilisés ne fournissent aucun critère de précision. Cette qualité est généralement définie par la *dynamique* de la carte, c'est à dire par le rapport entre l'intensité de la composante la plus forte et l'intensité de la composante la plus faible à laquelle on peut croire. C'est d'ailleurs pour indiquer cette dynamique que les contours des cartes sont souvent exprimés en pourcentage de l'intensité maximale. On peut également avoir une idée de la qualité d'une carte en se référant à l'intensité des composantes négatives (dans le cas d'une déconvolution avec la méthode CLEAN) qui ne sont évidemment pas réelles.

4.3 Procédés de restauration d'image:

Dans la partie 4.1, nous avons vu qu'il fallait échantillonner complètement le plan (u, v) pour reconstruire parfaitement une image par synthèse d'ouverture. Comme ceci n'est jamais réalisé, il y a toujours, en pratique, une infinité d'images qui sont compatibles avec les amplitudes et les phases mesurées, chaque solution se rapportant à une hypothèse particulière concernant les points du plan (u, v) qui n'ont pas été échantillonnés. L'image fournie par l'équation II.14 n'est donc que l'une de ces solutions, et qui, de surcroît, ne peut être considérée comme "la meilleure" physiquement puisqu'elle est bâtie sur des hypothèses erronées ($V(u, v) = 0$ pour les points du plan (u, v) qui n'ont pas été échantillonnés).

Le principe de la restauration d'image est d'estimer les composantes de Fourier de la distribution de brillance qui n'ont pas été mesurées, afin d'obtenir une image qui soit "meilleure" physiquement que celle définie par l'équation II.14. Les 2 principaux algorithmes utilisés pour cela en radioastronomie (CLEAN et MEM) sont décrits ci-dessous.

4.3.1 CLEAN (Högbom 1974):

Cette méthode utilise la forme de la fonction $D(x, y)$ (“dirty beam”) pour différencier les structures réelles des distorsions dues à la couverture incomplète du plan (u, v) dans l’image $I'(x, y)$.

Le principe de l’algorithme est le suivant:

- a) Calculer $I'(x, y)$ et $D(x, y)$ (équations II.14 et II.15).
- b) Rechercher dans $I'(x, y)$ le point P'_{max} de coordonnées (x_{max}, y_{max}) dont l’intensité est maximale (on note I'_{max} cette intensité maximale).
- c) Calculer

$$I''(x, y) = I'(x, y) - \gamma I'_{max} D'(x, y)$$

$$\text{avec: } D'(x, y) = D(x - x_{max}, y - y_{max}) \quad \text{et} \quad 0 < \gamma < 1$$

Par cette opération, on retire une composante d’intensité $\gamma I'_{max}$ au maximum de la carte, mais on retire également tous les lobes secondaires (déformations) que cette composante produit dans les autres pixels de l’image $I'(x, y)$; l’image résultante $I''(x, y)$ est donc plus “propre” que $I'(x, y)$. A cette étape, il faut également noter dans un fichier l’intensité retirée $\gamma I'_{max}$ ainsi que la position (x_{max}, y_{max}) de la composante soustraite, afin de pouvoir restituer cette composante ultérieurement. Ensuite, on retourne à l’étape b en remplaçant la distribution $I'(x, y)$ par la distribution $I''(x, y)$.

Cette procédure est itérée jusqu’à ce que l’intensité maximale à soustraire ne soit plus significative au regard du bruit de la carte. L’ensemble des composantes retirées à la carte initiale $I'(x, y)$ constitue alors une bonne estimation de la distribution réelle d’intensité. Cette méthode fournit une représentation de la distribution de brillance sous forme de fonctions δ qui sont appelées les composantes CLEAN.

Cependant, comme une telle modélisation supposerait une résolution angulaire infinie de l’interféromètre, il est habituel pour représenter l’image finale de la source, de convoluer ce jeu de fonctions δ avec une gaussienne appropriée $G(x, y)$ qui est appelée “clean beam”. La gaussienne qui est généralement choisie pour cette convolution est celle qui s’ajuste le mieux sur le lobe central de $D(x, y)$, ceci permettant de restituer dans l’image la résolution réelle de l’interféromètre. On peut aussi parfois vouloir utiliser une gaussienne de largeur plus petite; dans ce cas, on dira que la carte est “superrésolue”.

A titre d’exemple, nous avons représenté dans les figures II.11 à II.16, la couverture du plan (u, v) , les distributions $I'(x, y)$, $D(x, y)$, $G(x, y)$ ainsi que le jeu de fonctions δ et la carte finale déconvoluée, pour le quasar NRAO140 observé en juillet 1983 avec un réseau transatlantique de six antennes (nous étudierons ce quasar en détail au Chapitre IV).

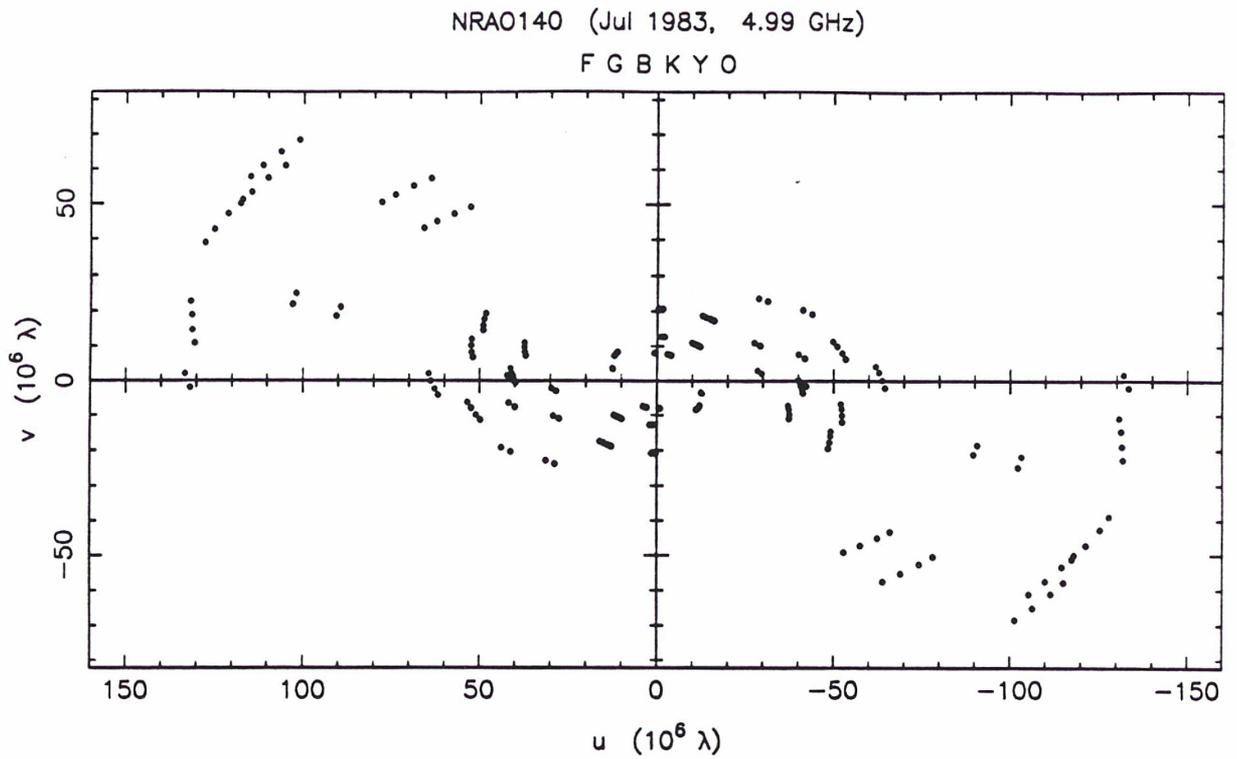


Figure II.11: Couverture du plan (u, v) pour le quasar NRAO140.

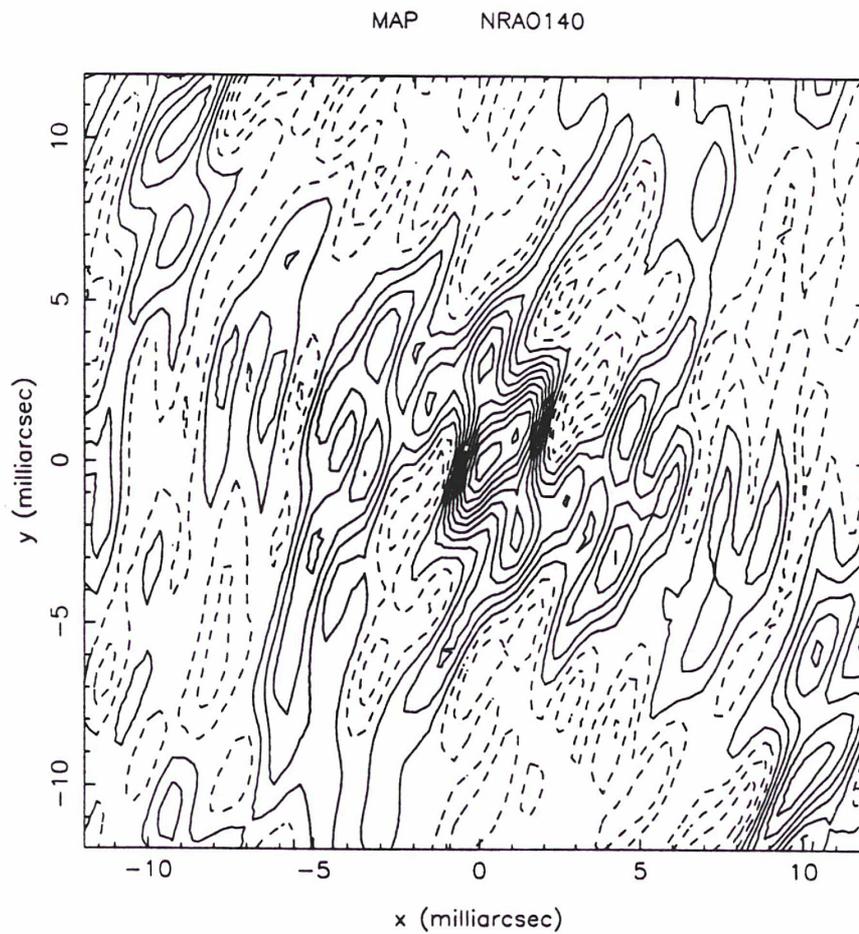


Figure II.12: Carte non déconvoluée de NRAO140 ($I'(x, y)$) ou "dirty map".

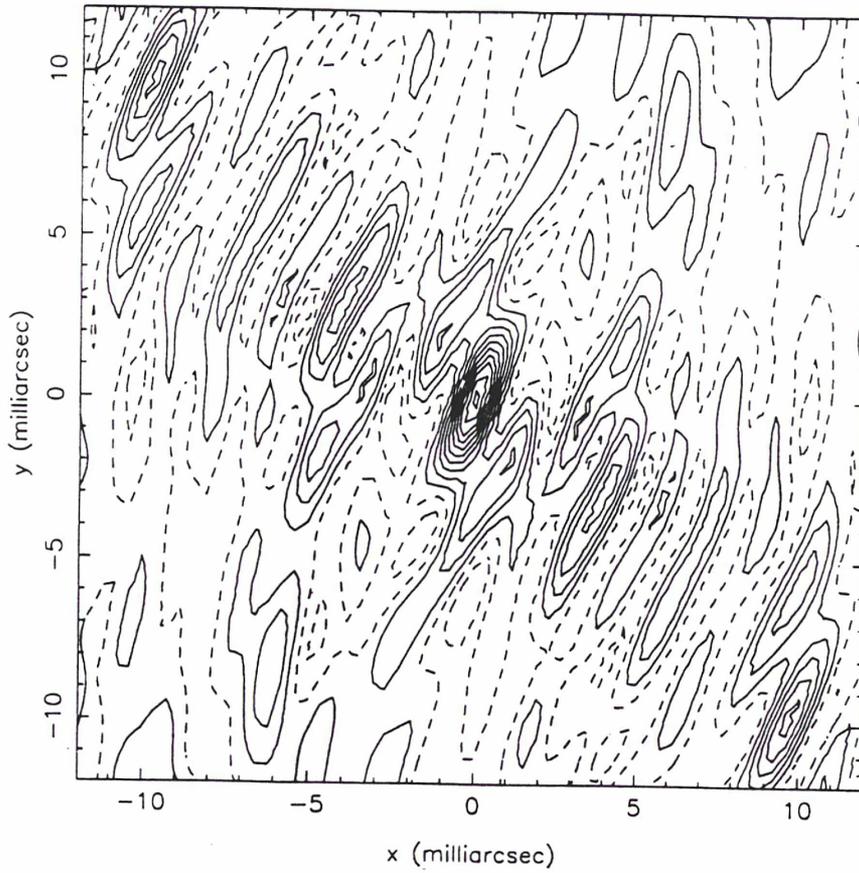


Figure II.13: Distorsions produites par la couverture incomplète du plan (u, v) de la Figure II.11 pour une source ponctuelle ($D(x, y)$) ou "dirty beam".

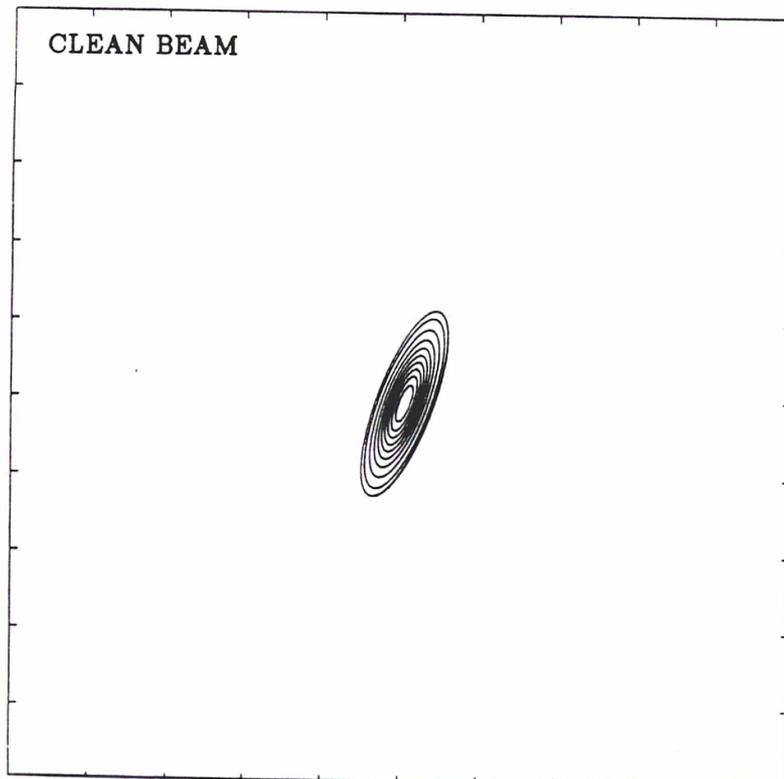


Figure II.14: Lobe central de $D(x, y)$ ou "clean beam" ($G(x, y)$).

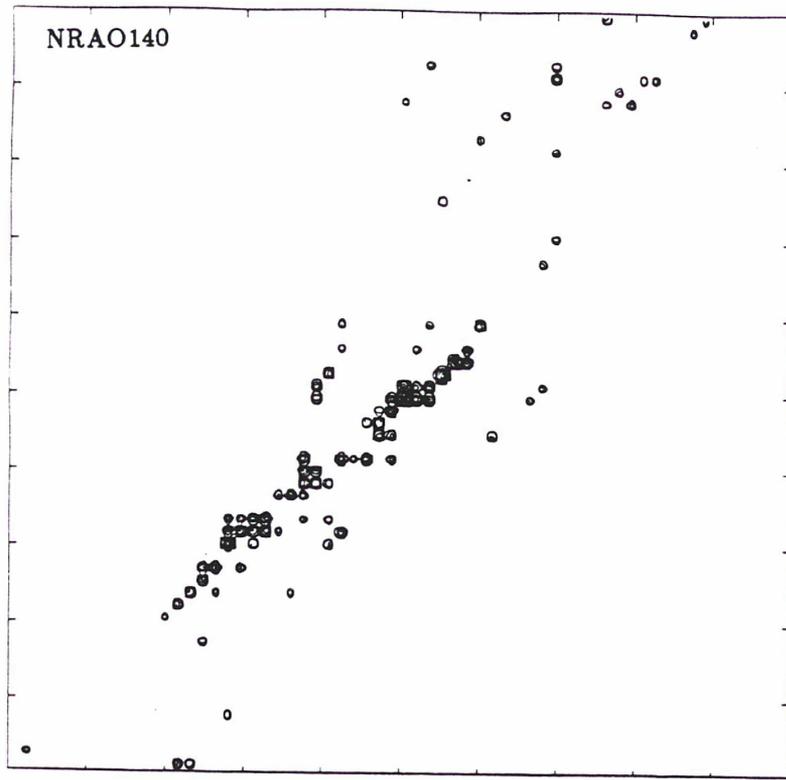


Figure II.15: Ensemble des fonctions δ obtenues pour le quasar NRAO140 après déconvolution avec l'algorithme CLEAN (un lobe de 0.15×0.15 millièmes de seconde de degré a été utilisé pour séparer ces fonctions δ les unes des autres).

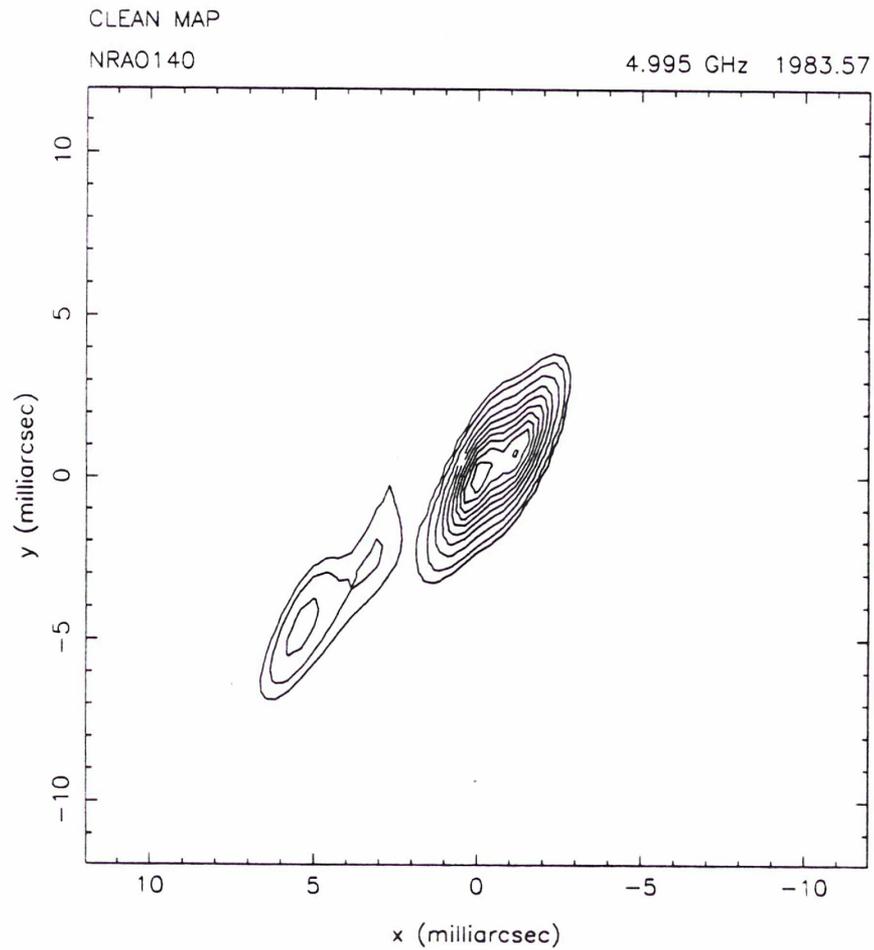


Figure II.16: Carte finale de NRAO140 ("clean map") obtenue après convolution des composantes CLEAN avec le lobe de la Figure II.14.

L'algorithme CLEAN ne présente pas de justification théorique, mais on comprend intuitivement que la méthode "fonctionne" si dans chaque carte I' (resp. I'' , ...etc...), il y a au moins une fraction $\gamma I'_{max}$ (resp. $\gamma I''_{max}$, ...etc...) de I'_{max} (resp. I''_{max} , ...etc...) qui est réelle. Il faudrait en fait prendre une valeur de γ très petite ($\gamma \ll 1$) pour avoir une érosion très progressive des lobes secondaires de la carte et être sûr que la composante retirée à chaque itération est réelle, mais ceci augmente considérablement le nombre d'itérations N_{it} à effectuer, donc le temps de calcul (si pour $\gamma = 0.3$ $N_{it} = 100$, alors $N_{it} \sim 600$ pour $\gamma = 0.05$). D'autre part, l'expérience montre que toute structure importante de $I'(x, y)$ correspond généralement à une structure réelle. En pratique, $\gamma \sim 0.5$ peut suffire, mais par prudence, on prend généralement $\gamma = 0.3$. Après avoir produit une carte avec $\gamma = 0.3$, il est néanmoins souhaitable de refaire une solution identique avec $\gamma = 0.1$. Cela peut permettre dans certains cas d'améliorer la dynamique de la carte.

4.3.2 La méthode du maximum d'entropie (MEM):

La Méthode du Maximum d'Entropie est une méthode générale, utilisée dans de nombreux domaines, qui fait appel à la théorie de l'information. Elle consiste à associer une *entropie* à toute source d'information, par analogie avec la thermodynamique. Cette méthode a été introduite pour la première fois en radioastronomie par Ables (1974), mais elle est moins "populaire" que l'algorithme CLEAN, et a été quelquefois sévèrement critiquée (voir par ex. Cornwell 1983).

a) L'entropie en thermodynamique:

L'*entropie* est une grandeur qui caractérise l'état d'un corps ou d'un système et qui permet d'évaluer sa capacité à évoluer vers un état d'équilibre. Plus l'entropie d'un corps est faible, plus il a de chance d'évoluer vers un état d'équilibre lors d'un changement d'état.

Soient par exemple deux récipients reliés par un conduit et un robinet. Fermons le robinet et plaçons un gaz dans chaque récipient. Si ensuite on ouvre le robinet, la probabilité pour que les deux gaz restent dans l'état où ils sont initialement, est:

$$p = (0.5)^{N_1} (0.5)^{N_2}$$

où: N_1 est le nombre de molécules du gaz placé dans le récipient 1.

N_2 est le nombre de molécules du gaz placé dans le récipient 2.

Comme N_1 et N_2 sont très grands, $p \sim 0$. La probabilité pour que les deux gaz se mélangent est donc maximale et le système évolue par conséquent vers un état plus stable. Ce changement d'état traduit une augmentation de l'entropie du système qui était initialement minimale.

La notion d'entropie est également reliée à celle d'information et d'ordre: plus l'entropie est faible, plus l'ordre est grand et plus l'information sur le système est grande. Ainsi, dans l'exemple précédent, on sait au départ dans quel récipient se trouve une molécule donnée d'un des deux corps; par contre, quelque temps

après l'ouverture du robinet, le désordre est total et il est impossible de dire à un instant donné si cette molécule se trouve dans le récipient 1 ou dans le récipient 2. L'augmentation de l'entropie entraîne donc une diminution de l'information que l'on possède sur le système.

b) Entropie d'une variable aléatoire:

Soit un événement A lié à une expérience aléatoire, on définit *l'incertitude* de cet événement par:

$$T(A) = \log\left(\frac{1}{p(A)}\right)$$

où $p(A)$ est la probabilité de l'événement A .

Cette définition se justifie par le fait que:

- $T(A)$ est une fonction décroissante de $p(A)$ (plus l'événement est certain, plus son incertitude est faible);
- pour un événement certain ($p = 1$), $T(A) = 0$;
- pour un événement de probabilité nulle, $T(A) \rightarrow +\infty$;
- pour 2 événements A et B indépendants (c'est à dire tels que: $p(A \text{ et } B) = p(A) \times p(B)$), on a: $T(A \text{ et } B) = T(A) + T(B)$.

On définit de même *l'incertitude* (ou *l'entropie*) H d'une variable aléatoire X susceptible de prendre un nombre fini de valeurs x_k ($k = 1, n$) comme la valeur moyenne des incertitudes de chacun des événements k . D'où:

$$H(X) = \sum_{k=1}^n p(x_k) \log\left(\frac{1}{p(x_k)}\right)$$

où $p(x_k)$ est la probabilité de l'événement $\{X = x_k\}$.

Soit par exemple une variable aléatoire qui peut prendre les valeurs 0 ou 1 avec les probabilités p et $1 - p$, son entropie sera:

$$H(X) = p \log\left(\frac{1}{p}\right) + (1 - p) \log\left(\frac{1}{(1 - p)}\right)$$

Cette entropie est minimale lorsque $p = 0$ ou $p = 1$, c'est-à-dire lorsque la variable est certaine (l'information est maximale); elle est maximale lorsque $p = 0.5$, c'est-à-dire lorsque la variable est la plus incertaine (l'information est minimale).

c) Entropie d'une source en radioastronomie:

Nous supposons ici que la distribution de brillance est représentée par un nombre fini de pixels n . Dans ce cas, on peut définir la fonction entropie comme au paragraphe précédent, c'est-à-dire par:

$$H = \sum_{k=1}^n p_k \log \left(\frac{1}{p_k} \right) = - \sum_{k=1}^n p_k \log p_k$$

où p_k est la probabilité que l'on a de recevoir un photon du pixel j . Cette probabilité est obtenue par la formule suivante:

$$p_k = \frac{I_k}{\sum_{k=1}^n I_k}$$

(I_k est l'intensité du pixel k)

La méthode du maximum d'entropie (MEM) consiste à sélectionner parmi toutes les images possibles (c'est-à-dire celles qui respectent les contraintes imposées par les données), celle dont l'entropie est maximale. Ce critère permet de minimiser l'information provenant des points du plan (u, v) qui n'ont pas été échantillonnés, ce qui paraît légitime puisque cette information n'est pas connue. La méthode MEM est donc celle qui fait le moins d'hypothèses sur la valeur des visibilités qui n'ont pas été mesurées.

Un algorithme général de reconstruction d'image par la méthode MEM a été développé par Skilling et Bryan (1984). Son principe est le suivant:

Soit une image $I = (I_1, \dots, I_k, \dots, I_n)$ (n pixels) pour laquelle la visibilité a été mesurée en M points, V_j étant la visibilité mesurée au point (u_j, v_j) .

Les données V_j sont reliées à à l'image I par la formule:

$$V_j = R_j(I) + a_j \sigma_j$$

où: $R_j(I)$ est la réponse de l'instrument à l'image I ; Dans le cas de l'interféromé-

trie, on a: $R_j(I) = \sum_{k=1}^n R_{jk} I_k$, $[R_{jk}]$ étant la matrice de Fourier;

σ_j est l'écart type de la donnée j ;

a_j est une variable aléatoire de variance unité et de moyenne nulle.

On peut dès lors mesurer les écarts $R_j(I) - V_j$, et définir la contrainte imposée par les données à l'image I sous forme d'une loi du χ^2 :

$$C(I) = \sum_{j=1}^M \frac{(R_j(I) - V_j)^2}{\sigma_j^2}$$

Cette contrainte s'exprime alors par: $C(I) \leq C_{max}$, C_{max} étant tel que: $p\{C(I) \leq C_{max}\} = \beta$ (β étant donné, par ex. $\beta = 99\%$).

Le problème revient donc à maximiser l'entropie H tout en respectant la condition $C(I) \leq C_{max}$. Deux cas peuvent se produire:

1) La fonction entropie, lorsqu'elle est maximale, vérifie automatiquement la condition ci-dessus. Dans ce cas, les données sont trop bruitées pour qu'on puisse en extraire de l'information.

2) Dans le cas contraire, on démontre que le problème a une solution unique et que cette solution est telle que: $C(I) = C_{max}$. Pour la déterminer, on utilise la méthode de Lagrange. Cette méthode consiste à trouver l'extremum de la fonction:

$$Q(I) = H(I) - \alpha(C(I) - C_{max})$$

en écrivant $dQ = 0$, soit:

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q}{\partial I_1} &= 0 \\ \dots\dots\dots \\ \frac{\partial Q}{\partial I_k} &= 0 \\ \dots\dots\dots \\ \frac{\partial Q}{\partial I_n} &= 0 \end{aligned}$$

Parmi les méthodes que l'on peut utiliser pour résoudre le système ci-dessus, citons: la méthode de Newton-Raphson, la méthode de la plus grande pente, la méthode des gradients conjugués.

5. LA PHYSIQUE DES RADIOSOURCES EXTRAGALACTIQUES

5.1 Les données observationnelles:

Pour contraindre les modèles théoriques de radiosources extragalactiques, on dispose essentiellement de quatre types de données observationnelles qui sont: la morphologie (distribution spatiale de la brillance), le spectre (variation du flux total en fonction de la fréquence), la variabilité temporelle du flux total, et la polarisation.

5.1.1 *La morphologie:*

Les radiosources extragalactiques présentent une assez grande diversité morphologique, mais on peut en général y distinguer 3 constituants plus ou moins visibles d'une source à l'autre: le noyau, les deux lobes radio situés de part et d'autre du noyau à quelques dizaines ou centaines de kpc, et un ou deux jets très fins qui connectent le noyau aux lobes radio. Cette morphologie est très bien illustrée par la carte de Cygnus A représentée dans la Figure II.17.

Pour étudier cette structure, il faut jongler avec les résolutions angulaires variées que fournissent les interféromètres tels que le VLA, MERLIN et la technique VLBI, en jouant éventuellement aussi sur les longueurs d'onde. On peut alors réaliser des cartes composites comme celle de la source 3C120 présentée dans la Figure II.18. Ce type de cartes montre l'aspect global d'une source, ainsi que des "agrandissements" successifs de la partie centrale la plus brillante de cette source. En analysant ces cartes, on s'aperçoit que le jet radio, issu du noyau central apparaît à toutes les résolutions angulaires; sa structure semble donc continue depuis l'échelle du pc (VLBI) jusqu'à l'échelle du kpc (VLA configuration D).



Figure II.17: Carte de Cygnus A à 4.9 GHz réalisée avec le VLA (d'après Perley, Dreher et Cowan 1984).

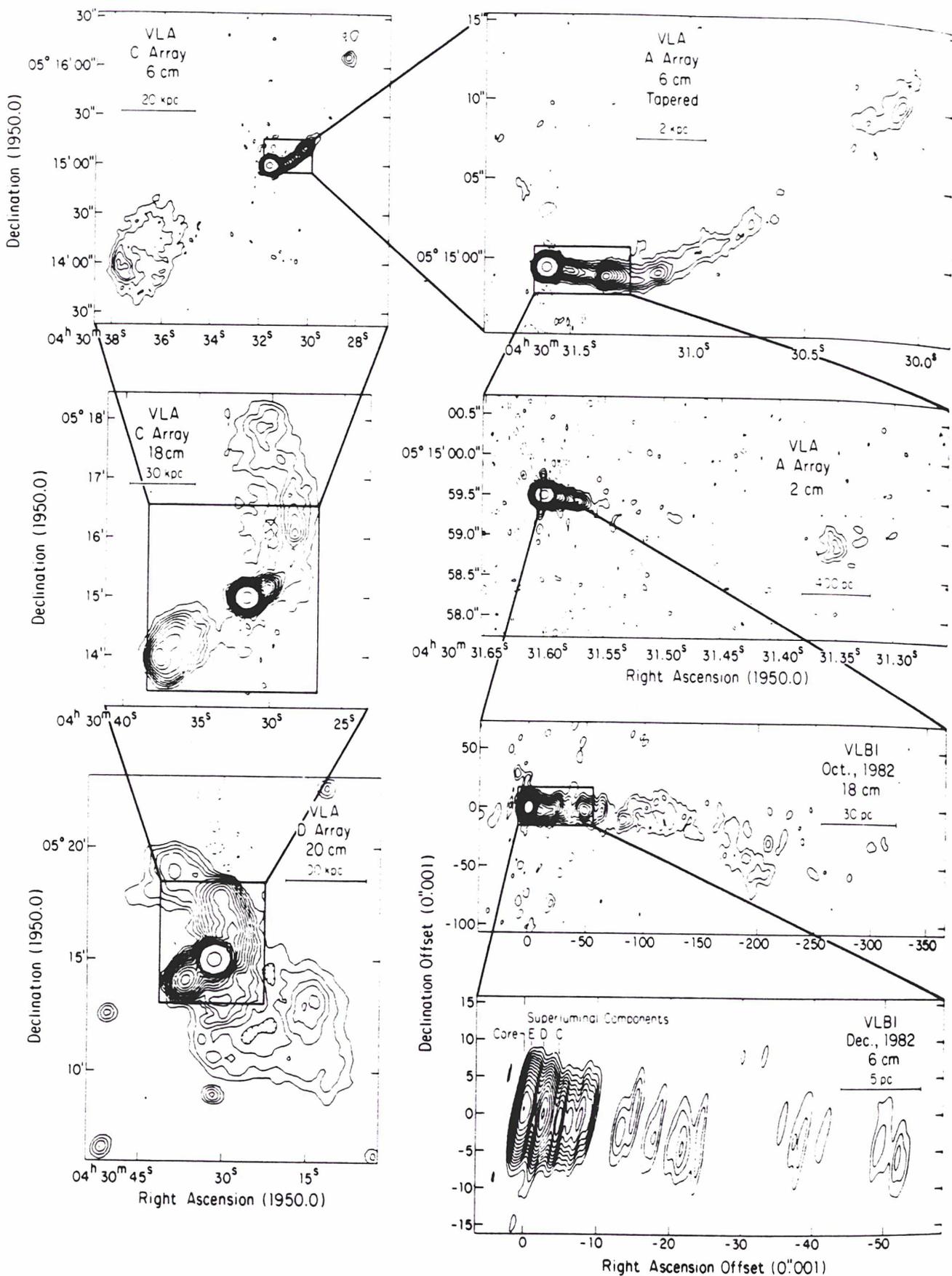


Figure II.18: Carte composite de 3C120 (d'après Walker, Benson et Unwin 1987).

L'étude statistique d'un certain nombre de sources indique qu'à grande échelle (VLA), les noyaux fortement actifs présentent en général un seul jet, plutôt rectiligne, alors que les noyaux faiblement actifs présentent le plus souvent deux jets, de part et d'autre du noyau, qui peuvent être courbés voire déformés.

Par contre, à l'échelle du VLBI, il y a toujours un jet unique, d'un seul côté du noyau. Ce jet n'apparaît pas continu, mais formé d'un ensemble de composantes, plus ou moins brillantes, qui s'éloignent du noyau d'année en année (voir par ex. la série de cartes de 3C345 dans la Figure II.19). En mesurant leur déplacement angulaire, et connaissant par ailleurs la distance des sources extragalactiques (grâce aux mesures de redshift), il est possible de déduire la vitesse linéaire de ces composantes. On s'est ainsi aperçu que pour une vingtaine de sources, ces vitesses linéaires étaient de l'ordre de 2 à 20 fois à la vitesse de la lumière. Nous verrons dans la partie 5.2.3 les explications qui sont envisagées pour ce phénomène.

On a également remarqué que ces composantes étaient plus visibles aux basses fréquences (par ex. 1.7 GHz) qu'aux hautes fréquences (par ex. 10.7 GHz), mais que par contre, le flux du noyau augmentait généralement avec la fréquence.

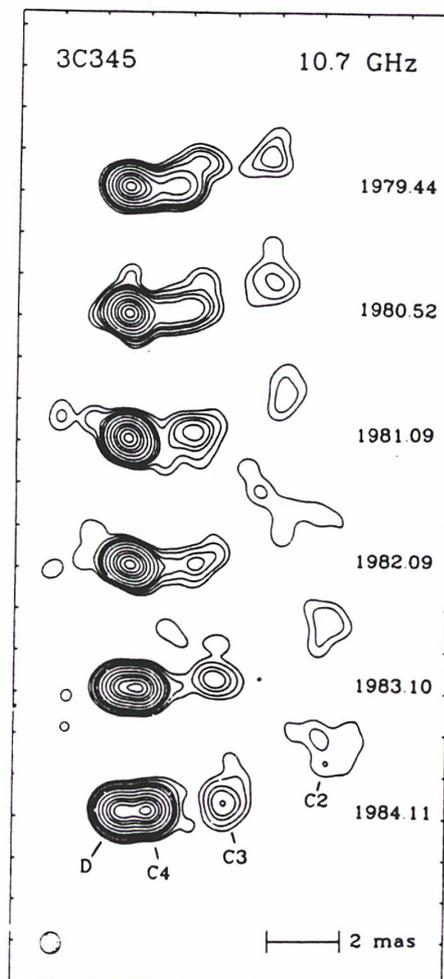


Figure II.19: Evolution de la structure de la source 3C345 à 10.7 GHz (d'après Biretta et Cohen 1987).

5.1.2 Le spectre:

Pour les radiosources étendues, les spectres observés suivent une loi de puissance de la fréquence ν avec un indice spectral moyen $\alpha = -0.75$ ($S(\nu) = S_0\nu^\alpha$). Pour les radiosources possédant un noyau compact, ces spectres peuvent être, soit en loi de puissance (spectre "simple"), soit plat ou ondulant (spectre "complexe"), mais ils sont tous caractérisés par une coupure à basse fréquence. Les spectres complexes s'interprètent généralement comme la superposition de spectres simples émis par différentes régions de la source.

La Figure II.20 donne 4 exemples de spectres de sources extragalactiques compactes. Celui de la source 2134+00 est "simple" et montre bien la coupure à basse fréquence (à partir de ~ 5 GHz). Celui de la source 3C84 est en loi de puissance aux basses fréquences (< 1 GHz), mais aux fréquences élevées, il est semblable à celui de 2134+00; on déduit de ce spectre que 3C84 est constituée d'une composante étendue et d'une composante compacte. Le spectre de la source 3C345 est similaire à celui de 3C84, mais il reste plat aux fréquences élevées; il est caractéristique de la présence de plusieurs composantes compactes ayant des spectres simples dont les maxima sont décalés en fréquence (comme indiqué en pointillé sur la Figure II.20); la superposition d'un ensemble de spectres "simples" produit en effet un spectre plat ou ondulé. Enfin le spectre de la source 0007+10 semble "simple", mais son maximum est obtenu au voisinage de 100 GHz; il est caractéristique d'une source très compacte.

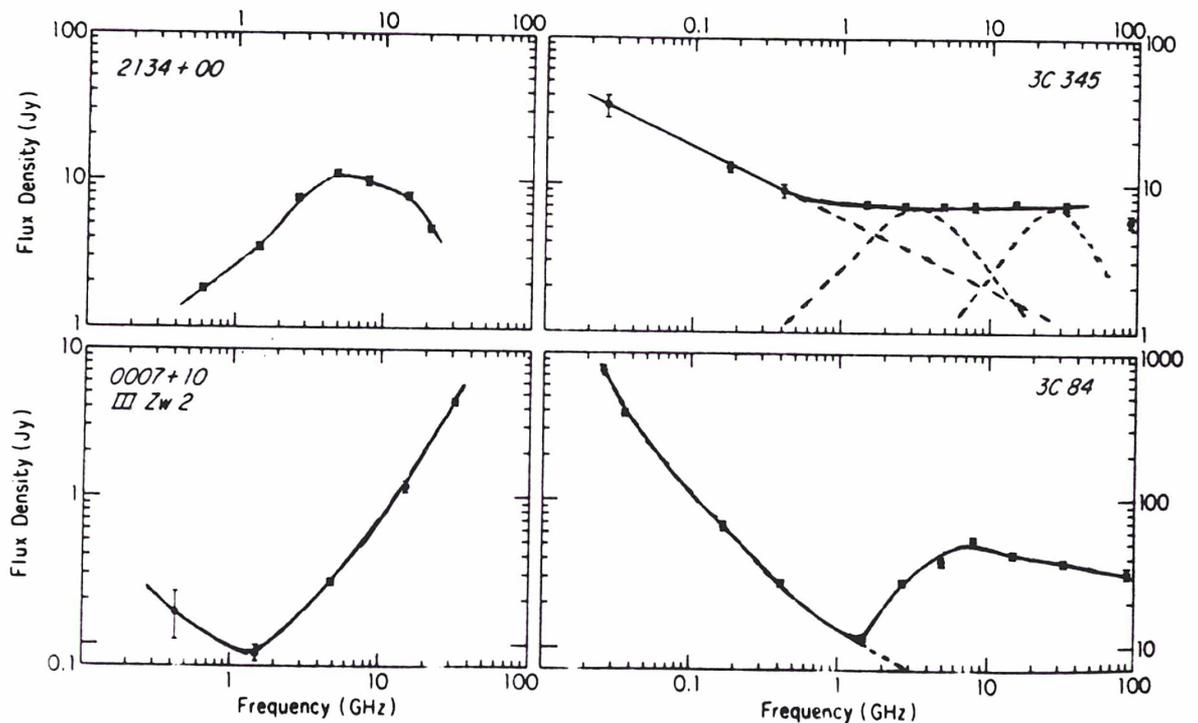


Figure II.20: Exemples de spectres de sources extragalactiques (d'après Kellermann et Pauliny-Toth 1981).

5.1.3 La variabilité temporelle du flux total:

Alors que les sources étendues ont un flux radio total constant, les sources compactes présentent une variabilité avec une échelle de temps de l'ordre du mois ou de l'année. Ces variations sont généralement observables pour des longueurs d'onde comprises entre ~ 3 mm et ~ 1 m, mais il existe quelques cas exceptionnels où on a pu observer des variations de flux corrélées dans les domaines radio, optique et infrarouge (par ex. pour les objets de type BL Lac comme OJ287 et 0235+16).

Les variations de flux se manifestent, soit sous la forme d'éruptions violentes (le flux de la source peut doubler en quelques mois), soit sous la forme de variations plus lentes et régulières. Elles peuvent d'autre part être, soit dépendantes, soit indépendantes de la longueur d'onde (cas des objets BL Lac). Lorsqu'elles sont fonction de la longueur d'onde, on constate que les éruptions apparaissent d'abord aux longueurs d'onde les plus courtes et qu'elles se propagent ensuite vers les plus grandes longueurs d'onde, mais avec une amplitude de plus en plus faible. Ce phénomène est bien illustré par la Figure II.21 qui représente les variations du flux de la source 3C454.3 entre 1966 et 1978 à différentes longueurs d'onde.

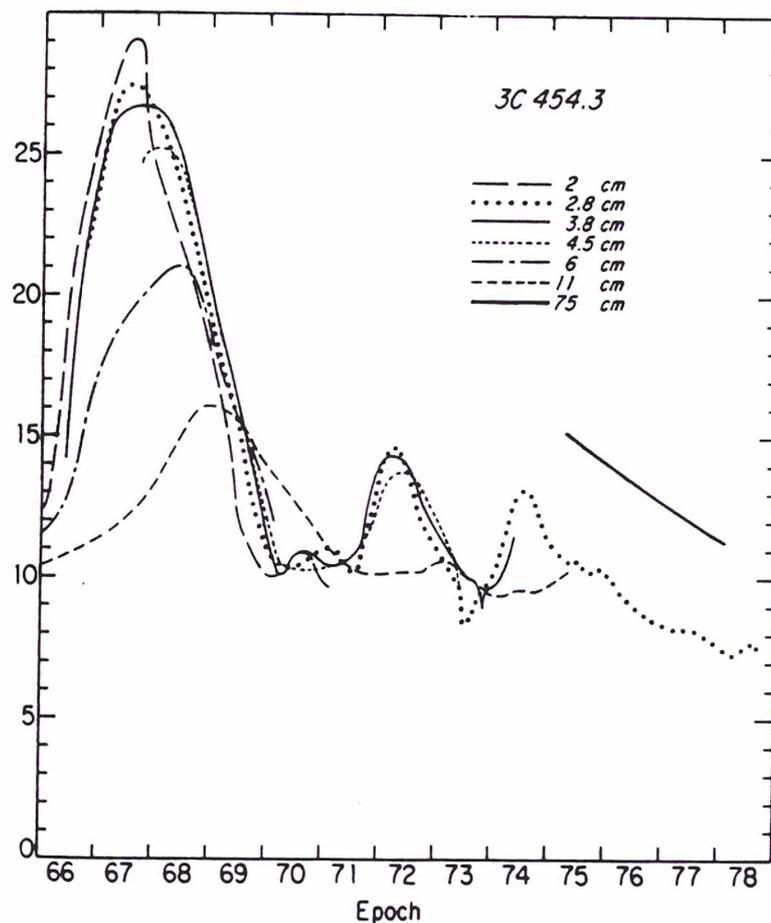


Figure II.21: Variations du flux de la source 3C454.3 entre 1966 et 1978 (d'après Kellermann et Pauliny-Toth 1981).

5.1.4 La polarisation:

La polarisation linéaire des sources extragalactiques compactes et étendues est en général de quelques pour cent. Elle est parfois variable dans les sources compactes (aussi bien le taux que l'angle de polarisation), et peut atteindre exceptionnellement $\sim 70\%$ lors d'éruptions dans les objets de type BL Lac. La polarisation circulaire est généralement inférieure à 1% .

5.2 Les modèles théoriques:

5.2.1 Le mécanisme d'émission radio:

La forme des spectres que l'on observe, ainsi que la détection d'une fraction de quelques pour cent d'ondes polarisées linéairement, indiquent que le mécanisme d'émission radio dans les sources extragalactiques est probablement d'origine *synchrotron*.

Le rayonnement synchrotron est le rayonnement de freinage d'un électron ultrarelativiste (c'est-à-dire avec une vitesse proche de la vitesse de la lumière) qui spirale dans un champ magnétique. Ce rayonnement, émis par l'électron en mouvement, est concentré dans un cône de demi-angle ϕ très petit (voir Figure II.22). Il en résulte qu'il ne peut être perçu par un observateur que si l'angle ψ entre la direction de la vitesse de l'électron et la direction de l'observateur est plus petit que l'angle ϕ .

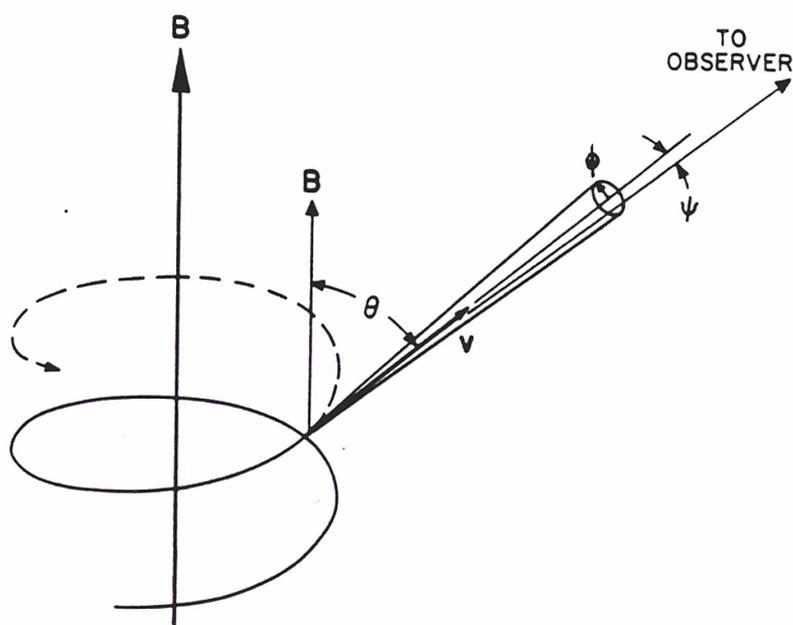


Figure II.22: Principe du rayonnement synchrotron (d'après Moffet 1975).

Pour que l'émission synchrotron d'une population d'électrons se fasse de manière isotrope, il faut que cette population d'électrons possède une distribution de vitesses telle que tous les angles θ soient possibles (θ est l'angle entre le champ magnétique \vec{B} et le vecteur vitesse de l'électron \vec{v}). Dans le cas d'une émission isotrope et pour une population d'électrons ayant une distribution d'énergie en loi de puissance $N(E) = N_0 E^{-\gamma}$ (E est l'énergie des électrons), on démontre que le flux radio produit $S(\nu)$ est aussi en loi de puissance: $S(\nu) = S_0 \nu^\alpha$ avec $\alpha = \frac{1-\gamma}{2}$. Ceci est donc bien conforme aux spectres trouvés pour les radiosources extragalactiques.

La coupure à basse fréquence que l'on observe dans ces spectres est généralement attribuée à une réabsorption du rayonnement synchrotron par la radiosource elle-même. En effet, dans le cas d'une source compacte, si la densité du rayonnement synchrotron devient suffisante, les électrons peuvent réabsorber celui-ci, et cette réabsorption est d'autant plus efficace que la fréquence radio est basse.

Pour une source synchrotron homogène, on démontre que $\alpha = 2.5$ dans la zone du spectre correspondant à la réabsorption (c'est à dire dans la zone telle que $\nu \ll \nu_m$, ν_m étant la fréquence correspondant au maximum du spectre observé). Cette zone est dite "optiquement épaisse" ou opaque. Si $\nu \gg \nu_m$, la réabsorption est négligeable (le milieu est dit "optiquement mince" ou transparent) et l'indice spectral est fonction de la distribution d'énergie de la population d'électrons, comme indiqué précédemment. Le spectre synchrotron d'une population d'électrons ultrarelativistes a donc finalement l'allure représentée dans la Figure II.23. Cette allure est semblable à celle des spectres "simples" qu'on obtient pour les sources extragalactiques compactes (voir partie 5.1.2).

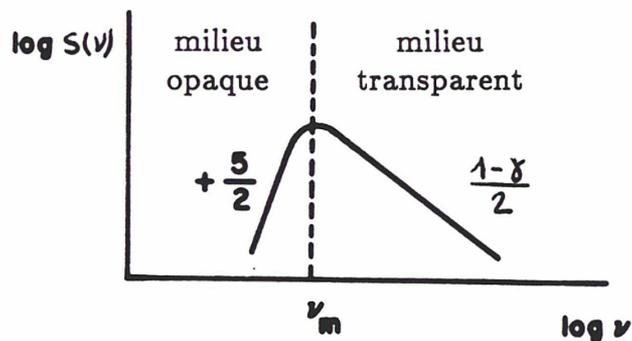


Figure II.23: Allure du spectre synchrotron d'une population d'électrons ultrarelativistes autour de la fréquence de "self-absorption" (d'après Pacholczyk 1977).

5.2.2 Description physique:

Le modèle physique qui est le plus reconnu actuellement consiste à représenter le noyau d'une source extragalactique comme un trou noir massif (~ 100 millions de masses solaires) en rotation, entouré d'un important disque d'accrétion formé par l'accumulation de la matière environnante qui est aspirée par le trou noir (voir Figure II.24). Par un effet d'entraînement, la zone interne du disque d'accrétion se met en rotation autour d'un axe qui est aligné avec celui du trou noir, ce qui fournit une direction privilégiée le long de laquelle les jets émergent.

L'énergie nécessaire à la formation et à l'accélération de ces jets peut venir du disque d'accrétion (énergie potentielle gravitationnelle) ou du trou noir (énergie rotationnelle et énergie électromagnétique) et les mécanismes invoqués pour transformer cette énergie disponible en énergie cinétique collimatée, se fondent soit sur la pression de radiation intense qui règne dans l'entonnoir du disque, soit sur une extraction électromagnétique. Dans ces modèles de formation de jets, le problème principal est de parvenir à accélérer les faisceaux de particules jusqu'aux vitesses relativistes requises (voir partie 5.2.3), sur des distances inférieures au parsec.

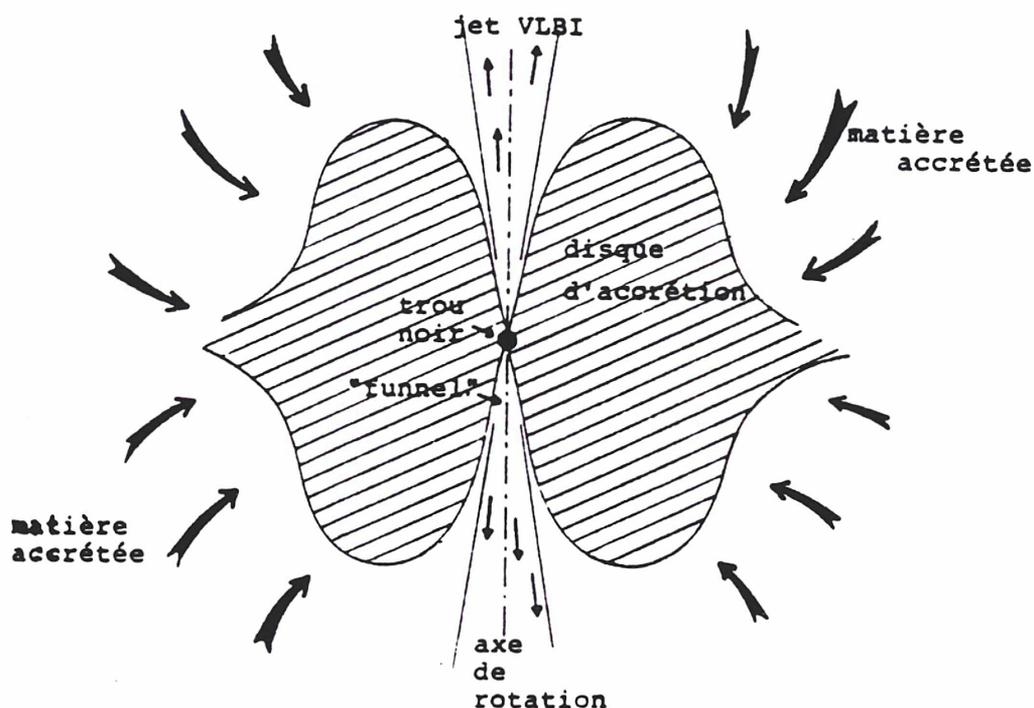


Figure II.24: Représentation schématique d'une région de formation de jets à partir d'un noyau actif de galaxie (d'après Sol 1986).

Après formation des jets, d'autres questions doivent être envisagées, parmi lesquelles la stabilité et le confinement de ces jets. Le comportement d'un jet astrophysique est en effet semblable à celui d'un fluide et l'on s'attend, d'une part à ce que des instabilités se développent à la frontière du jet et du milieu ambiant, d'autre part à ce que le jet s'évase peu à peu. Cela conduit dans le premier cas, à la destruction du jet suite aux turbulences, et dans le second cas, à la dilution du jet dans le milieu ambiant.

Or, l'existence même des jets astrophysiques sur des distances de plusieurs milliers de parsec, impose que ces deux phénomènes soient très réduits. Plusieurs modèles ont été proposés pour le confinement latéral du jet: confinement par pression thermique externe, confinement par pression dynamique due à la vitesse de la galaxie par rapport au milieu ambiant, confinement par champ magnétique. Quant aux instabilités, il faut qu'elles se développent lentement par rapport au temps de vie du jet à moins qu'elles soient amorties.

Par ailleurs, il semble que la vitesse des jets à grande distance du noyau (quelques kpc) soit plutôt semi-relativiste ($< 0.1c$). Les modèles étudiés doivent donc également assurer ce passage des vitesses relativistes aux vitesses semi-relativistes, sans détruire le jet. Pour toutes ces questions qui sont encore ouvertes à l'heure actuelle, l'apport des données observationnelles (en particulier VLBI) est essentiel.

5.2.3 *Le phénomène superluminique:*

De nombreuses interprétations ont été proposées pour expliquer les vitesses superluminiques que l'on observe dans les jets VLBI: existence de tachyons (particules hypothétiques se déplaçant uniquement à des vitesses supérieures à celle de la lumière); mauvaise estimation de la distance des galaxies et des quasars due à une grossière erreur dans la constante de Hubble, à un modèle cosmologique incorrect ou à des redshifts non cosmologiques (si les sources extragalactiques sont plus proches de nous qu'on ne le pense, alors les vitesses observées ne sont plus superluminiques); lentilles gravitationnelles;...etc...

Cependant, l'hypothèse la plus plausible actuellement, consiste à dire que les particules des jets se déplacent à des vitesses relativistes, et dans une direction qui est proche de la nôtre. On est alors en présence d'une sorte d'illusion optique liée à la vitesse finie de propagation de la lumière.

Considérons un noyau de galaxie qui émet un jet ayant une vitesse v , dans une direction faisant un angle θ avec la direction de l'observateur, et t'_0 l'instant d'éjection d'une composante de ce jet (voir Figure II.25). Le rayonnement émis par cette composante à tout instant $t' > t'_0$ sera reçu par l'observateur à l'instant $t = t' + \frac{d'}{c}$, d' étant la distance de la composante à l'instant t' . Or,

$$t' = t'_0 + \frac{r}{v} \quad \text{et} \quad \frac{d'}{c} = \frac{d}{c} - \frac{r \cos \theta}{c}$$

(l'angle ψ entre les directions du noyau et du jet vues par l'observateur est très petit, compte tenu de la distance des sources extragalactiques)

donc:

$$t = t'_0 + \frac{d}{c} + \frac{r}{v} \left(1 - \frac{v}{c} \cos \theta\right)$$

ce qui peut aussi s'écrire:

$$t = t_0 + \frac{r}{v} \left(1 - \frac{v}{c} \cos \theta\right)$$

$t_0 = t'_0 + \frac{d}{c}$ étant l'instant où l'observateur reçoit le rayonnement émis par la composante à l'instant initial t'_0 .

D'où l'expression de r :

$$r = \frac{v(t - t_0)}{1 - \frac{v}{c} \cos \theta}$$

La vitesse apparente perçue par l'observateur peut quant à elle être calculée par:

$$v_{app} = \frac{dr}{dt} \sin \theta$$

d'où:

$$v_{app} = \frac{v \sin \theta}{1 - \frac{v}{c} \cos \theta}$$

Cette vitesse apparente est maximale lorsque $\frac{v}{c} = \cos \theta$. Elle vaut alors:

$$(v_{app})_{max} = \frac{v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

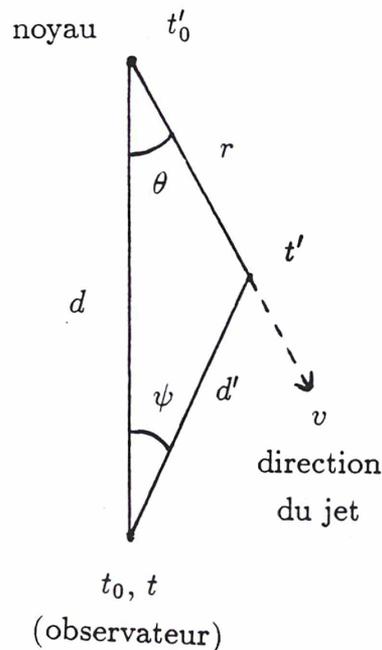


Figure II.25: Principe du phénomène superluminique.

On voit donc que $(v_{app})_{max}$ est supérieure à c dès que $v > \frac{c}{\sqrt{2}}$. La Figure II.26 montre l'évolution de la vitesse apparente en fonction de θ et $\beta = \frac{v}{c}$. Les vitesses apparentes obtenues correspondent bien à celles qui sont effectivement observées près des noyaux des sources extragalactiques.

Ce scénario permet en outre d'expliquer pourquoi les jets VLBI ne sont toujours visibles que d'un seul côté du noyau alors qu'ils existent vraisemblablement des deux côtés puisqu'ils alimentent les 2 lobes radio situés de part et d'autre du noyau. En effet, d'après les lois de la relativité restreinte, on sait que le rayonnement émis par un faisceau de particules relativistes est amplifié ou diminué selon que ce faisceau se rapproche ou s'éloigne de l'observateur. Dans notre cas, cet effet conduit à rendre invisible le jet émis dans la direction opposée à celle de la Terre.

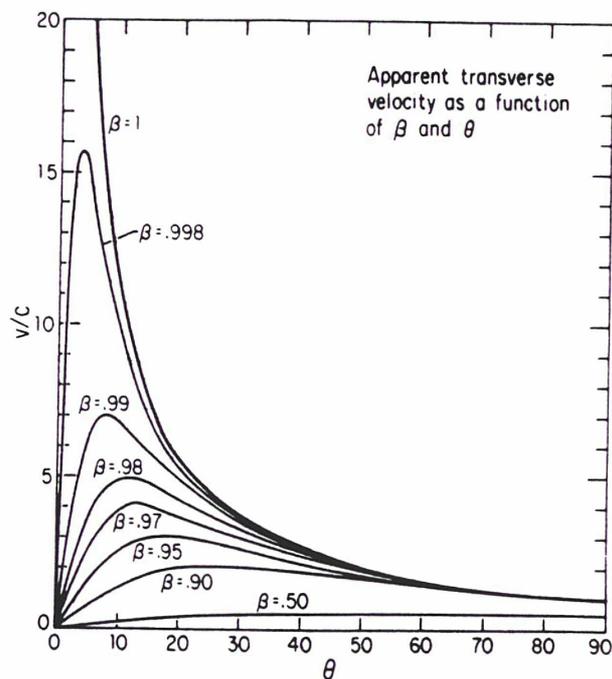


Figure II.26: Vitesses apparentes obtenues en fonction de θ et $\beta = \frac{v}{c}$ (d'après Kellermann et Pauliny-toth 1981).

Références:

- Ables, J. G.: 1974, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **15**, 383.
- Bartel, N., Herring, T. A., Ratner, M. I., Shapiro, I. I., Corey, B. E.: 1986, *Nature*, **319**, 733.
- Biretta, J. A., Cohen, M. H.: 1987, dans *Superluminal Radio Sources*, Eds J. A. Zensus et T. J. Pearson, Cambridge University Press, Cambridge, p. 40.
- Biretta, J. A., Moore, R. L., Cohen, M. H.: 1986, *Astrophys. J.*, **308**, 93.
- Cornwell, T. J.: 1983, *Proceedings of an International Symposium, Indirect Imaging*, Ed. J. A. Roberts, Cambridge University Press, Cambridge, p. 291.
- Cornwell, T. J., Wilkinson, P. N.: 1981, *M. N. R. A. S.*, **196**, 1067.
- Högbom, J. A.: 1974, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **15**, 417.
- Jennison, R. C.: 1958, *M. N. R. A. S.*, **118**, 276.
- Kellermann, K. I., Pauliny-Toth, I. I. K.: 1981, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **19**, 373.
- Moffet, A. T.: 1975, dans *Galaxies and the Universe*, Eds A. Sandage, M. Sandage et J. Kristian, The University of Chicago Press, Chicago, p.211.
- Pearson, T. J., Readhead, A. C. S.: 1984, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **22**, 97.
- Pacholczyk, A. G.: 1977, *Radio Galaxies*, Pergamon Press, Oxford.
- Perley, R. A., Dreher, J. W., Cowan, J. J.: 1984, *Astrophys. J.*, **285**, L35.
- Readhead, A. C. S., Walker, R. C., Pearson, T. J., Cohen, M. H.: 1980, *Nature*, **285**, 137.
- Readhead, A. C. S., Wilkinson, P. N.: 1978, *Astrophys. J.*, **223**, 25.
- Rogers, A. E. E.: 1970, *Radio Sci.*, **5**, 1239.
- Rogers, A. E. E., Hinteregger, H. F., Whitney, A. R., Counselman, C. C., Shapiro, I. I., Wittels, J. J., Klemperer, W. K., Warnock, W. W., Clark, T. A., Hutton, L. K., Marandino, G. E., Rönnäng, B. O., Rydbeck, O. E. H., Niell, A. E.: 1974, *Astrophys. J.*, **193**, 293.
- Shapiro, I. I., Wittels, J. J., Counselman, C. C., Robertson, D. S., Whitney, A. R., Hinteregger, H. F., Knight, C. A., Rogers, A. E. E., Clark, T. A., Hutton, L. K., Niell, A. E.: 1979, *Astron. J.*, **84**, 1459.
- Skilling, J., Bryan, R. K.: 1984, *M. N. R. A. S.*, **211**, 111.
- Sol, H.: 1986, Thèse de Doctorat d'Etat (Université de Paris VII).
- Sovers, O. J., Fanelow, J. L.: 1986, *NASA-JPL Publication*, **83-89**.
- Thomas, J. B.: 1972a, *JPL Technical Report 32-1526*, **VII**, 37.
- Thomas, J. B.: 1972b, *JPL Technical Report 32-1526*, **VIII**, 29.
- Thomas, J. B.: 1973, *JPL Technical Report 32-1526*, **XVI**, 47.
- Van Vleck, J. H., Middleton, D.: 1966, *Proc. IEEE*, **54**, 2.
- Walker, R. C., Benson, J. M., Unwin, S. C.: 1987, *Astrophys. J.*, **316**, 546.
- Whitney, A. R.: 1974, Ph. D. Thesis.

Bibliographie Complémentaire:

- Thompson, A. R., Moran, J. M., Swenson, G. W.: 1986 *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy*, Wiley Interscience, New York.

Superluminal Radio Sources, 1987, Eds J. A. Zensus et T. J. Pearson, Cambridge University Press, Cambridge.

Indirect Imaging, Proceedings of an International Symposium held in Sydney, August-September 83, Ed. J. A. Roberts, Cambridge University Press, Cambridge.

Pearson, T. J., Readhead, A. C. S.: 1984, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **22**, 97 (Image Formation by self-calibration in Radio Astronomy).

Synthesis Imaging, Courses Notes from an NRAO summer school held in Socorro, New Mexico, August 5-9 1985, Eds R. A. Perley, F. R. Schwab et A. H. Bridle, NRAO, Greenbank.

CHAPITRE III

EFFETS DE STRUCTURE EN ASTROMETRIE ET GEODYNAMIQUE - THEORIE ET SIMULATIONS -

1. THEORIE

1.1 Expression analytique des effets de structure:

La contribution due à la structure de la source dans les quantités VLBI observées en astrométrie et géodésie (retard de synthèse de bande et vitesse du retard de phase) se déduit de l'expression de la phase de structure qui est indiquée au chapitre II (partie 4.1). Nous nous placerons ici dans un cas général, en considérant les possibles variations de la distribution d'intensité I en fonction de la fréquence ω et du temps t . Dans ce cas, la phase de structure s'exprime par:

$$\phi_s = \arg \left[\iint_{\Omega_s} I(P, \omega, t) \exp\left(-\frac{2\pi i}{\lambda} \vec{B} \cdot \overrightarrow{P_0 P}\right) d\Omega \right]$$

Comme l'origine du système local de coordonnées servant à représenter la distribution de brillance n'est pas nécessairement confondue avec le point de référence choisi P_0 , il est commode pour les calculs pratiques ultérieurs d'introduire cette origine (arbitraire) O dans l'expression de ϕ_s . D'où:

$$\phi_s = \arg \left[\iint_{\Omega_s} I(P, \omega, t) \exp\left(-\frac{2\pi i}{\lambda} \vec{B} \cdot (\overrightarrow{OP} - \overrightarrow{OP_0})\right) d\Omega \right]$$

ce qui peut encore s'écrire (formulation développée par Thomas 1980):

$$\phi_s = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{B} \cdot \overrightarrow{OP_0} + \tan^{-1} \left(\frac{-Z_s}{Z_c} \right) \quad (\text{III.1})$$

avec:

$$Z_c = \iint_{\Omega_s} I(P, \omega, t) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \vec{B} \cdot \overrightarrow{OP}\right) d\Omega$$

$$Z_s = \iint_{\Omega_s} I(P, \omega, t) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \vec{B} \cdot \overrightarrow{OP}\right) d\Omega$$

Nous avons vu au chapitre II (partie 2.5) que le retard de synthèse de bande était construit en dérivant la phase de frange par rapport à la fréquence. Pour obtenir la contribution due à la structure de la source dans cette quantité, il suffit donc d'appliquer cette dérivation à la phase de structure ϕ_s . D'où:

$$\tau_s = \frac{\partial \phi_s}{\partial \omega} = \frac{1}{c} \vec{B} \cdot \overrightarrow{OP_0} + \left(\frac{Z_s \frac{\partial Z_c}{\partial \omega} - Z_c \frac{\partial Z_s}{\partial \omega}}{Z_c^2 + Z_s^2} \right)$$

avec:

$$\frac{\partial Z_c}{\partial \omega} = -\frac{\vec{B}}{c} \cdot \left[\iint_{\Omega_s} I(P, \omega, t) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \vec{B} \cdot \vec{OP}\right) \vec{OP} d\Omega \right] \\ + \iint_{\Omega_s} \frac{\partial I(P, \omega, t)}{\partial \omega} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \vec{B} \cdot \vec{OP}\right) d\Omega$$

$$\frac{\partial Z_s}{\partial \omega} = \frac{\vec{B}}{c} \cdot \left[\iint_{\Omega_s} I(P, \omega, t) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \vec{B} \cdot \vec{OP}\right) \vec{OP} d\Omega \right] \\ + \iint_{\Omega_s} \frac{\partial I(P, \omega, t)}{\partial \omega} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \vec{B} \cdot \vec{OP}\right) d\Omega$$

Le retard causé par la structure de la source τ_s peut donc s'écrire sous la forme:

$$\tau_s = \frac{1}{c} \vec{B} \cdot (\vec{OP}_0 - \vec{OP}_r) + \Delta I_\omega \quad (\text{III.2})$$

où:

$$\Delta I_\omega = \frac{Z_s}{Z_c^2 + Z_s^2} \left[\iint_{\Omega_s} \frac{\partial I(P, \omega, t)}{\partial \omega} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \vec{B} \cdot \vec{OP}\right) d\Omega \right] \\ - \frac{Z_c}{Z_c^2 + Z_s^2} \left[\iint_{\Omega_s} \frac{\partial I(P, \omega, t)}{\partial \omega} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \vec{B} \cdot \vec{OP}\right) d\Omega \right]$$

et

$$\vec{OP}_r = \frac{Z_c^2 \vec{OP}_{rc} + Z_s^2 \vec{OP}_{rs}}{Z_c^2 + Z_s^2}$$

avec

$$\vec{OP}_{rc} = \frac{1}{Z_c} \iint_{\Omega_s} I(P, \omega, t) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \vec{B} \cdot \vec{OP}\right) \vec{OP} d\Omega \\ \vec{OP}_{rs} = \frac{1}{Z_s} \iint_{\Omega_s} I(P, \omega, t) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \vec{B} \cdot \vec{OP}\right) \vec{OP} d\Omega$$

Dans l'équation (III.2), le premier terme représente l'effet de structure principal; cet effet existe dès que la distribution de brillance de la source n'est pas ponctuelle. Le second terme est un effet complémentaire lié à la variation de la distribution de brillance avec la fréquence; ce terme complémentaire ne peut être négligé a priori car les différents constituants de la structure d'une source extragalactique (noyau, jet) ont généralement des indices spectraux qui ne sont pas identiques (voir chapitre II, partie 5.1).

Les points P_{rc} et P_{rs} peuvent s'interpréter comme des barycentres de la distribution de brillance, moyennant pour chaque point P , une certaine pondération qui dépend de la résolution de l'interféromètre suivant la direction \overrightarrow{OP} et suivant la direction orthogonale à \overrightarrow{OP} . Le point P_r est le barycentre des points P_{rc} et P_{rs} pris en quadrature. Dans le cas où la distribution de brillance n'est pas résolue par l'interféromètre, le point P_r s'identifie avec le barycentre "classique" de cette distribution de brillance.

La vitesse du retard de phase est construite à partir de la dérivée de la phase de frange par rapport au temps (voir chapitre II, partie 2.5). L'effet de structure s'obtient donc en calculant cette dérivée pour la phase de structure ϕ_s . Nous désignerons cet effet par $\dot{\tau}_s$ afin de simplifier la notation, mais $\dot{\tau}_s$ n'est en aucun cas la dérivée de τ_s .

$$\dot{\tau}_s = \frac{1}{\omega} \frac{\partial \phi_s}{\partial t} = \frac{1}{c} \dot{\vec{B}} \cdot \overrightarrow{OP_0} + \frac{1}{\omega} \left(\frac{Z_s \frac{\partial Z_c}{\partial t} - Z_c \frac{\partial Z_s}{\partial t}}{Z_c^2 + Z_s^2} \right)$$

Par analogie avec le calcul de τ_s , on déduit que:

$$\dot{\tau}_s = \frac{1}{c} \dot{\vec{B}} \cdot (\overrightarrow{OP_0} - \overrightarrow{OP_r}) + \Delta I_t \quad (\text{III.3})$$

avec:

$$\Delta I_t = \frac{1}{\omega} \left(\frac{Z_s}{Z_c^2 + Z_s^2} \left[\iint_{\Omega_s} \frac{\partial I(P, \omega, t)}{\partial t} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \vec{B} \cdot \overrightarrow{OP}\right) d\Omega \right] - \frac{Z_c}{Z_c^2 + Z_s^2} \left[\iint_{\Omega_s} \frac{\partial I(P, \omega, t)}{\partial t} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \vec{B} \cdot \overrightarrow{OP}\right) d\Omega \right] \right)$$

Pour passer de τ_s à $\dot{\tau}_s$, il suffit donc de remplacer \vec{B} par $\dot{\vec{B}}$ et ΔI_ω par ΔI_t . Le terme ΔI_t est lié aux variations de la distribution de brillance avec le temps; il sera non nul si cette distribution change durant la période d'intégration d'une observation (quelques minutes). Nous supposons par la suite que ce terme est négligeable. D'éventuelles variations à cette échelle de temps sont de toute manière impossibles à mesurer.

Il faut enfin remarquer que le retard de synthèse de bande et la vitesse du retard de phase sont construits au corrélateur, non pas par des dérivées analytiques, mais par des dérivées numériques. Les effets de structure "théoriques" définis par les équations III.2 et III.3 ne s'appliquent donc pas nécessairement aux observations réelles. Nous verrons dans les parties 1.6 et 1.7 comment il faut procéder dans de tels cas.

1.2 Propriétés des effets de structure:

Les propriétés des quantités ϕ_s , τ_s et $\dot{\tau}_s$ ont été décrites par Thomas (1980) et Fujishita (1983). Ces propriétés sont les suivantes:

a) Les effets de structure pour la base $-\vec{B}$ sont identiques à ceux calculés pour la base \vec{B} , mais opposés en signe:

$$\begin{aligned}\phi_s(-\vec{B}) &= -\phi_s(\vec{B}) \\ \tau_s(-\vec{B}) &= -\tau_s(\vec{B}) \\ \dot{\tau}_s(-\vec{B}) &= -\dot{\tau}_s(\vec{B})\end{aligned}$$

b) Si la distribution de brillance est symétrique, les effets de structure sont nuls:

$$I(-x, -y, \omega, t) = I(x, y, \omega, t) \quad \forall P \quad \Longrightarrow \quad \begin{cases} \phi_s = 0 \\ \tau_s = 0 \\ \dot{\tau}_s = 0 \end{cases}$$

(x et y sont les coordonnées de P dans le système local)

Une distribution de brillance gaussienne ne produira donc pas d'effets de structure puisqu'elle vérifie cette propriété; dans un tel cas, on pourra assimiler la source à un point.

c) Si la distribution de brillance est de la forme:

$$I(x, y, \omega, t) = f(\omega) f'(t) I_0(x, y)$$

les effets de structure sont indépendants de f et f' et les termes ΔI_ω et ΔI_t sont nuls.

Cela signifie en particulier qu'il suffit seulement de connaître les intensités relatives des différentes composantes de la structure pour pouvoir calculer ϕ_s , τ_s et $\dot{\tau}_s$.

d) Si la distribution de brillance est de la forme:

$$I(x, y, \omega, t) = \left[\sum_{k=1}^n S_k(\omega, t) \delta(x - x_k, y - y_k) \right] \otimes f(x, y)$$

où: S_k est le flux de la fonction δ située au point $P_k(x_k, y_k)$;

$f(x, y)$ est une fonction paire;

\otimes est le symbole de la convolution;

les effets des structure sont indépendants de la fonction $f(x, y)$.

Cela veut dire en pratique que si la distribution de brillance est constituée par un ensemble de figures symétriques identiques, alors la forme de ces figures n'intervient pas dans le calcul des effets de structure. Ainsi, dans le cas d'une carte

hybride déconvoluée avec l'algorithme CLEAN, les effets de structure seront les mêmes qu'on les calcule avec les composantes CLEAN ou avec la distribution de brillance obtenue après convolution de ces composantes avec une gaussienne (voir chapitre II, partie 4.3.1).

1.3 Concept de position effective (Thomas 1980):

Pour un couple d'observations $(\tau, \dot{\tau})$ donné, la *position effective* de la source est le point P_e pour lequel le retard τ et la vitesse de retard $\dot{\tau}$ sont purement géométriques. Ce point doit donc vérifier le système suivant:

$$\begin{aligned}\tau &= -\frac{1}{c} \vec{B} \cdot \vec{k}_{P_e} \\ \dot{\tau} &= -\frac{1}{c} \dot{\vec{B}} \cdot \vec{k}_{P_e}\end{aligned}$$

mais, d'après l'équation II.11, on sait également que:

$$\begin{aligned}\tau &= (\tau_g)_{P_0} + \tau_s \\ \dot{\tau} &= (\dot{\tau}_g)_{P_0} + \dot{\tau}_s\end{aligned}$$

d'où:

$$\begin{aligned}-\frac{1}{c} \vec{B} \cdot \vec{k}_{P_e} &= -\frac{1}{c} \vec{B} \cdot \vec{k}_{P_0} + \frac{1}{c} \vec{B} \cdot (\overrightarrow{OP_0} - \overrightarrow{OP_r}) + \Delta I_\omega \\ -\frac{1}{c} \dot{\vec{B}} \cdot \vec{k}_{P_e} &= -\frac{1}{c} \dot{\vec{B}} \cdot \vec{k}_{P_0} + \frac{1}{c} \dot{\vec{B}} \cdot (\overrightarrow{OP_0} - \overrightarrow{OP_r}) + \Delta I_t\end{aligned}$$

Comme $\vec{k}_{P_e} = \vec{k}_{P_0} + \overrightarrow{P_0 P_e} = \vec{k}_{P_0} + \overrightarrow{OP_e} - \overrightarrow{OP_0}$, on en déduit que:

$$\begin{aligned}\vec{B} \cdot \overrightarrow{OP_e} &= \vec{B} \cdot \overrightarrow{OP_r} - c \Delta I_\omega \\ \dot{\vec{B}} \cdot \overrightarrow{OP_e} &= \dot{\vec{B}} \cdot \overrightarrow{OP_r} - c \Delta I_t\end{aligned}$$

Ce système fournit une solution unique pour P_e si les projections des vecteurs \vec{B} et $\dot{\vec{B}}$ dans le plan du ciel ne sont pas colinéaires (ce qui est presque toujours le cas). Dans le cas particulier où la distribution de brillance est indépendante de la fréquence et du temps ($\Delta I_\omega = 0$ et $\Delta I_t = 0$), la position effective se confond avec le point P_r , mais si $\Delta I_\omega \neq 0$ et $\Delta I_t \neq 0$, la position effective dépend également de ces 2 termes complémentaires.

Comme $\overrightarrow{OP_r}$, ΔI_ω , ΔI_t sont fonction de la projection de \vec{B} dans le plan du ciel, il en est de même pour le vecteur $\overrightarrow{OP_e}$. La position effective va donc varier, non seulement en fonction de la base considérée, mais aussi en fonction de l'instant de l'observation car la projection de \vec{B} dans le plan du ciel change au cours du temps du fait de la rotation naturelle de la Terre. Cette position n'est donc pas appropriée pour localiser précisément une source en astrométrie puisqu'elle est différente pour chaque couple d'observations $(\tau, \dot{\tau})$; pourtant, c'est celle qui

est considérée par les logiciels VLBI lorsqu'on n'applique pas de corrections de structure aux observations.

Avec le concept de position effective ainsi défini, les effets de structure peuvent s'exprimer sous la forme:

$$\tau_s = \frac{1}{c} \vec{B} \cdot (\overrightarrow{OP_0} - \overrightarrow{OP_e})$$

$$\dot{\tau}_s = \frac{1}{c} \dot{\vec{B}} \cdot (\overrightarrow{OP_0} - \overrightarrow{OP_e})$$

Ces effets traduisent donc le décalage géométrique qui existe entre la position du point de référence P_0 et la position effective de la source P_e pour le couple d'observations $(\tau, \dot{\tau})$ considéré. Il suffit par conséquent d'appliquer les corrections $-\tau_s$ et $-\dot{\tau}_s$ aux quantités mesurées pour qu'elles deviennent équivalentes à celles qui auraient été générées par une source ponctuelle située en P_0 . En corrigeant de cette manière toutes les observations d'une session VLBI, c'est donc bien la position de l'élément de référence P_0 qui sera par la suite déterminée avec les logiciels VLBI d'astrométrie que nous avons décrits au chapitre II (partie 3).

Le concept de position effective a été défini ci-dessus pour un couple d'observations $(\tau, \dot{\tau})$ (ce qui est cohérent puisque ces deux quantités sont analysées ensemble par les logiciels VLBI d'astrométrie). Il peut également être envisagé pour la phase seule; cependant, dans ce cas, il faudra plutôt parler de *direction effective*, car ne disposant que d'une seule équation, on ne peut pas définir de contrainte le long de la direction perpendiculaire à la projection de \vec{B} dans le plan du ciel. Le concept de position effective a été abondamment utilisé par Thomas (1980); il ne sera pas repris ici.

1.4 Choix du point de référence:

Le point de référence P_0 est choisi au vu de la distribution de brillance de la source, puis est repéré par ses coordonnées dans le système local du plan du ciel. Comme ce point sert à définir la position absolue de la source dans le référentiel céleste VLBI, il est important qu'il soit stable et facilement identifiable à toutes les époques. Le point choisi doit donc être un élément stable caractéristique de la structure de la source.

Un tel élément n'est a priori pas facile à trouver puisque la structure des sources extragalactiques varie en général avec le temps. Cependant, nous avons vu au chapitre II (partie 5) que la plupart d'entre elles possédaient un noyau compact. Ce noyau est assimilable à un point car il n'est pas résolu avec les interféromètres actuels, même sur les bases intercontinentales. Il est, de plus, facilement identifiable puisqu'étant situé à une extrémité du jet VLBI. Enfin, on pense qu'il est stable car à notre précision de mesure, les noyaux des sources extragalactiques ne semblent pas avoir de mouvements propres détectables. Cette stabilité a été démontrée au niveau de 20 microsecondes de degré /an pour une paire de quasars angulairement proches (3C345 et NRAO512), grâce à des mesures

VLBI différentielles (Bartel *et al.* 1986). Le noyau possède donc les propriétés voulues; c'est cet élément qu'il faut, dans la mesure du possible, choisir comme point de référence.

Pour les sources qui ne présentent pas de variations temporelles détectables, le barycentre de la structure pourrait également être choisi comme point de référence. On serait alors plus proche de la position absolue qui est probablement "en moyenne" déterminée avec les logiciels VLBI lorsqu'on n'applique pas de corrections de structure. Cependant, on n'est jamais à l'abri d'une variation inattendue de cette structure qui ferait alors perdre la position du point de référence. L'évolution de la structure des sources extragalactiques est en effet tout à fait imprévisible; on peut par exemple citer le cas de la source 4C39.25 qui a brusquement éjecté une composante vers 1980 alors qu'elle n'avait pas présenté de variations sensibles pendant les 10 années précédentes (voir Chapitre V). Un tel choix n'est donc pas recommandé.

Quoi qu'il en soit, une cartographie régulière de chaque source est nécessaire dans tous les cas, pour suivre pas à pas l'évolution de sa structure et bien identifier le point de référence à chaque époque.

1.5 Corrections de structure dans le cas d'observations bi-fréquence:

Nous avons vu au chapitre II (partie 3) que les observations géodésiques et astrométriques de haute précision étaient toujours conduites simultanément à deux fréquences (2.3 et 8.4 GHz) afin d'éliminer l'influence de l'ionosphère par une combinaison linéaire des mesures obtenues aux deux fréquences. Pour modéliser les effets de structure dans les quantités résultant de cette combinaison linéaire, il faut calculer ces effets séparément pour chaque fréquence, puis leur appliquer la même combinaison linéaire. Cette opération suppose néanmoins que les cartes obtenues à chaque fréquence aient été préalablement alignées pour que les corrections calculées se rapportent bien au même point de référence dans les deux cas. Cet alignement est nécessaire car les cartes produites à chaque fréquence ont une origine distincte puisqu'elles sont obtenues indépendamment l'une de l'autre et que le recours aux phases de fermeture en cartographie VLBI fait perdre l'information sur la position absolue de la source (voir Chapitre II, partie 4.2.1). Cependant, il n'existe pas de méthode spécifique pour aligner ces cartes et la seule solution pour y parvenir, consiste à superposer les éléments de structure communs aux deux fréquences et bien identifiés (par exemple le noyau). La précision de cet alignement est a priori très critique, mais comme les corrections de structure à 2.3 GHz sont divisées par ~ 13 dans la combinaison 2.3/8.4 GHz (voir chapitre II, partie 3), les erreurs d'alignement sont également réduites de ce facteur. Ainsi une erreur d'alignement de $0.001''$ ne produit qu'une erreur de 0.01 ns (~ 3 mm) dans les corrections de structure pour les retards dans le cas d'une base de 8000 km. Cette précision d'alignement suffit pour nos besoins.

1.6 Cas d'observations avec une grande largeur de bande:

Nous avons vu au chapitre II (partie 2.5) que les fréquences des canaux servant à la construction du retard de synthèse de bande τ_{BWS} étaient en général étalées sur 85 MHz à 2.3 GHz, et 360 MHz à 8.4 GHz, soit environ 4 % de leur valeur nominale. Dans ce cas, l'approximation qui consiste à assimiler le retard de synthèse de bande avec le retard de groupe $\partial\phi/\partial\omega$ n'est plus valable. Par conséquent, la correction de structure définie par l'équation III.2 risque également de ne plus être adéquate. Pour modéliser l'effet de structure, il est alors préférable d'utiliser la même technique que celle qui a permis d'obtenir τ_{BWS} au corrélateur. Cette technique consiste à calculer la phase de structure $(\phi_s)_j = f(\omega_j)$, pour chaque canal observé de fréquence ω_j , puis à ajuster par régression linéaire, la droite d'équation $\phi_s = a\omega + b$ qui est la plus "proche" de la fonction f . C'est alors le coefficient a qui fournit la correction de structure, conformément à la définition du retard de synthèse de bande.

D'un point de vue pratique, l'approche ainsi définie est plus simple car seule la phase de structure (équation III.1) intervient dans le calcul. D'autre part, avec cette approche, il est relativement facile de tenir compte de la variation de la structure avec la fréquence (ce qui équivaut à ne pas négliger le terme ΔI_ω dans l'équation III.2). Pour cela, il suffit en effet de calculer les phases $(\phi_s)_j$ en considérant la distribution de brillance différente dans chaque canal.

Cette technique est celle que nous avons adoptée pour tous nos calculs d'autant plus qu'elle permet aussi de connaître la valeur de la dérivée $\partial\phi_s/\partial\omega$ si on calcule l'effet de structure à partir de deux canaux ayant des fréquences très proches. Nous donnerons dans la partie 2 les formules pratiques qu'il faut utiliser pour la phase de structure selon le type de représentation considéré pour la distribution de brillance.

1.7 Remarques sur le calcul de l'effet de structure pour la vitesse du retard de phase:

Pour le calcul de $\dot{\tau}_s$, il est souhaitable, comme dans le cas précédent, d'utiliser une dérivée numérique plutôt qu'une dérivée analytique puisque c'est de cette manière qu'est construite la vitesse du retard de phase au corrélateur (voir chapitre II, partie 2.4). Cependant, un tel calcul est ici impossible à mettre en oeuvre car à notre niveau d'analyse, on ne connaît ni les instants exacts de début et fin d'intégration, ni le nombre et la position en fonction du temps des différents points d'accumulation qui servent à définir la fréquence de franges (et par suite la vitesse du retard de phase). D'autre part, parmi ces points d'accumulation, il y en a toujours un certain nombre (considérés comme aberrants) qui sont éliminés de l'ajustement; leur position en fonction du temps n'est évidemment pas connue non plus.

Il semble donc que c'est seulement en incluant l'effet de structure dans le modèle utilisé au corrélateur, que l'on pourra corriger "parfaitement" cet effet dans la vitesse du retard de phase. Un tel effort ne serait cependant justifié que si l'effet considéré est suffisamment significatif et qu'il présente des variations

non linéaires à l'échelle des durées d'intégration utilisées (quelques minutes). Ces aspects seront étudiés à l'aide de simulations dans la partie 3.

A notre niveau d'analyse, comme pour chaque observation nous connaissons seulement la durée d'intégration, nous calculerons $\dot{\tau}_s$ par:

$$\dot{\tau}_s = \frac{1}{\omega} \left(\frac{\phi_s(t_2) - \phi_s(t_1)}{t_{int}} \right)$$

où $t_1 = t_0 - t_{int}/2$ et $t_2 = t_0 + t_{int}/2$, t_0 étant l'époque assignée à l'observation, et t_{int} la durée d'intégration.

Cette approximation sera valable si, comme indiqué précédemment, la phase de structure évolue linéairement pendant toute la durée d'intégration.

Si, d'autre part, les observations ont réalisées simultanément dans plusieurs canaux (cas de la synthèse de bande), nous adopterons pour $\dot{\tau}_s$, la moyenne des corrections calculées pour chacun des canaux.

2. EXPRESSION DE LA PHASE DE STRUCTURE SELON LE TYPE DE CARTE UTILISE

Pour calculer la phase de structure (équation III.1), il suffit de disposer d'une représentation de la distribution de brillance $I(P)$ afin de pouvoir déterminer les termes Z_c et Z_s définis par:

$$Z_c = \iint_{\Omega_s} I(P) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \vec{B} \cdot \overrightarrow{OP}\right) d\Omega$$

$$Z_s = \iint_{\Omega_s} I(P) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \vec{B} \cdot \overrightarrow{OP}\right) d\Omega$$

Pour calculer ces termes, nous poserons: $\overrightarrow{OP} = (x, y)$ et $\vec{B}_{proj}/\lambda = (u, v)$ (\vec{B}_{proj} = projection de \vec{B} dans le plan du ciel). D'où:

$$Z_c = \iint_s I(x, y) \cos(2\pi(ux + vy)) dx dy$$

$$Z_s = \iint_s I(x, y) \sin(2\pi(ux + vy)) dx dy$$

(s est la surface totale de la source dans le plan du ciel)

Selon la méthode de cartographie utilisée (voir chapitre II, partie 4), $I(x, y)$ peut être de diverses formes: somme de fonctions delta (cas d'une carte hybride déconvoluée avec la méthode CLEAN), somme de fonctions gaussiennes (cas on a seulement ajusté un modèle sur les observations), fonction en escalier à deux dimensions (cas d'une carte hybride déconvoluée avec la méthode du maximum d'entropie). Nous allons examiner ces différents cas dans les parties qui suivent.

2.1 Cas d'une somme de fonctions delta:

Dans le cas d'une représentation par une somme de n fonctions δ , la distribution de brillance s'écrit:

$$I(x, y) = \sum_{k=1}^n S_k \delta(x - x_k, y - y_k)$$

où: x_k et y_k sont les coordonnées dans le système local du point P_k où est située la k^{ieme} fonction δ ;

S_k est le flux de cette k^{ieme} fonction δ .

D'où l'expression de Z_c et Z_s :

$$Z_c = \sum_{k=1}^n S_k \cos(2\pi(ux_k + vy_k))$$

$$Z_s = \sum_{k=1}^n S_k \sin(2\pi(ux_k + vy_k))$$

Ces termes peuvent aussi s'exprimer sous forme vectorielle, soit:

$$Z_c = \sum_{k=1}^n S_k \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(\vec{B} \cdot \overrightarrow{OP_k})\right) \quad (\text{III.4})$$

$$Z_s = \sum_{k=1}^n S_k \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}(\vec{B} \cdot \overrightarrow{OP_k})\right) \quad (\text{III.5})$$

2.2 Cas d'une somme de fonctions gaussiennes:

Dans le cas d'une représentation par une somme de n fonctions gaussiennes la distribution de brillance s'écrit:

$$I(x, y) = \sum_{k=1}^n G_k(x, y)$$

avec:

$$G_k(x, y) = \frac{S_k}{2\pi a_k b_k} \exp\left(-\frac{[(x - x_k) \cos \theta_k + (y - y_k) \sin \theta_k]^2}{2a_k^2} - \frac{[-(x - x_k) \sin \theta_k + (y - y_k) \cos \theta_k]^2}{2b_k^2}\right)$$

où: S_k est le flux de la gaussienne G_k ;

x_k et y_k sont les coordonnées dans le système local du centre de symétrie P_k de cette gaussienne;

a_k et b_k sont respectivement les demi-grand axe et demi-petit axe de l'ellipse obtenue lorsqu'on coupe G_k avec un plan parallèle au plan Oxy , d'intensité I_k/\sqrt{e} , I_k étant l'intensité maximale de G_k , soit: $I_k = S_k/2\pi a_k b_k$;

θ_k est l'angle entre la direction Ox et la direction du grand axe de cette ellipse.

En pratique, a_k et b_k ne sont pas directement connus car ce sont plutôt les grand axe et petit axe (a'_k et b'_k) de l'ellipse à mi-hauteur ($I_k/2$) qui sont utilisés pour définir chaque gaussienne G_k . On peut cependant en déduire a_k et b_k par les formules suivantes:

$$a_k = \frac{a'_k}{2\sqrt{2 \log 2}}$$

$$b_k = \frac{b'_k}{2\sqrt{2 \log 2}}$$

Quant aux termes Z_c et Z_s , ils prennent la forme:

$$Z_c = \sum_{k=1}^n (Z_c)_k$$

$$Z_s = \sum_{k=1}^n (Z_s)_k$$

avec:

$$(Z_c)_k = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G_k(x, y) \cos(2\pi(ux + vy)) \, dx dy$$

$$(Z_s)_k = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G_k(x, y) \sin(2\pi(ux + vy)) \, dx dy$$

Pour déterminer ces termes, il suffit donc de calculer les intégrales $(Z_c)_k$ et $(Z_s)_k$. Pour cela, nous ferons le changement de variables suivant:

$$\begin{aligned} X &= (x - x_k) \cos \theta_k + (y - y_k) \sin \theta_k \\ Y &= -(x - x_k) \sin \theta_k + (y - y_k) \cos \theta_k \end{aligned}$$

ce qui donne:

$$(Z_c)_k = \frac{S_k}{2\pi a_k b_k} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{X^2}{2a_k^2} - \frac{Y^2}{2b_k^2}\right) \cos(2\pi(U_k X + V_k Y + ux_k + vy_k)) \, dX dY$$

$$(Z_s)_k = \frac{S_k}{2\pi a_k b_k} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{X^2}{2a_k^2} - \frac{Y^2}{2b_k^2}\right) \sin(2\pi(U_k X + V_k Y + ux_k + vy_k)) \, dX dY$$

avec:

$$\begin{aligned} U_k &= u \cos \theta_k + v \sin \theta_k \\ V_k &= -u \sin \theta_k + v \cos \theta_k \end{aligned}$$

En séparant les deux variables, $(Z_c)_k$ devient:

$$(Z_c)_k = \frac{S_k}{2\pi a_k b_k} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{X^2}{2a_k^2}\right) \cos(2\pi(U_k X + ux_k)) dX \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{Y^2}{2b_k^2}\right) \cos(2\pi(V_k X + vy_k)) dY - \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{X^2}{2a_k^2}\right) \sin(2\pi(U_k X + ux_k)) dX \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{Y^2}{2b_k^2}\right) \sin(2\pi(V_k X + vy_k)) dY \right]$$

Nous savons d'autre part que:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{X^2}{2a_k^2}\right) dX &= \sqrt{2\pi} a_k \\ \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{X^2}{2a_k^2}\right) \cos(2\pi U_k X) dX &= \sqrt{2\pi} a_k e^{-2\pi^2 a_k^2 U_k^2} \\ \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{X^2}{2a_k^2}\right) \sin(2\pi U_k X) dX &= 0 \end{aligned}$$

Par suite:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{X^2}{2a_k^2}\right) \cos(2\pi U_k X + ux_k) dX &= \sqrt{2\pi} a_k e^{-2\pi^2 a_k^2 U_k^2} \cos(2\pi ux_k) \\ \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{X^2}{2a_k^2}\right) \sin(2\pi U_k X + ux_k) dX &= \sqrt{2\pi} a_k e^{-2\pi^2 a_k^2 U_k^2} \sin(2\pi ux_k) \end{aligned}$$

d'où l'expression de $(Z_c)_k$:

$$(Z_c)_k = S_k e^{-2\pi^2 (a_k^2 U_k^2 + b_k^2 V_k^2)} \cos(2\pi(ux_k + vy_k))$$

ce qui peut encore s'écrire:

$$(Z_c)_k = S_k e^{-2\pi^2 (a_k^2 U_k^2 + b_k^2 V_k^2)} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \vec{B} \cdot \overrightarrow{OP_k}\right)$$

Un calcul analogue montre de même que:

$$(Z_s)_k = S_k e^{-2\pi^2 (a_k^2 U_k^2 + b_k^2 V_k^2)} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \vec{B} \cdot \overrightarrow{OP_k}\right)$$

Z_c et Z_s sont donc finalement:

$$Z_c = \sum_{k=1}^n \left[S_k e^{-2\pi^2 (a_k^2 U_k^2 + b_k^2 V_k^2)} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \vec{B} \cdot \overrightarrow{OP_k}\right) \right] \quad (\text{III.6})$$

$$Z_s = \sum_{k=1}^n \left[S_k e^{-2\pi^2 (a_k^2 U_k^2 + b_k^2 V_k^2)} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \vec{B} \cdot \overrightarrow{OP_k}\right) \right] \quad (\text{III.7})$$

Dans le cas où $a_k = b_k = 0$ pour $k = 1, n$ (c'est-à-dire si les gaussiennes se ramènent toutes à des fonctions δ), on vérifie immédiatement que les équations III.6 et III.7 sont équivalentes aux équations III.4 et III.5 de la partie précédente. D'autre part, si les gaussiennes sont toutes identiques ($a_k = a_0, b_k = b_0, \theta_k = \theta_0$, pour $k = 1, n$), les exponentielles figurant dans les termes $(Z_c)_k$ et $(Z_s)_k$ deviennent aussi toutes égales; par conséquent, elles se simplifient lors du calcul de $\tan^{-1}(-Z_s/Z_c)$. On peut donc là aussi effectuer le calcul de ϕ_s directement avec les équations III.6 et III.7. Ceci est une conséquence de la propriété d (voir partie 1.2).

2.3 Cas d'une fonction en escalier:

Nous supposons ici que le champ cartographié est partagé en $m \times n$ pixels rectangulaires égaux de largeur a_0 suivant l'axe x et b_0 suivant l'axe y . La distribution de brillance est alors telle que:

$$I(x, y) = \text{cste} (= I_{jk}) \quad \text{si} \begin{cases} (j-1)a_0 < x < ja_0 & (1 \leq j \leq m) \\ (k-1)b_0 < y < kb_0 & (1 \leq k \leq n) \end{cases}$$

Avec cette définition, le centre du pixel (j, k) est le point P_{jk} de coordonnées:

$$\begin{cases} x_j = (j-0.5)a_0 \\ y_k = (k-0.5)b_0 \end{cases}$$

et le flux qui traverse ce pixel vaut:

$$S_{jk} = a_0 b_0 I_{jk}$$

Une telle distribution peut être représentée comme la convolution d'une grille de fonctions δ situées en P_{jk} et de flux S_{jk} , avec une fonction constante, de "largeur" a_0 suivant x , et b_0 suivant y . Or, nous savons que dans ce cas les effets de structure se calculent directement à partir du jeu de fonctions δ (propriété d, partie 1.2). On a donc:

$$Z_c = \sum_{\substack{1 \leq j \leq m \\ 1 \leq k \leq n}} S_{jk} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \vec{B} \cdot \overrightarrow{OP_{jk}}\right)$$

$$Z_s = \sum_{\substack{1 \leq j \leq m \\ 1 \leq k \leq n}} S_{jk} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \vec{B} \cdot \overrightarrow{OP_{jk}}\right)$$

3. CAS D'UNE SOURCE DOUBLE

Pour quantifier les effets de structure et connaître leur signature, il est intéressant d'étudier des cas simples. Nous considérerons ici le cas d'une source constituée de deux composantes (fonctions delta) de flux S_1 et S_2 ($S_2 \leq S_1$), situées en P_1 et P_2 . Pour simplifier les calculs, nous supposons que les coordonnées de P_1 et P_2 dans le système local sont respectivement $(0,0)$ et $(d,0)$. D'autre part, nous poserons:

$$R = \frac{\vec{B}}{\lambda} \cdot \overrightarrow{P_1 P_2}$$

$$K = \frac{S_2}{S_1}$$

R est le rapport entre la séparation angulaire des deux composantes et la projection de l'interfrange le long de la direction $\overrightarrow{P_1 P_2}$; K est le rapport des flux de ces deux composantes.

Le point de référence choisi (P_0) est le barycentre de (P_1, P_2) . Nous avons donc:

$$\overrightarrow{OP_0} = \frac{S_2}{S_1 + S_2} \overrightarrow{OP_2} = \frac{K}{1 + K} \overrightarrow{OP_2}$$

Ce choix nous a paru ici préférable car il permet de faire ressortir l'effet de structure intrinsèque à la source. En effet, le barycentre de (P_1, P_2) correspond à la position effective de la source pour une base de longueur nulle; de ce fait, si on choisissait comme point de référence, un autre point (par ex. P_1), on aurait pour toutes les bases un effet additionnel diurne purement géométrique, dû au décalage entre le point de référence choisi et le barycentre de (P_1, P_2) . Cependant, comme nous l'avons indiqué précédemment (partie 1.4), ce choix ne sera pas retenu en pratique pour traiter des données VLBI car les paramètres R et K peuvent évoluer avec le temps, ce qui déplacerait le barycentre de (P_1, P_2) .

Dans les parties qui suivent, nous montrerons d'abord que les effets de structure ne dépendent que de R et K (partie 3.1). Puis, nous simulerons leur évolution en fonction du temps, en faisant varier les paramètres R et K (parties 3.2 et 3.3) ainsi que la largeur de bande (partie 3.4). Enfin, nous étudierons l'influence du terme complémentaire ΔI_ω en fonction des indices spectraux des 2 composantes. Les calculs numériques seront effectués pour la fréquence $\omega/2\pi = 8.4$ GHz.

3.1 Expression analytique des effets de structure:

D'après les formules III.4 et III.5, nous avons:

$$Z_c = S_1 + S_2 \cos(2\pi R) = S_1 (1 + K \cos(2\pi R))$$

$$Z_s = S_2 \sin(2\pi R) = K S_1 \sin(2\pi R)$$

D'où l'expression de ϕ_s (équation III.1):

$$\phi_s = \frac{2\pi K}{1+K} R + \tan^{-1} \left(\frac{-K \sin(2\pi R)}{1+K \cos(2\pi R)} \right) \quad (\text{III.8})$$

D'autre part, les termes $\overrightarrow{OP_{rc}}$ et $\overrightarrow{OP_{rs}}$ (voir partie 1.1) valent:

$$\overrightarrow{OP_{rc}} = \frac{1}{Z_c} K S_1 \cos(2\pi R) \overrightarrow{OP_2}$$

$$\overrightarrow{OP_{rs}} = \frac{1}{Z_s} K S_1 \sin(2\pi R) \overrightarrow{OP_2}$$

et:

$$Z_c^2 + Z_s^2 = S_1^2 (K^2 + 2K \cos(2\pi R) + 1)$$

d'où la position du point P_r :

$$\overrightarrow{OP_r} = \frac{K(K + \cos(2\pi R))}{K^2 + 2K \cos(2\pi R) + 1} \overrightarrow{OP_2}$$

et par suite:

$$\overrightarrow{OP_0} - \overrightarrow{OP_R} = \frac{K(1-K)}{1+K} \frac{1 - \cos(2\pi R)}{K^2 + 2K \cos(2\pi R) + 1} \overrightarrow{OP_2}$$

En supposant $\Delta I_\omega = 0$ et $\Delta I_t = 0$, nous avons donc (d'après les équations III.2 et III.3):

$$\tau_s = \frac{2\pi K(1-K)}{\omega(1+K)} \frac{(1 - \cos(2\pi R)) R}{K^2 + 2K \cos(2\pi R) + 1} \quad (\text{III.9})$$

$$\dot{\tau}_s = \frac{2\pi K(1-K)}{\omega(1+K)} \frac{(1 - \cos(2\pi R)) \dot{R}}{K^2 + 2K \cos(2\pi R) + 1} \quad (\text{III.10})$$

Sur la Figure III.1, nous avons tracé les variations des effets de structure en fonction de R pour diverses valeurs du rapport des flux K . Dans le cas particulier où $K = 1$, τ_s et $\dot{\tau}_s$ sont nuls partout sauf aux points $R = 0.5 + n$ (n entier) où ces fonctions ne sont pas définies; ϕ_s est une fonction constante par morceaux qui vaut 0 ou π et qui n'est pas définie non plus pour $R = 0.5 + n$.

Si $K \neq 1$, les 3 fonctions ϕ_s , τ_s et $\dot{\tau}_s$ ne possèdent plus de points singuliers; néanmoins, c'est au voisinage de $R = 0.5 + n$ que leurs variations sont les plus importantes. Pour τ_s et $\dot{\tau}_s$, cela se traduit par des pics qui sont d'autant plus grands et plus étroits que K est proche de 1. On démontre que les maxima de τ_s sont obtenus pour $R = 0.5 + n + \varepsilon$ ($\varepsilon > 0$), ε augmentant lorsque K se rapproche de 0. Ainsi, dans le cas $n = 0$, ε vaut 0.00006 lorsque $K = 0.95$, 0.011 lorsque $K = 0.50$ et 0.06 lorsque $K = 0.1$. On obtient donc une bonne approximation de l'intensité de ces pics en calculant τ_s avec $R = 0.5 + n$. D'où:

$$(\tau_s)_{max} \sim \frac{4\pi K}{\omega(1-K^2)} (0.5 + n)$$

Pour tracer les variations de $\dot{\tau}_s$, nous avons supposé que \dot{R} était constant. Dans un tel cas, $\dot{\tau}_s$ est maximum lorsque $R = 0.5 + n$ et vaut alors:

$$(\dot{\tau}_s)_{max} \sim \frac{4\pi K}{\omega(1 - K^2)} \dot{R}$$

Pour la représentation graphique de la Figure III.1, nous avons choisi $\dot{R}=1/21600$; cette valeur correspond à l'ordre de grandeur de \dot{R} dans la plupart des cas (variation de 1 unité de R en 6 heures). Cependant, dans la réalité, \dot{R} n'est pas constant; on aura donc des maxima variables en intensité (voir par ex. la partie 3.2). On remarquera enfin que pour $R = n$, τ_s et $\dot{\tau}_s$ sont toujours nuls quel que soit la valeur de K .

La phase de structure ϕ_s , quant à elle, présente des paliers consécutifs qui s'étendent de part et d'autre des points $R = n$, et dont l'intensité, proportionnelle à n , vaut $\frac{2\pi K}{1+K}n$. Le passage d'un palier à un autre s'effectue par une transition rapide au voisinage des points $R = 0.5 + n$.

En analysant l'intensité des effets de structure pour le retard de synthèse de bande, nous voyons que ces effets peuvent atteindre des valeurs très importantes. Pour $n = 0$, τ_s vaut environ 1.2 ns lorsque $K = 0.95$, ce qui est 15 fois supérieur à l'écart-type des résidus après ajustement (voir chapitre II, partie 3.2). Dans le même temps, $\dot{\tau}_s$ vaut environ 0.1 ps/s; cette valeur est significative, mais elle est du même ordre de grandeur que l'écart-type des résidus après ajustement pour cette quantité (voir chapitre II, partie 3.2). Comparés à la précision des modèles actuels, les effets de structure semblent donc plus importants pour le retard de synthèse de bande que pour la vitesse du retard de phase. Il faut cependant aussi indiquer que les effets ici mentionnés correspondent à des valeurs maximales qui n'apparaissent que lorsque $R = 0.5 + n$; de tels effets ne devraient donc se produire que pour un nombre limité d'observations.

Afin de préciser les valeurs de la séparation relative R , nous avons inscrit dans la Table III.1 les longueurs de base qui correspondent à $R = 0.5, 1.5, 2.5$ lorsque la distance d séparant les 2 composantes vaut 0.0005'', 0.001'', 0.002'' et 0.003''. On voit ainsi que les effets de structure n'apparaissent que pour des bases d'au moins 7000 km si $d = 0.0005''$, alors qu'ils existeront pour des bases de seulement 1000 km si $d = 0.003''$.

Table III.1
Longueurs de base (km) correspondant à R et d donnés pour $\omega/2\pi=8.4$ GHz

		$d \times 0.001''$			
		0.5	1.0	2.0	3.0
R	0.5	7367	3683	1842	1228
	1.5	—	11050	5525	3683
	2.5	—	—	9208	6139
	3.5	—	—	—	8594

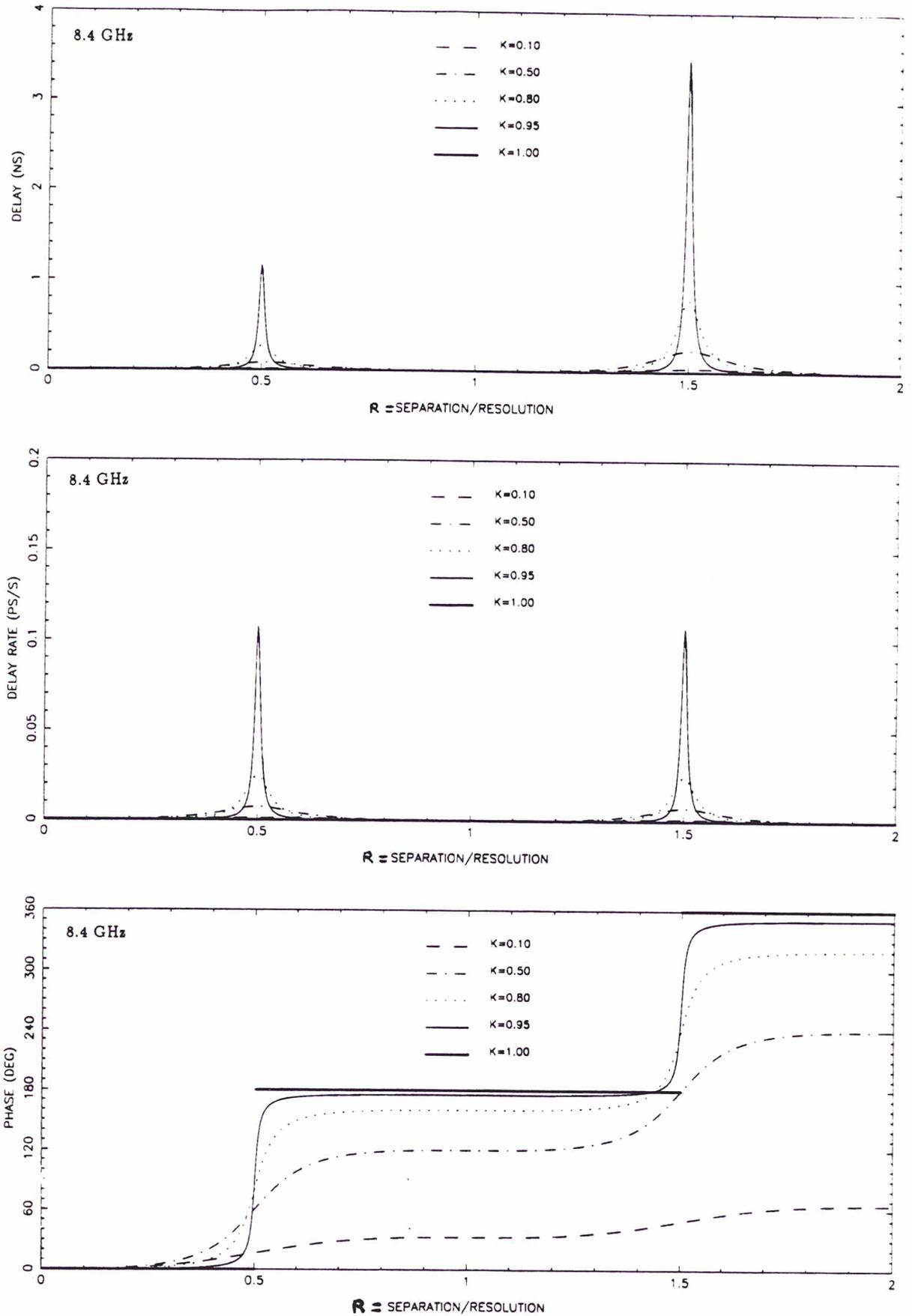


Figure III.1: Variations des effets de structure pour une source double (τ_s en haut, $\dot{\tau}_s$ au milieu, ϕ_s en bas) en fonction de la séparation relative R entre les deux composantes et du rapport des flux K .

3.2 Variations des effets de structure en fonction du temps:

Dans cette partie, comme dans celles qui suivent, nous allons étudier les variations des effets de structure, non plus en fonction de la séparation relative R , mais en fonction du temps. Pour simplifier les calculs, nous supposons que la base \vec{B} est équatoriale et que les coordonnées de la source observée sont $\alpha=0$ et $\delta=0$ (la projection de \vec{B} dans le plan du ciel s'effectue donc exclusivement suivant l'axe u). Dans ce cas, on a:

$$|\dot{R}| = \sqrt{R_{max}^2 - R^2} \dot{\Theta}$$

où: $\dot{\Theta}$ est la vitesse de rotation de la Terre ($\dot{\Theta} = 7.27 \cdot 10^{-5}$ rad/s);
 R_{max} est la valeur maximale de R ($R_{max} = \frac{B}{\lambda} d$). Cette valeur est obtenue lorsque $\vec{B}_{proj} \parallel \vec{P}_1 \vec{P}_2$.

D'où:

$$\dot{\tau}_s = \pm \frac{2\pi K(1-K)}{\omega(1+K)} \frac{(1 - \cos(2\pi R)) \sqrt{R_{max}^2 - R^2} \dot{\Theta}}{K^2 + 2K \cos(2\pi R) + 1}$$

On montre que $\dot{\tau}_s$ est maximum lorsque $R = 0.5 + n - \varepsilon$ ($\varepsilon > 0$) si R_{max} n'est pas trop proche des valeurs $0.5 + n$ (n entier). Par exemple, pour $R_{max} = 1$, ε vaut 0.00002 lorsque $K = 0.95$, 0.004 lorsque $K = 0.50$ et 0.02 lorsque $K = 0.10$. Dans ces cas, on obtient une bonne approximation du maximum de $\dot{\tau}_s$ en prenant $R = 0.5 + n$. D'où:

$$(\dot{\tau}_s)_{max} \sim \frac{4\pi K \sqrt{R_{max}^2 - (0.5 + n)^2} \dot{\Theta}}{\omega(1 - K^2)}$$

Sur les Figures III.2, III.3 et III.4, nous avons représenté les variations des effets de structure pour différentes valeurs de R_{max} ($0.3 \leq R_{max} \leq 3.0$), lorsque $K = 0.95$. Ces figures montrent que le paramètre R_{max} conditionne l'allure des courbes τ_s et $\dot{\tau}_s$ qui sont bien conformes à celles prédites par l'étude précédente puisqu'on observe des pics dès que $R_{max} \geq 0.5$.

Si $0.5 < R_{max} < 1.5$, la trajectoire de la base \vec{B} dans le plan (u, v) coupe quatre fois les droites telles que $R = \pm 0.5$, ce qui explique la présence de quatre pics dans ces cas pour τ_s (Figure III.2). Si $1.5 < R_{max} < 2.5$, la trajectoire de \vec{B} coupe aussi quatre fois les droites telles que $R = \pm 1.5$, d'où quatre pics supplémentaires (Figure III.3); ces pics supplémentaires ont une intensité plus forte que les précédents car $(\tau_s)_{max}$ est proportionnel à $0.5 + n$. Le même raisonnement explique la présence de douze pics lorsque $2.5 < R_{max} < 3.5$ (Figure III.4). Les cas envisagés dans les Figures III.3 et III.4 impliquent que la distance séparant les deux composantes soit d'au moins $0.002''$ et que leurs flux soient comparables. Ces cas ne sont pas purement académiques car la structure de la source NRAO140 (voir Chapitre IV, article 1) se rapproche de ces conditions.

Pour n donné, l'intensité des pics de τ_s est indépendante de la valeur de R_{max} ; par contre, leur largeur est liée à ce paramètre. Lorsque R_{max} est très

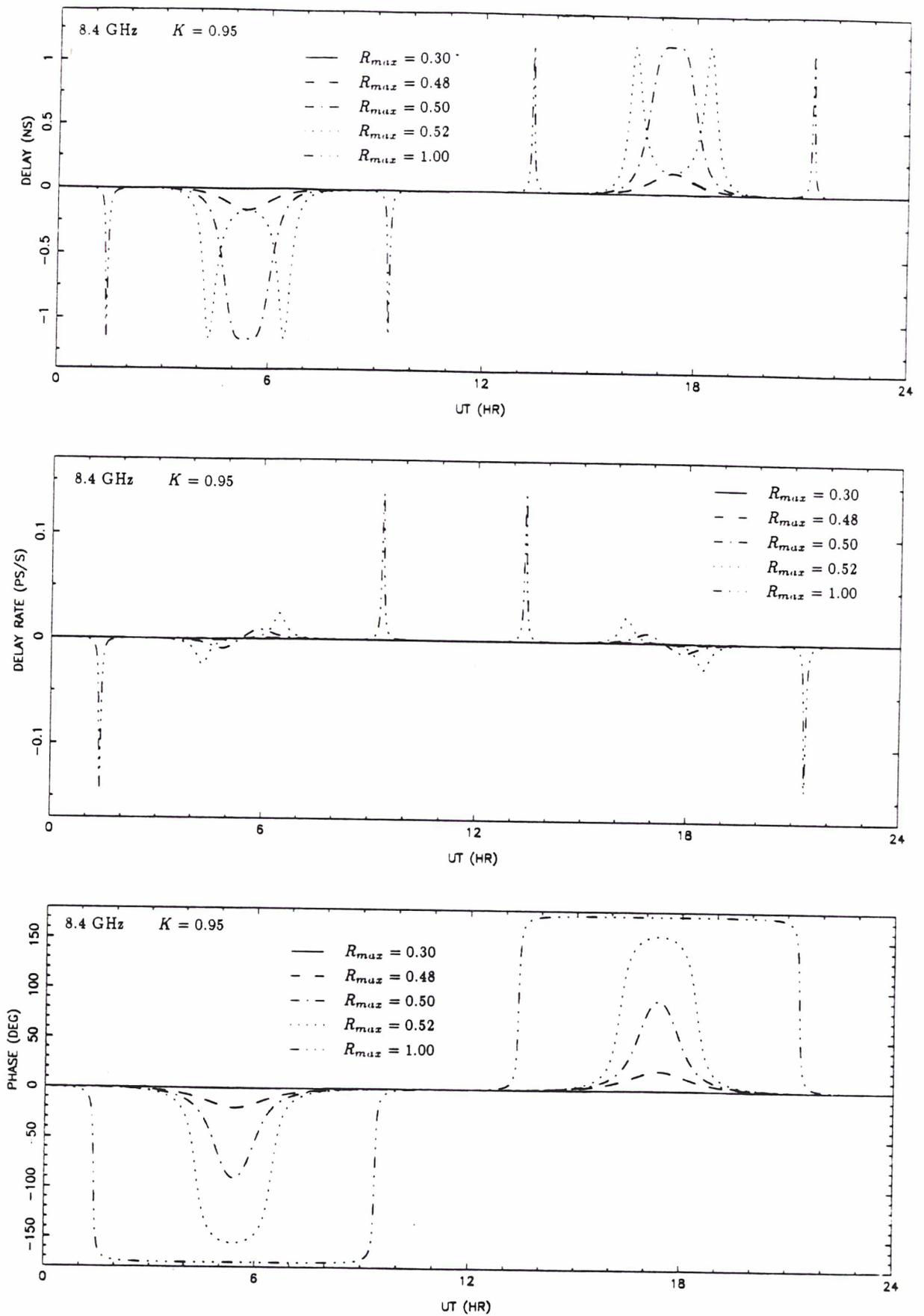


Figure III.2: Variations des effets de structure en fonction du temps pour $K = 0.95$ et $R_{max} = 0.30, 0.48, 0.50, 0.52, 1.00$ (cas d'une base équatoriale et d'une source de déclinaison nulle).

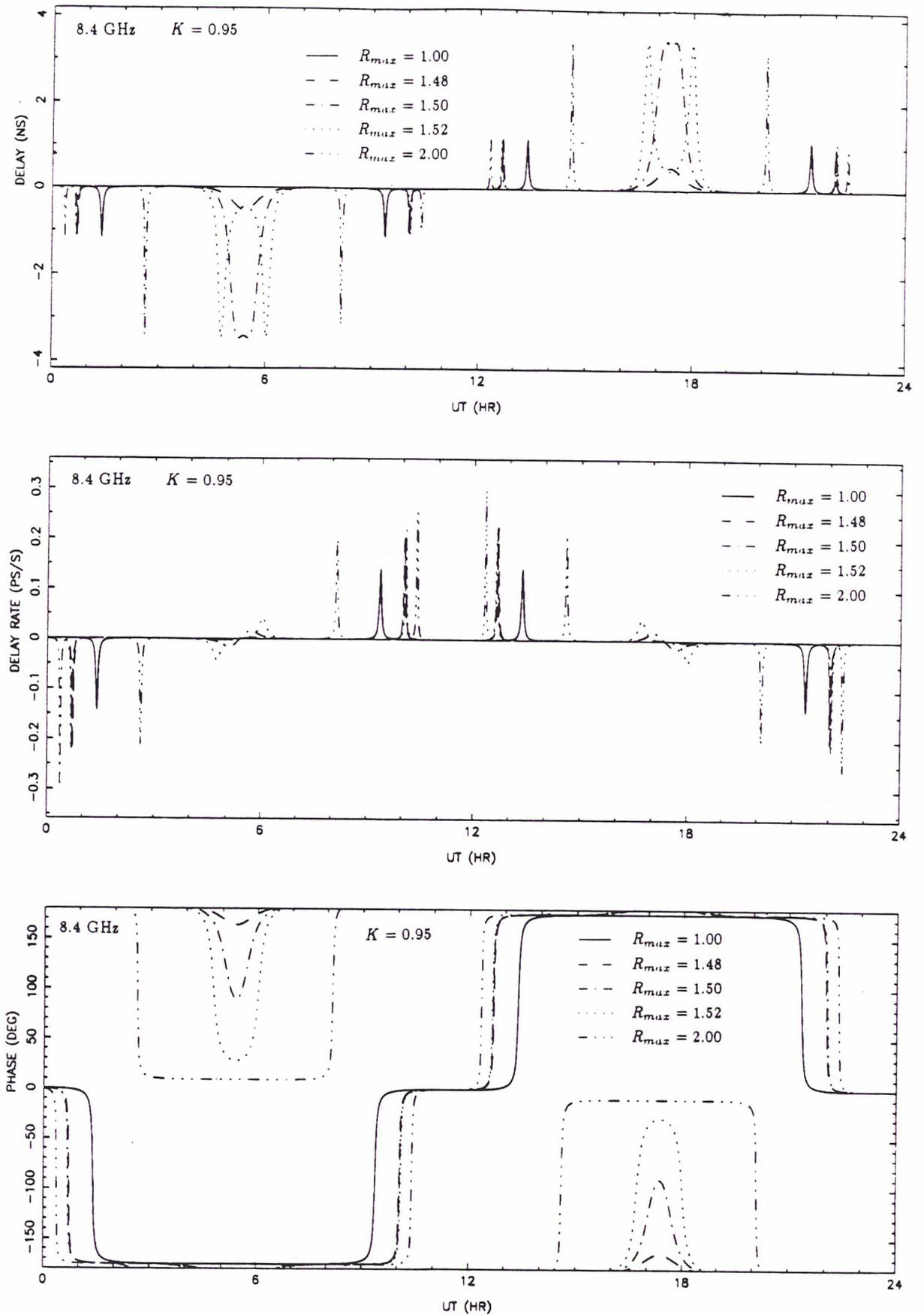


Figure III.3: Variations des effets de structure en fonction du temps pour $K = 0.95$ et $R_{max} = 1.00, 1.48, 1.50, 1.52, 2.00$ (cas d'une base équatoriale et d'une source de déclinaison nulle).

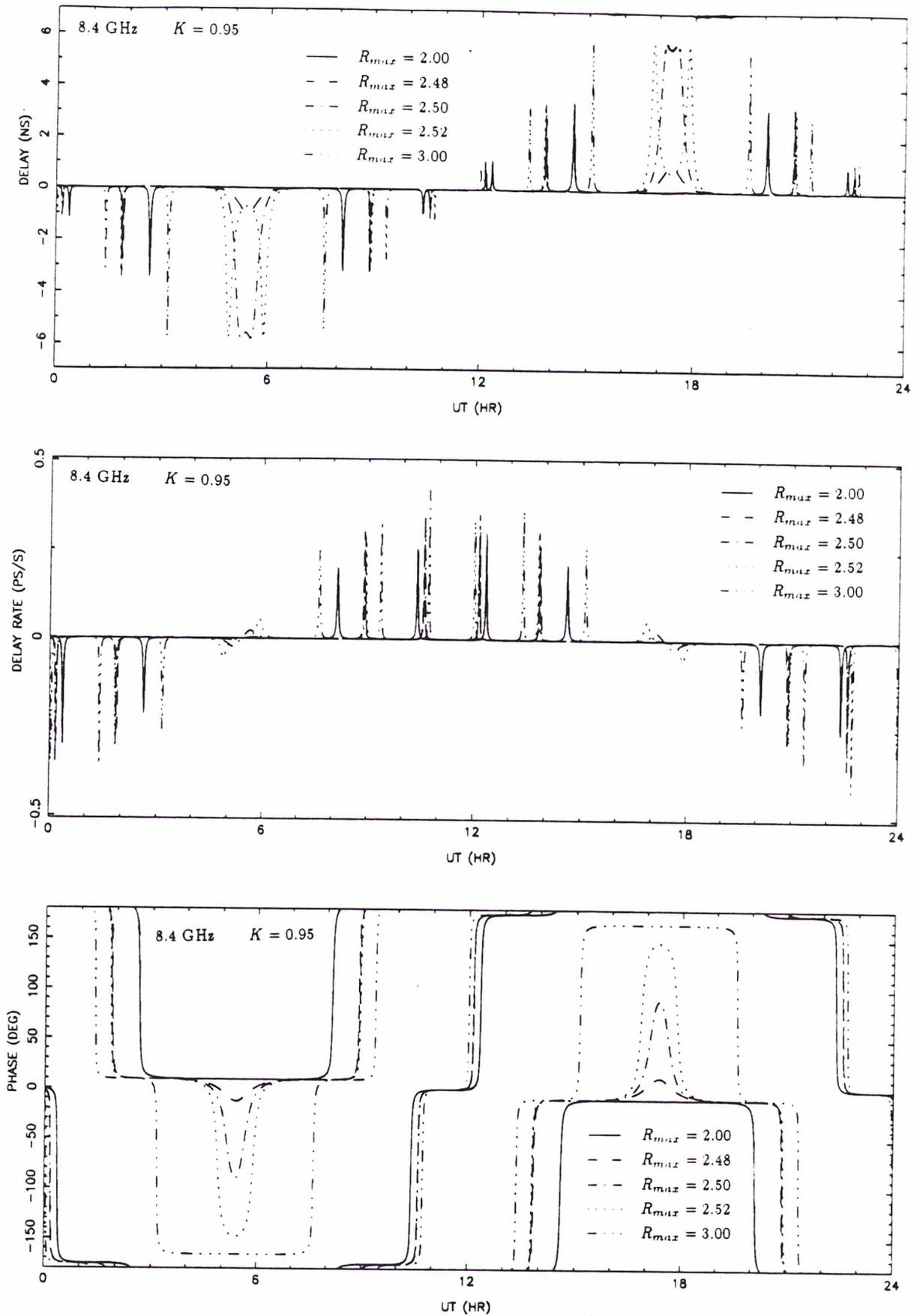


Figure III.4: Variations des effets de structure en fonction du temps pour $K = 0.95$ et $R_{max} = 2.00, 2.48, 2.50, 2.52, 3.00$ (cas d'une base équatoriale et d'une source de déclinaison nulle).

3.3 Influence du rapport des flux des deux composantes:

Dans cette partie, nous avons repris les calculs de la Figure III.2 ($K = 0.95$) en supposant cette fois que K valait 0.90, puis 0.80, puis 0.50 et enfin 0.10. Les effets obtenus sont représentés dans les Figures III.6, III.7 III.8 et III.9.

L'analyse de ces figures montre que τ_s et $\dot{\tau}_s$ sont très sensibles aux variations du rapport des flux K : lorsqu'on passe de $K = 0.95$ à $K = 0.90$, l'intensité des pics est divisée par 2 et lorsqu'on passe de $K = 0.95$ à $K = 0.10$, cette intensité est divisée par 100. Il faut donc connaître le paramètre K avec une grande précision pour bien modéliser l'intensité des pics de τ_s et $\dot{\tau}_s$. La phase de structure, au contraire, est relativement moins sensible aux variations du rapport des flux.

On remarque d'autre part, que les pics deviennent plus larges lorsque K diminue. Dans le cas $R_{max} = 0.50$, la largeur des pics au dixième de leur hauteur est d'environ 3 heures lorsque K vaut 0.95 alors qu'elle atteint environ 9 heures lorsque K vaut 0.1. Cet élargissement des pics s'accompagne également d'un rapprochement des courbes telles que $R_{max} = 0.48$, $R_{max} = 0.50$ et $R_{max} = 0.52$, ce qui signifie qu'une précision moindre sur la distance qui sépare les deux composantes est alors nécessaire pour bien modéliser l'effet de structure.

3.4 Influence de la largeur de bande:

Dans cette partie, nous avons repris les calculs de τ_s de la Figure III.2 ($R_{max} \leq 1$, $K = 0.95$) en supposant cette fois que les observations étaient faites simultanément dans 8 canaux ayant des fréquences étalées dans une bande de 360 MHz. Les fréquences choisies pour ce test, sont celles habituellement utilisées dans les expériences Mark III, à savoir: 8.21099, 8.22099, 8.25099, 8.31099, 8.42099, 8.50099, 8.55099, 8.57099 GHz. Les effets obtenus sont représentés dans la Figure III.10 (haut).

Afin de quantifier l'influence de la largeur de bande, nous avons soustrait à ces effets, ceux calculés à partir de l'équation III.9 en choisissant pour fréquence, la fréquence moyenne des 8 canaux, à savoir $\omega/2\pi = 8.37974$ GHz (Figure III.10, au milieu). Cette opération met en évidence un élargissement des pics ainsi qu'une diminution d'environ 0.3 ns (soit 25%) de leur intensité lorsqu'on utilise une largeur de bande de 360 MHz (Figure III.10, en bas).

Ce test a également été répété avec $K = 0.50$, mais seuls des écarts très faibles et non significatifs (environ 1 ps) ont cette fois été mis en évidence. Il semble donc que la largeur de bande influence le calcul de l'effet de structure uniquement lorsque les flux des deux composantes sont comparables. Néanmoins, par prudence, il sera toujours préférable de calculer les effets des structure, en tenant compte de tous les canaux, comme nous l'avons indiqué dans la partie 1.6.

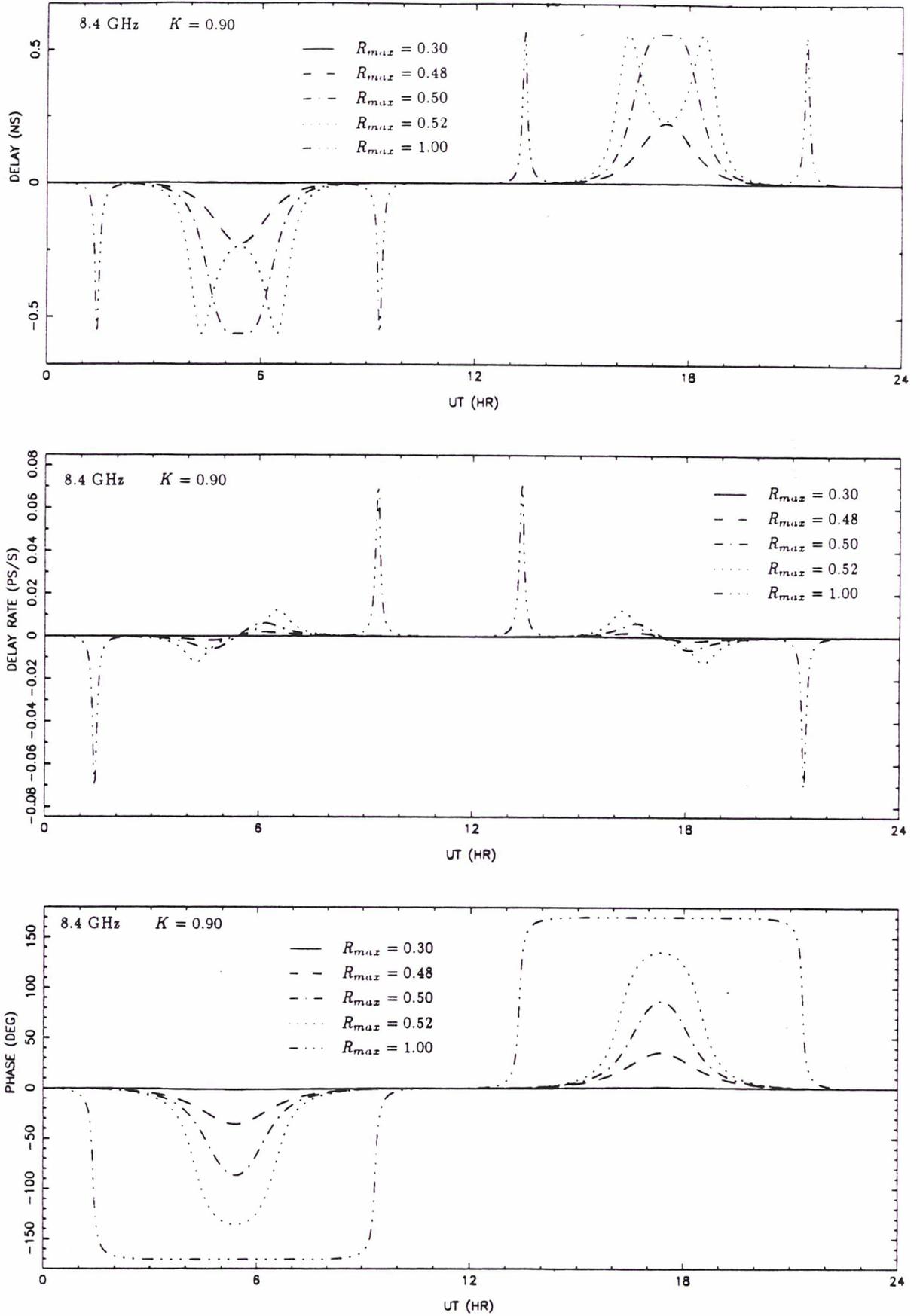


Figure III.6: Môme calcul que dans la Figure III.2 avec $K = 0.90$.

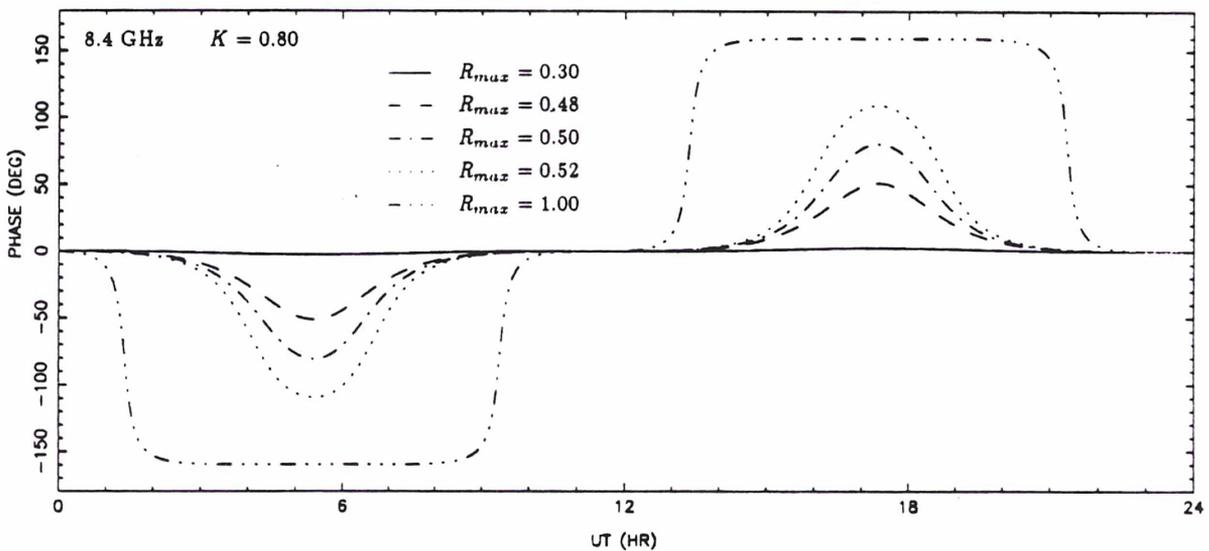
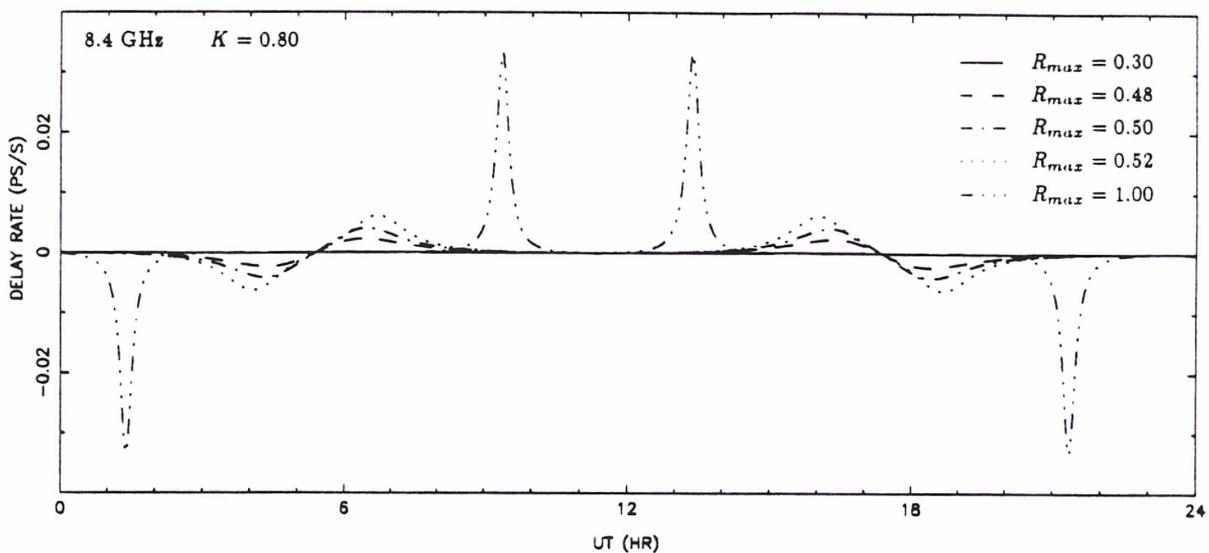
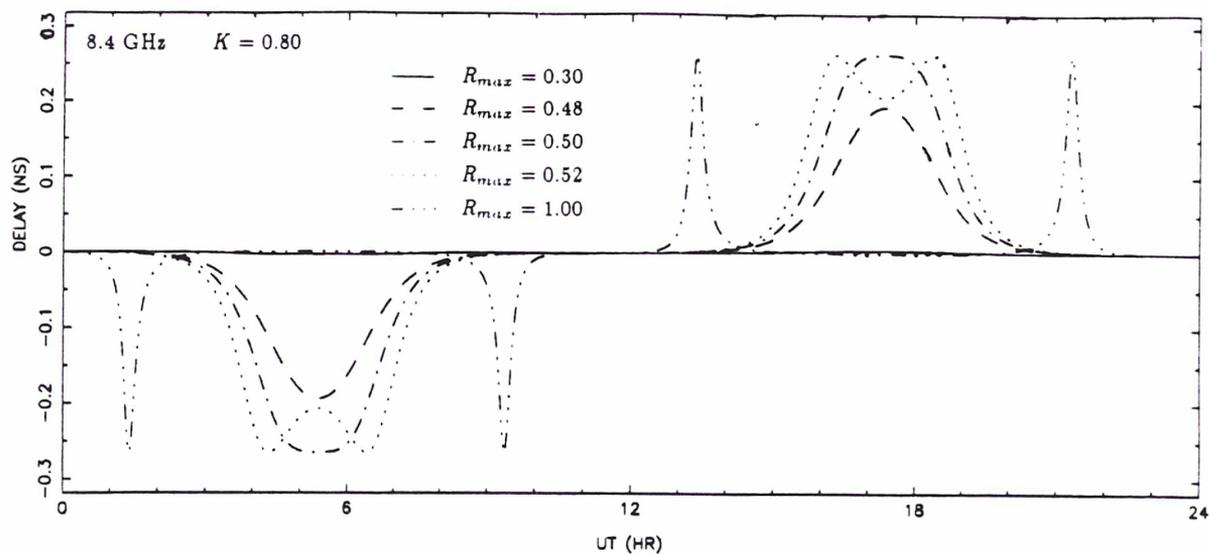


Figure III.7: Même calcul que dans la Figure III.2 avec $K = 0.80$.

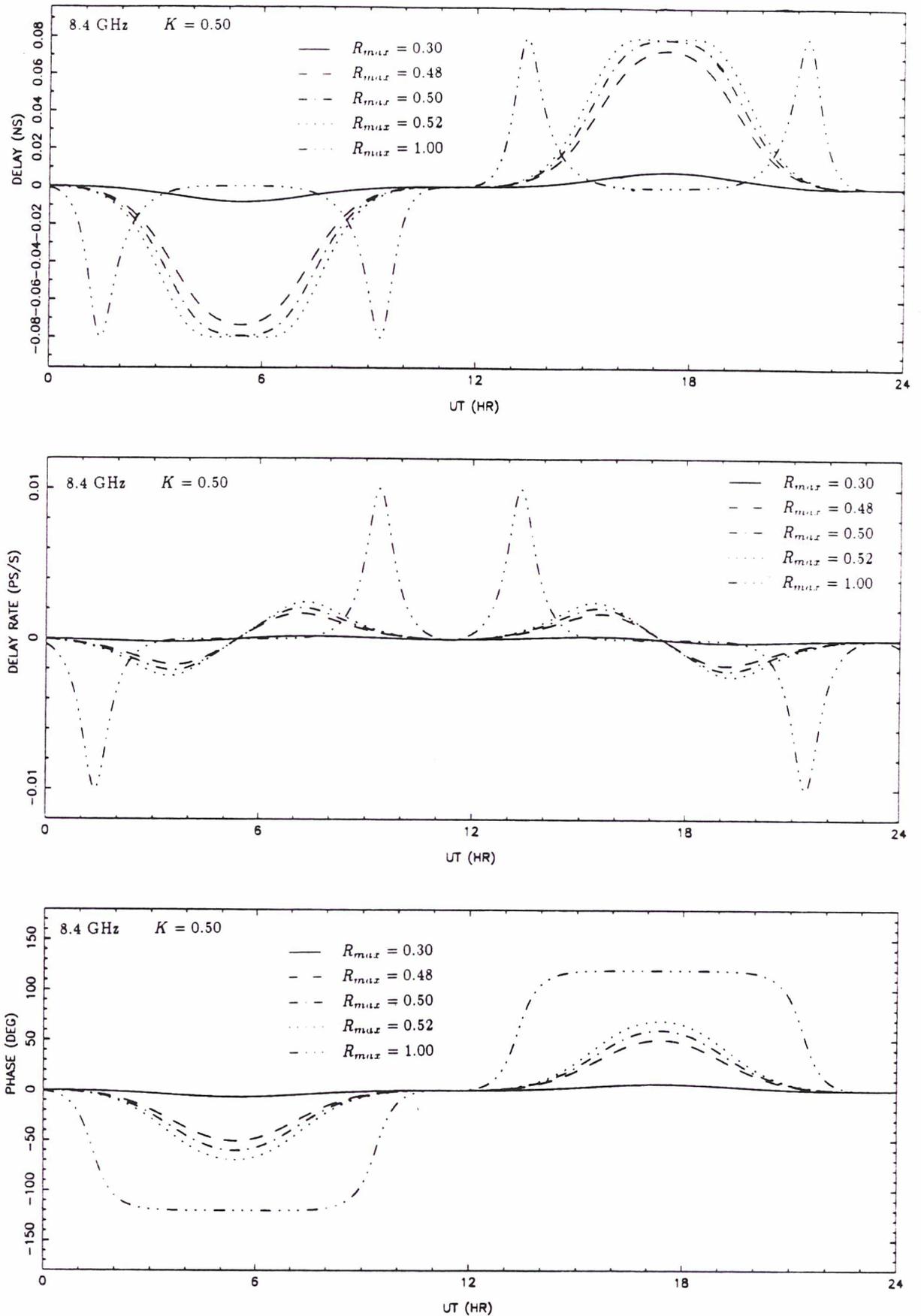


Figure III.8: Môme calcul que dans la Figure III.2 avec $K = 0.50$.

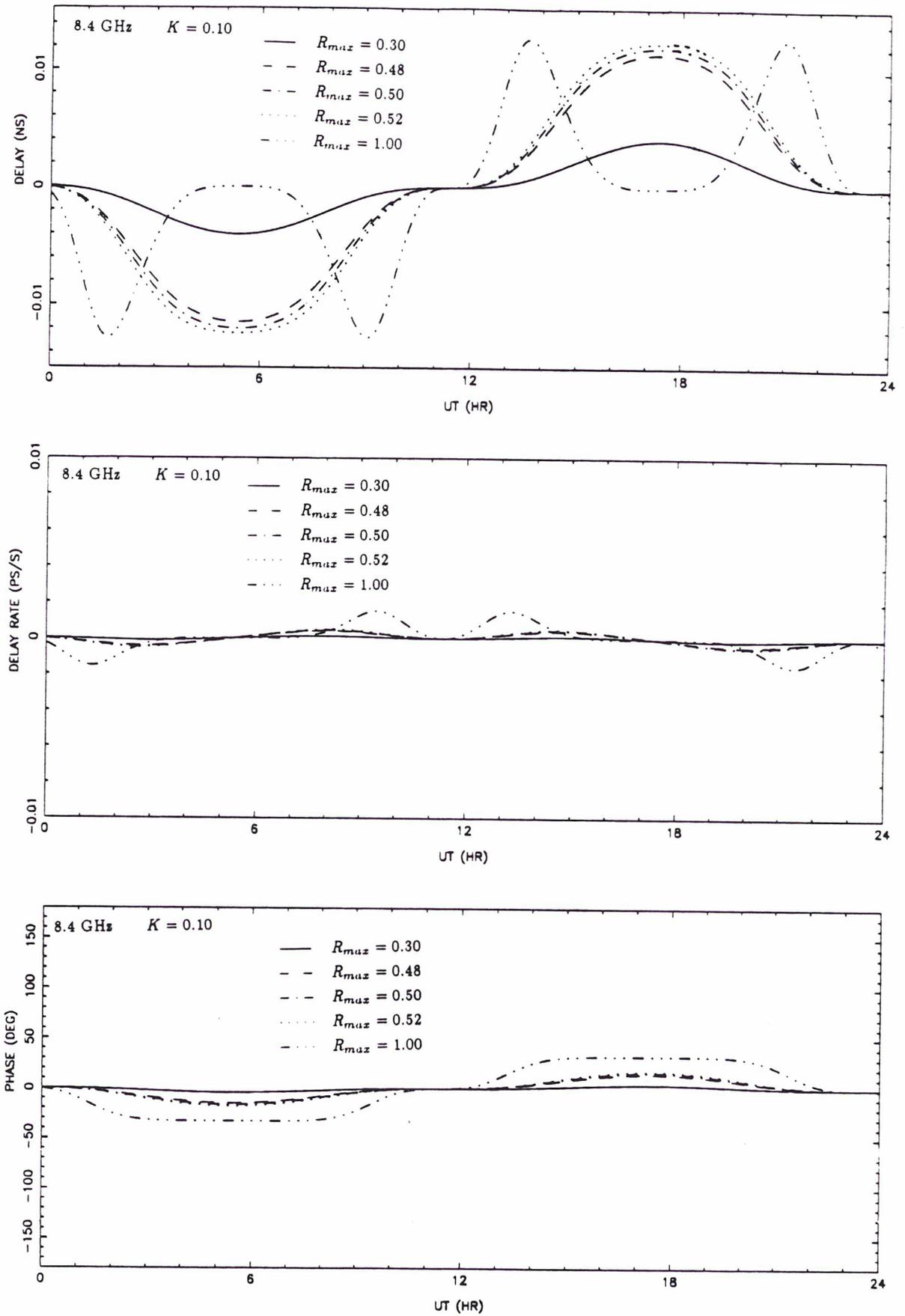


Figure III.9: Môme calcul que dans la Figure III.2 avec $K = 0.10$.

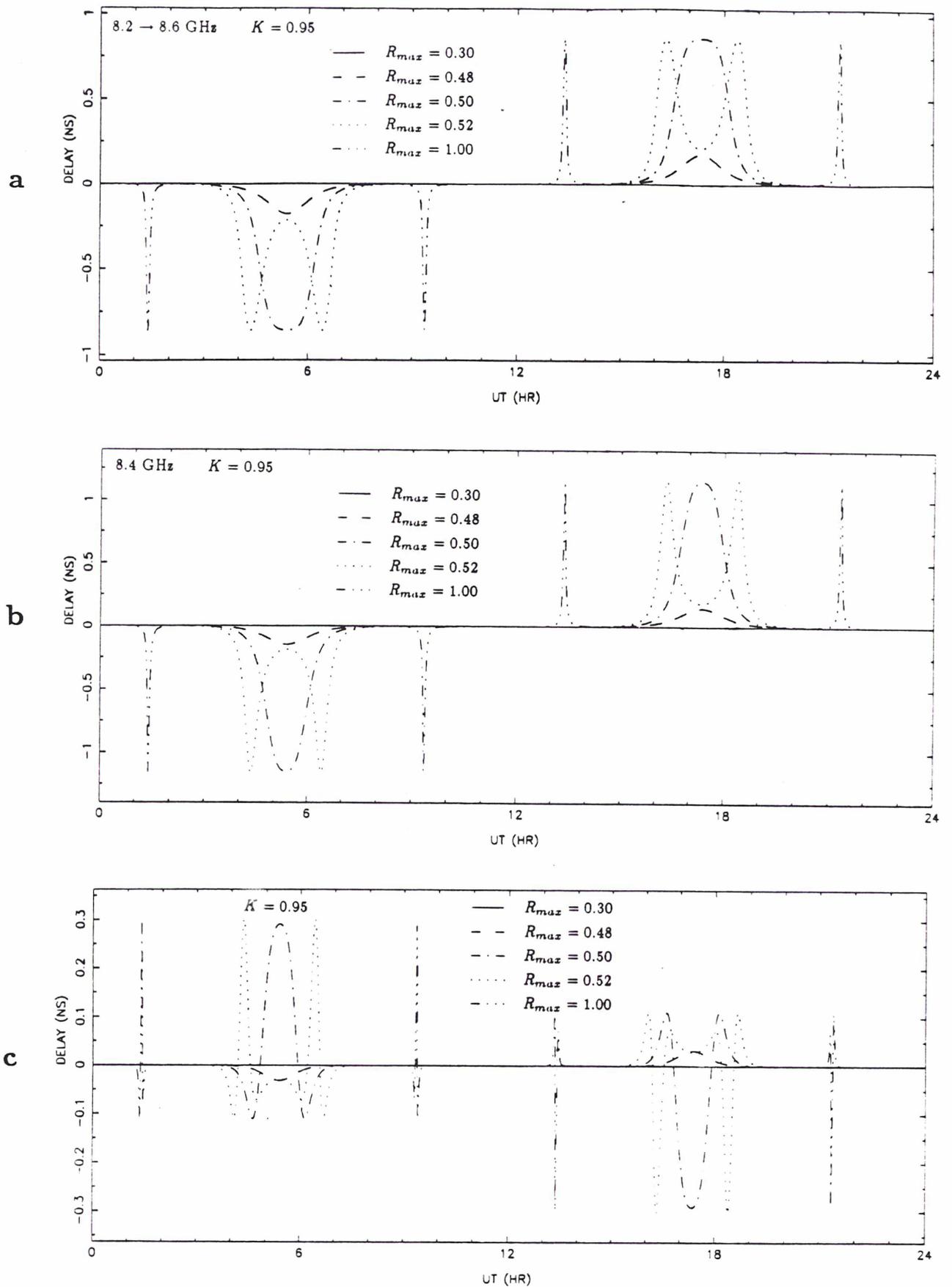


Figure III.10: Variations de τ_s en fonction du temps pour $K = 0.95$ et $R_{max} = 0.30, 0.48, 0.50, 0.52, 1.00$; a) observations réalisées par synthèse de bande avec 8 canaux ayant des fréquences comprises entre 8210.99 GHz et 8570.99 GHz; b) observations réalisées dans un seul canal de fréquence 8.37974 GHz (fréquence moyenne des 8 canaux); c) effet de la largeur de bande (différence de a et b).

3.5 Influence des indices spectraux des deux composantes:

Dans cette partie, nous allons étudier l'influence du terme complémentaire ΔI_ω de l'équation III.2. Pour cela, nous supposons que les flux des 2 composantes s'expriment par:

$$S_1(\omega) = S_{10} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^{\alpha_1}$$

$$S_2(\omega) = S_{20} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^{\alpha_2}$$

où: S_{10} et S_{20} sont les flux des 2 composantes à une fréquence de référence ω_0 .
 α_1 et α_2 sont les indices spectraux de ces composantes

Dans ce cas, le terme ΔI_ω vaut:

$$\Delta I_\omega = \frac{Z_s}{Z_c^2 + Z_s^2} \left(\frac{\alpha_1 S_1}{\omega} + \frac{\alpha_2 S_2 \cos(2\pi R)}{\omega} \right) - \frac{Z_c}{Z_c^2 + Z_s^2} \left(\frac{\alpha_2 S_2 \sin(2\pi R)}{\omega} \right)$$

D'où, en utilisant les expressions de Z_c et Z_s développées dans la partie 3.1:

$$\Delta I_\omega = \frac{1}{\omega} \frac{(\alpha_1 + K\alpha_2 \cos(2\pi R))K \sin(2\pi R) - K\alpha_2(1 + K \cos(2\pi R)) \sin(2\pi R)}{K^2 + 2K \cos(2\pi R) + 1}$$

ce qui donne finalement:

$$\Delta I_\omega = \frac{K(\alpha_1 - \alpha_2)}{\omega} \frac{\sin(2\pi R)}{K^2 + 2K \cos(2\pi R) + 1} \quad (\text{III.11})$$

Cette fonction est périodique (de période 1) et antisymétrique. Si $K \neq 1$, elle est maximale pour $R = \frac{1}{2\pi} \text{Arccos}\left(-\frac{2K}{1+K^2}\right)$, elle s'annule pour $R=0.5$, et elle est minimale pour $R = 1 - \frac{1}{2\pi} \text{Arccos}\left(-\frac{2K}{1+K^2}\right)$, les extrema ayant pour valeur: $\pm \frac{(\alpha_1 - \alpha_2)K}{\omega(1-K^2)}$; Si $K=1$, elle tend vers l'infini lorsque R tend vers 0.5. Sur la Figure III.11, nous avons représenté les variations de ΔI_ω en fonction de R , pour différentes valeurs de K , en choisissant $\alpha_1 - \alpha_2 = 1$. Si l'on veut connaître ΔI_ω pour d'autres valeurs de $\alpha_1 - \alpha_2$, il suffit de multiplier les ordonnées de la figure III.11 par $\alpha_1 - \alpha_2$, puisque ΔI_ω est proportionnel à $\alpha_1 - \alpha_2$.

L'analyse de la Figure III.11 montre que ΔI_ω atteint des valeurs significatives pour $\sim 0.4 < R < \sim 0.6$, lorsque K est proche de 1 ($(\Delta I_\omega)_{max}$ vaut 0.185 ns lorsque $K = 0.95$, 0.090 ns lorsque $K = 0.90$, 0.042 ns lorsque $K = 0.80$ et 0.013 ns lorsque $K = 0.50$). On remarque d'autre part que ΔI_ω est très sensible aux variations de R au voisinage de la valeur 0.5: pour $K = 0.95$, ΔI_ω vaut ~ 0.18 ns lorsque $R = 0.492$, 0.00 ns lorsque $R = 0.50$ et ~ -0.18 ns lorsque $R = 0.508$. Il faut donc connaître la distance qui sépare les deux composantes à beaucoup mieux que 1% près, pour pouvoir prendre en compte cet effet. Comme nous l'avons déjà indiqué précédemment, cette précision est toujours un défi à la cartographie.

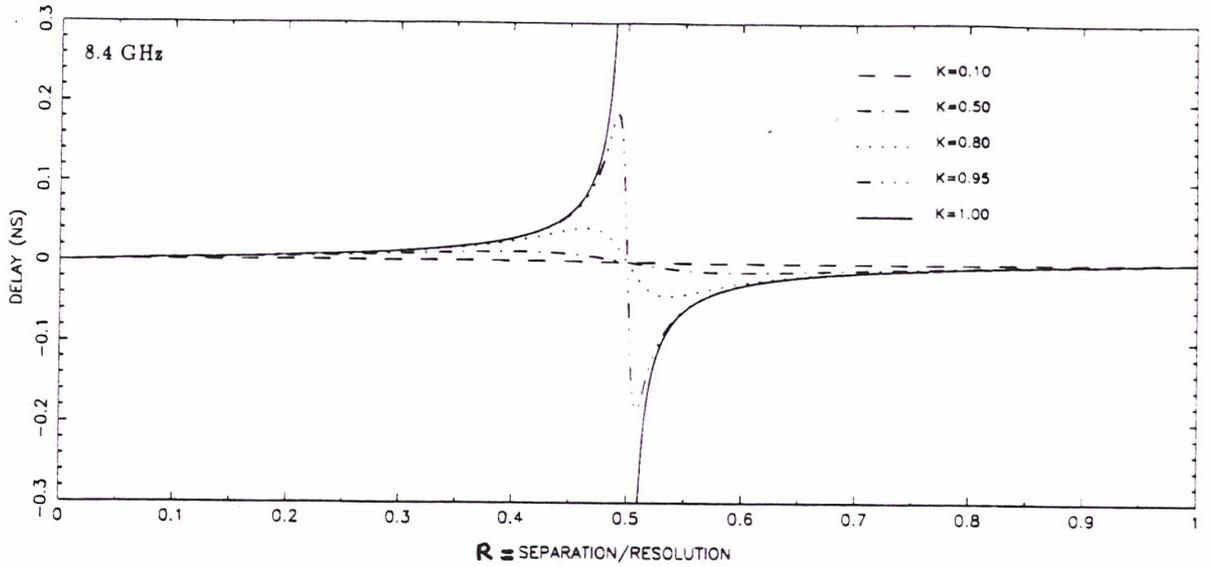


Figure III.11: Variations du terme ΔI_ω en fonction de R lorsque la différence entre les indices spectraux des deux composantes vaut $\alpha_1 - \alpha_2 = 1$.

Dans les Figures III.12 et III.13, nous avons représenté les variations en fonction du temps de τ_s lorsqu'on tient compte du terme complémentaire ΔI_ω , pour $K = 0.95$ et $K = 0.50$. Dans ces figures, nous avons également tracé les courbes que l'on obtient lorsqu'on suppose $\Delta I_\omega = 0$, (courbes identiques à celles des Figures III.2 et III.8), ainsi que les écarts entre les deux séries de courbes; ces écarts fournissent la contribution du terme ΔI_ω pour les différents cas considérés ($R_{max} = 0.30, 0.48, 0.50, 0.52, 1.0$). Nous constatons que l'allure et l'intensité des courbes représentant ΔI_ω , sont bien conformes à ce qui est prédit par la Figure III.11.

L'étude ici effectuée montre que l'intensité du terme complémentaire ΔI_ω atteint environ 15 % de celle du terme principal lorsque $\alpha_1 - \alpha_2 = 1$. Cet effet peut être supérieur à 10 ps dès que le rapport des flux des deux composantes est supérieur à 0.5. Remarquons enfin que la différence entre les indices spectraux des deux composantes peut valoir au maximum 5 dans le cas d'un noyau compact optiquement épais ($\alpha_1 = +2.5$) et d'un ejecta "vieux" optiquement mince ($\alpha_2 = -2.5$).

3.6 Conclusion:

Les simulations effectuées dans les parties précédentes montrent que les effets de structure produits par une source double sont significatifs. A 8.4 GHz, τ_s peut dépasser 10 ps sur les bases intercontinentales dès que la distance séparant les deux composantes est supérieure à 0.0005" et que le rapport de leurs flux est supérieur à 0.1. Pour modéliser ces effets, il faut connaître la fréquence exacte de chaque canal et disposer d'un modèle très précis (avec si possible les indices spectraux des deux composantes), surtout lorsque le rapport des flux est proche de 1.

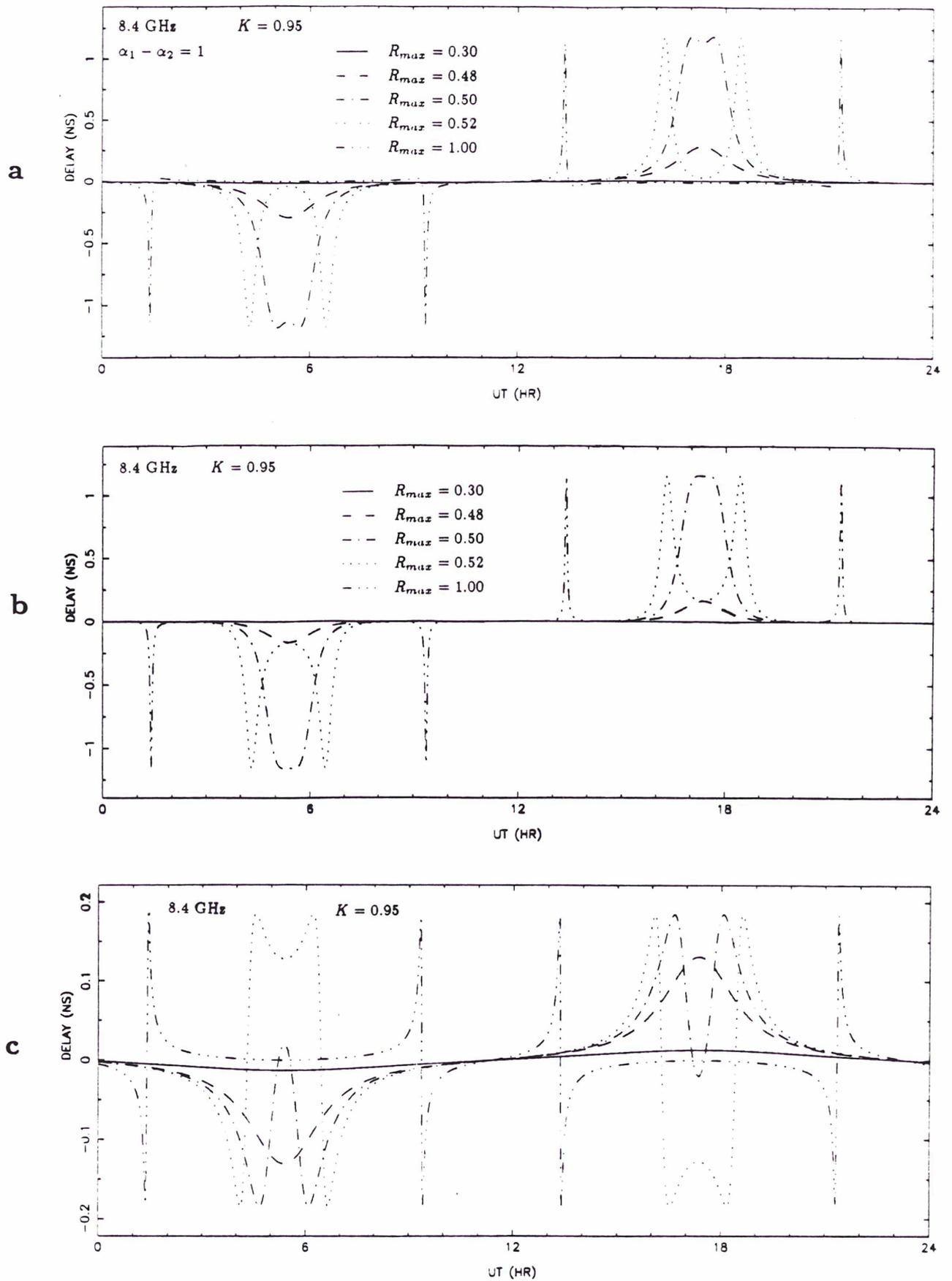


Figure III.12: Variations de τ_s en fonction du temps pour $K = 0.95$ et $R_{max} = 0.30, 0.48, 0.50, 0.52, 1.00$: a) $\alpha_1 - \alpha_2 = 1$; b) $\alpha_1 - \alpha_2 = 0$; c) effet dû aux indices spectraux (différence de a et b).

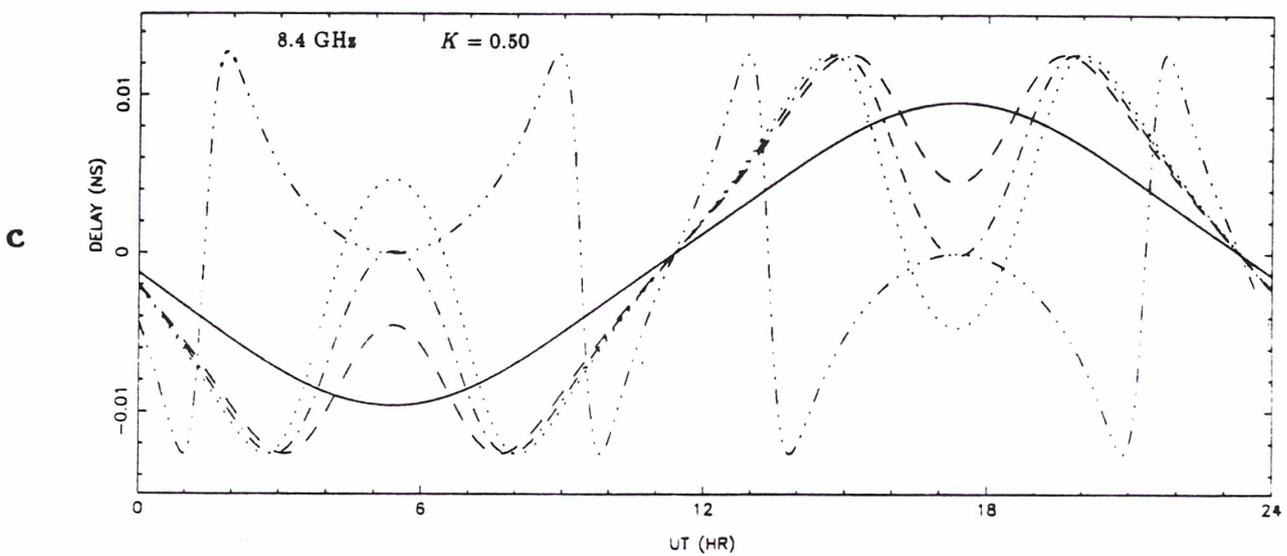
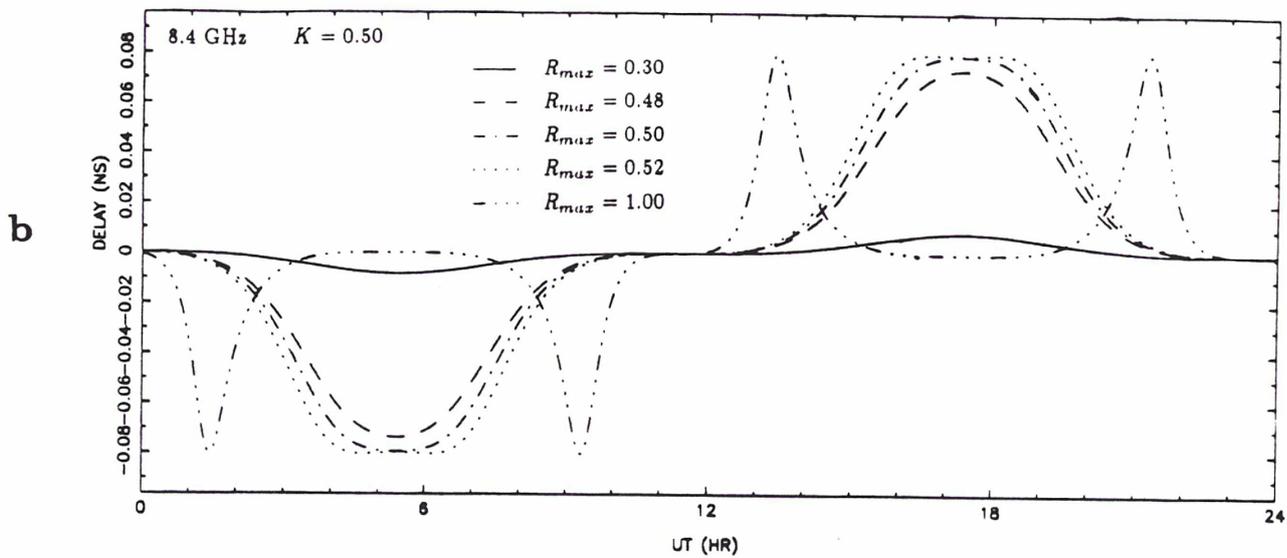
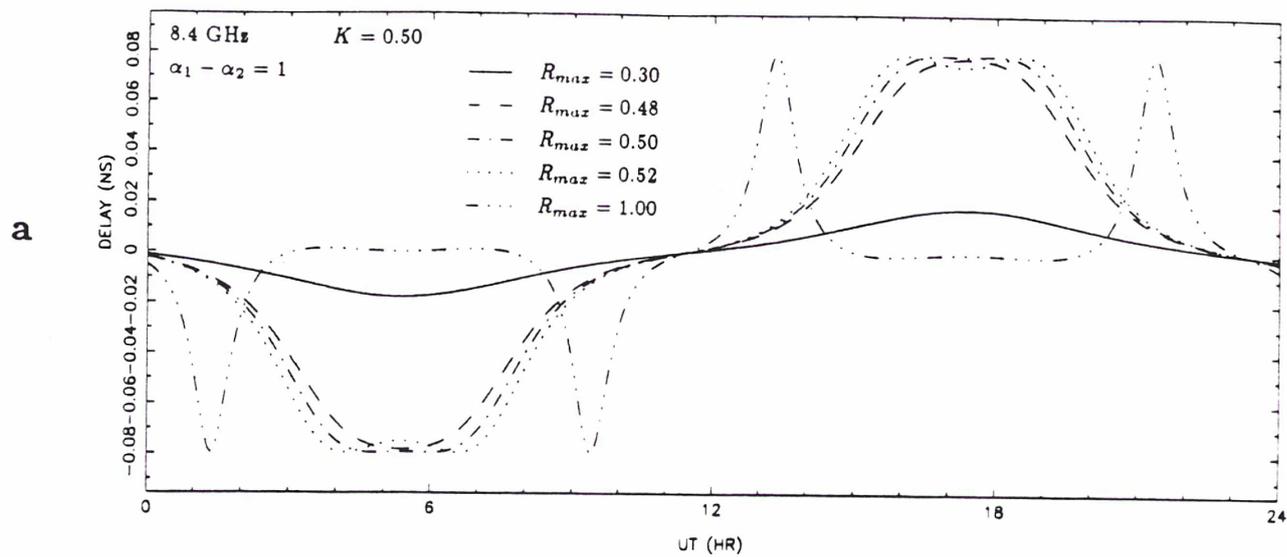


Figure III.13: Même calcul que dans la Figure III.12 avec $K = 0.50$.

Ces simulations sont très utiles pour quantifier les effets de structure produits par des sources réelles. En effet, un grand nombre de sources extragalactiques peuvent être assimilées à des sources doubles en première approximation. Dans ce cas, il suffira de mesurer le rapport des flux ainsi que la distance qui sépare les deux composantes principales pour estimer l'effet de structure maximum qui est possible. On peut ainsi, directement au vu d'une carte, avoir une idée de l'importance des effets de structure.

Nous allons maintenant envisager la modélisation de ces effets pour des sources réelles, à partir de cartes que nous avons nous-mêmes réalisées (chapitres IV et V).

Références:

- Bartel, N., Herring, T. A., Ratner, M. I., Shapiro, I. I., Corey, B. E.: 1986, *Nature*, **319**, 733.
- Fujishita, M.: 1983, *Publication of the International Latitude Observatory of Mizusawa*, **XVII(1)**, 13.
- Thomas, J. B.: 1980, *NASA-JPL Publication*, **80-84**.

CHAPITRE IV

STRUCTURE DU QUASAR NRAO140

Ce chapitre décrit les études réalisées sur le quasar NRAO140. Le premier article présente les résultats astrophysiques et le second article, les résultats astrométriques (calcul des effets de structure). Pour les besoins de ce deuxième article, la théorie et les simulations exposées au chapitre III ont été en partie reprises.

A method to estimate the motion of unresolved VLBI components in extragalactic radio sources. The case of NRAO 140

P. Charlot¹, D.H. Hough², and J.-F. Lestrade^{2,3}

¹ Institut Géographique National SGN, 2 Av. Pasteur, F-94160 Saint-Mandé, France

² Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Mail Stop 238-700, 4800 Oak Grove Dr., Pasadena, CA 91109, USA

³ Bureau des Longitudes, 77 Av. Denfert Rochereau, F-75014 Paris, France

Received February 1, accepted August 2, 1988

Summary. We present a method for estimating the relative motion of two blended VLBI compact components from measurements of the motion of their brightness centroid. This technique requires substantial *a priori* information about the source components, including their flux densities and separate knowledge of the motion of one of the blended components. However, this is often the situation with well-studied superluminal radio sources. This technique can provide valuable astrophysical information on component velocities from various astrometric geodetic experiments in which these sources are incidentally observed. The superluminal quasar NRAO 140 was observed as a calibrator/phase reference source in a VLBI experiment at $\lambda = 6$ cm on radio stars in 1983. To test this technique, we have analyzed these observations with *a priori* information provided by the monitoring program of Marscher and his collaborators (Marscher and Broderick, 1985; Marscher et al., 1987). We do find superluminal motion for the blended component A2 at $\lambda = 6$ cm with apparent velocity $\sim 5c$ ($H_0 = 100$ km/s/Mpc, $q_0 = 0.5$, $z = 1.258$) as expected from results at $\lambda = 2.8$ cm by Marscher and Broderick (1982) and Marscher (1988a, b). We also briefly compare our MEM and CLEAN hybrid maps of NRAO 140.

Key words: interferometry – quasars: jets of – quasars: NRAO 140 – radio sources: general – VLBI methods and techniques

1. Introduction

Superluminal velocities are derived for many compact extragalactic radio sources, based on the relative motions of their components observed by VLBI and the assumption of cosmological redshifts (e.g., Porcas, 1987). A meaningful measurement of relative motion between any two components must take into account the structure of those components. For example, one component can appear to be unresolved at a particular frequency but be known actually to consist of two blended underlying components at a higher frequency. Then, at lower resolution, it is the motion of their brightness centroid which is measured. With enough additional information, however, it is possible to infer the motion of one subcomponent at lower resolution, given some

characteristics of the other subcomponent, in particular its motion from higher resolution observations. Hence, VLBI data acquired for other purposes, which have angular resolution possibly considered inappropriate for astrophysics, can yield component velocities of extragalactic sources if the bulk of our knowledge of the source is used. There is a wealth of existing data from geodetic programs (e.g., Crustal Dynamics Program) which could contribute to tests of physical models of extragalactic sources.

NRAO 140 was observed as a calibrator phase reference source in a VLBI experiment at $\lambda = 6$ cm on RS Canum Venaticorum stars on 1983 July 27 (Lestrade et al., 1985). This superluminal quasar is one of the most interesting sources in the sky for testing the relativistic beaming theory (Blandford and Königl, 1979; Scheuer and Readhead, 1979). We have used these observations to test a method to separate blended components of NRAO 140 and to produce a new 6 cm VLBI map to add to the ongoing monitoring program by Marscher and his collaborators (e.g., Marscher et al., 1987; Marscher, 1988a, b). This method provides circumstantial evidence for superluminal motion from 1981 to 1984 of the *innermost* jet component, A 2, already reported to be superluminal by Marscher (1988a, b).

2. Observations and results

The VLB array consisted of six stations (Effelsberg, Haystack, Green Bank, Fort Davis, phased VLA, Owens Valley). The data for six three-minute scans were recorded with the Mark III VLBI data acquisition system (Rogers et al., 1983) and correlated at Haystack Observatory. Further information can be found in Lestrade et al. (1985). Data analysis was done using the Caltech VLBI mapping package in the standard fashion.

A hybrid CLEAN map and a maximum entropy method (MEM) map have been produced. The fit of the CLEAN δ -functions to the data is excellent, and the MEM algorithm has converged satisfactorily. The hybrid map in Fig. 1a is displayed with a beam whose size is taken as the FWHM of the central lobe of the dirty beam, while the "super-resolved" map in Fig. 1b is shown with a circular restoring beam equivalent to the smallest dimension of the central lobe. There are four components present in Fig. 1a at $\geq 8\%$ of the peak brightness level. The MEM map in Fig. 2a exhibits only three components (A, B, and D) at the same contour level, and their sizes are noticeably smaller than in the

Send offprint requests to: P. Charlot

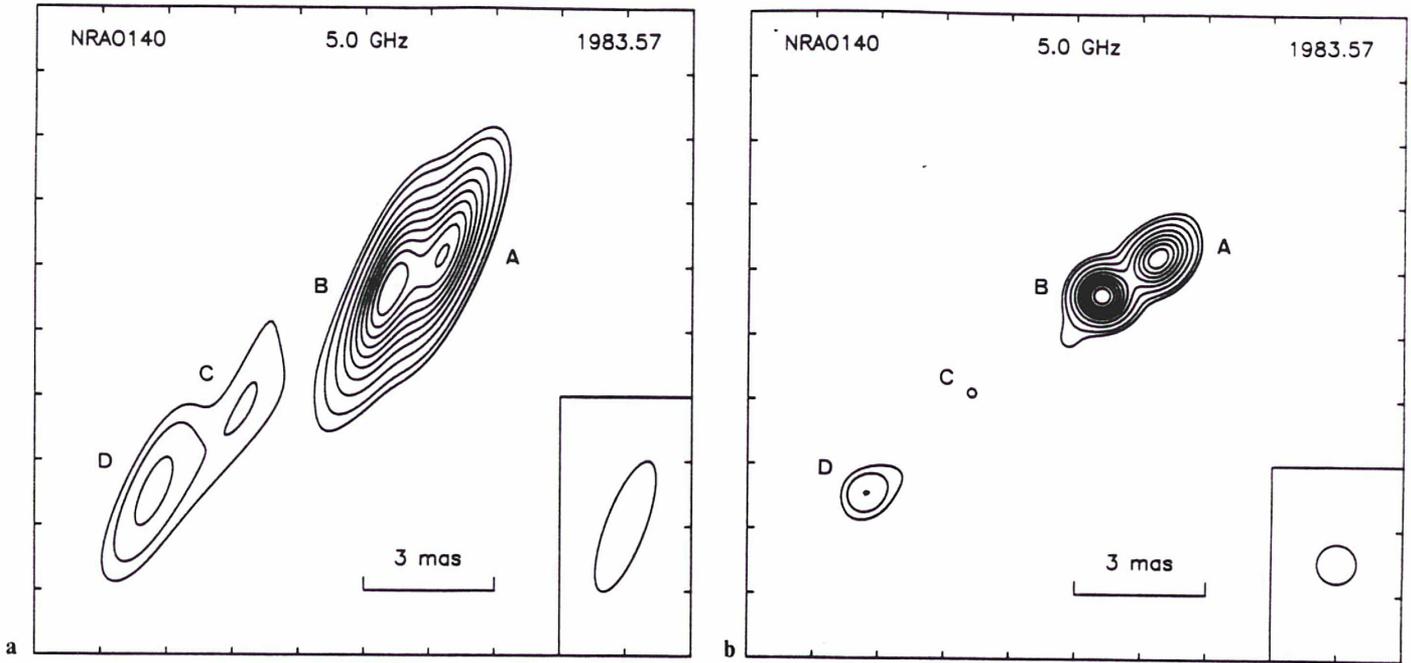


Fig. 1a and b. Hybrid CLEAN maps of NRAO 140. **a** Full resolution, with elliptical gaussian beam of FWHM $3.2 \times 0.9 \text{ mas}^2$ in $pa\ 160^\circ$ shown at lower right. Contours are 8, 12, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90% of the peak, which is 783 mJy beam. **b** "Super-resolution", with circular gaussian beam of FWHM 0.9 mas corresponding to the highest resolution ($pa\ 70^\circ$) shown at lower right (the "super-resolving" factor is 1.7 along the source axis at $pa\ 125^\circ$). Contours are 8, 12, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90% of the peak, which is 685 mJy beam

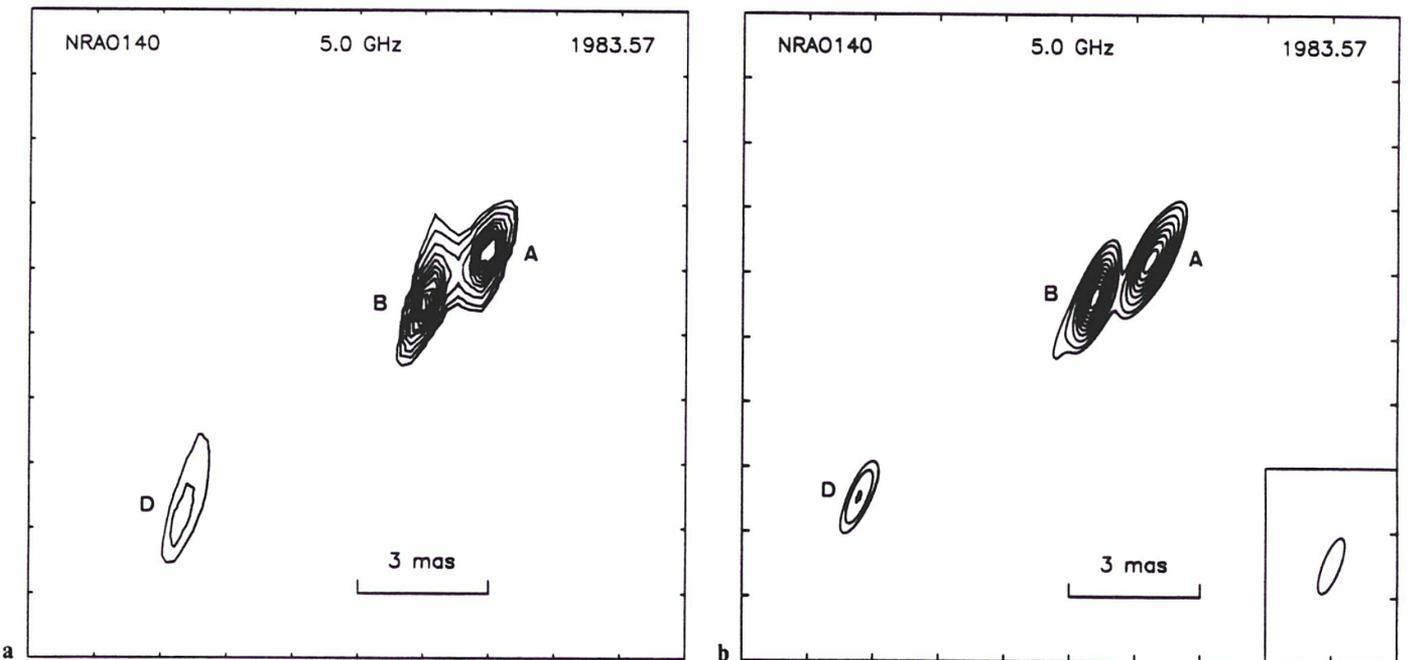


Fig. 2a and b. "Super-resolved" maps of NRAO 140. **a** MEM map, with contours 8, 12, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90% of the peak, which is 734 mJy mas^2 . **b** Hybrid CLEAN map, with contours 8, 12, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90% of the peak, which is 654 mJy beam = 1485 mJy mas^2 . The elliptical gaussian beam shown at lower right has FWHM $1.4 \times 0.4 \text{ mas}^2$ in $pa\ 160^\circ$, corresponding to the 50% contour of the most compact component. B, on the MEM map and yielding "super-resolution" by a factor of 2.3

Table 1. Model fitting results

Component	Flux density (Jy)	Separation (mas)	Position angle (degrees)	Major axis (FWHM) (mas)	Axial ratio	Position angle of major axis (degrees)
A	0.68 ± 0.05	0	0	$0.5^{+0.3}_{-0.3}$	$0.4^{+0.6}_{-0.4}$	137 ± 90
B	0.92 ± 0.05	1.70 ± 0.05	125.3 ± 0.8	1.1 ± 0.2	$0.5^{+0.4}_{-0.1}$	140 ± 5
C	0.23 ± 0.05	5.3 ± 0.4	125 ± 5	3.6 ± 1.5	$0.3^{+0.4}_{-0.1}$	155 ± 7
D	0.26 ± 0.05	8.8 ± 0.2	129.5 ± 1.0	1.8 ± 1.0	$0.4^{+0.5}_{-0.1}$	150^{+10}_{-10}

hybrid map of Fig. 1 a. However, if we produce a hybrid map by convolving the CLEAN delta functions with a restoring beam whose FWHM in both dimensions is equal to the FWHM of the most compact component (B) of the MEM map, then only the same three components (A, B, and D) are apparent at the 8% contour level in the hybrid map (see Fig. 2b). Sanromà and Estalella (1984) have already noticed such consistency between a MEM map and a hybrid map made with a “super-resolving” beam (by a factor ~ 2) based on the size of an unresolved component of the MEM map.

To derive parameters for the source structure, we fitted a model of four elliptical gaussian components to the data (see Table 1). Errors were derived by inspection of fits of the model to the data and of the reduced χ^2 value. We note that the separation of A and B from model fitting ($\theta(A-B) = 1.70 \pm 0.05$ mas) agrees with the separation between the *peaks* of the components on the MEM map (≈ 1.7 mas). The smaller values on the hybrid maps (~ 1.5 mas) do not present any real discrepancy, since smoothing with a gaussian beam can lower apparent separations (e. g., Hough and Readhead, 1987). In fact, examination of the CLEAN components with a very small beam shows that the centroid of the δ -functions constituting A is ≈ 1.7 mas away from the peak of B.

3. Discussion

The roughly linear “core-jet” structure in NRAO 140 was first mapped at $\lambda = 6$ cm by Marscher and Broderick (1985; hereafter MB 85), and we find the same four components as they did. With observations at the shorter wavelength of 2.8 cm, MB 85 were further able to discern two subcomponents in component A. They labelled A 1 the northwestern part of A and A 2 the southeastern part of A. Our “super-resolved” hybrid maps (Figs. 1 b and 2 b) as well as our MEM map indicate that component A is extended along the source axis in comparison to the most compact component B. This extended appearance of A is explained in a straightforward manner as being due to the presence of the underlying subcomponents A 1 and A 2.

The separation and relative velocity of A 1 and A 2 are of prime relevance for studying NRAO 140. The first superluminal motion observed in this object was $\sim 4c$ ($\mu = 0.12$ mas/yr) between A and B at $\lambda = 2.8$ cm (Marscher and Broderick, 1982; hereafter MB 82). Marscher (1988a, b) recently reported a second superluminal motion, this time of the innermost jet component A 2 at $\lambda = 2.8$ cm, based on maps through 1984. *Although it is not really possible to resolve A into A 1 and A 2 at $\lambda = 6$ cm, the underlying relative motion and flux variations of A 1 and A 2 will clearly shift the position of the brightness centroid of A as measured relative to other components.*

We now describe a method to disentangle these motions at lower resolution and apply it to our 6 cm VLBI data of 1983 July on NRAO 140. To proceed toward a general expression for the proper motion of A 2 relative to A 1, let us first define the position of the brightness centroid of A relative to A 1:

$$\theta(A1-A) = \frac{S_{A2}\theta(A1-A2)}{S_A} = R\theta(A1-A2), \quad (1)$$

where $S_A = S_{A1} + S_{A2}$ (S is flux density). The proper motion of the brightness centroid of A with respect to A 1 is then:

$$\mu(A1-A) = \frac{dR}{dt}\theta(A1-A2) + R\mu(A1-A2). \quad (2)$$

Now $\mu(A1-A)$ cannot be observed directly at $\lambda = 6$ cm, but it can be expressed in terms of the observed $\mu(A-B)$ at this wavelength and $\mu(A1-B)$ known from 2.8 cm experiments:

$$\mu(A1-A) = \mu(A1-B) - \mu(A-B). \quad (3)$$

Since $\theta(A1-A2) = \mu(A1-A2) \times t$ on the assumption of constant velocity, where t is the time measured from the departure of A 2 from its presumed origin at A 1, we can use Eqs. (2) and (3) to solve for $\mu(A1-A2)$:

$$\mu(A1-A2) = \frac{\mu(A1-B) - \mu(A-B)}{t \frac{dR}{dt} + R}. \quad (4)$$

We can approximately evaluate Eq. (4) for observations at two epochs a time Δt apart as:

$$\mu(A1-A2) \approx \frac{\mu(A1-B) - \mu(A-B)}{\frac{T\Delta R}{\Delta t} + R_{avg}}, \quad (5)$$

where T is the midpoint in time between the two epochs and R_{avg} denotes the average value of R for the two epochs.

To discuss our 6 cm VLBI data of 1983 July and illustrate this technique, we can first make the plausible assumption of constant proper motion of B relative to A 1 and take $\mu(A1-B) = 0.15 \pm 0.02$ mas/yr measured at 2.8 cm by Marscher (1988b). We will assume the time origin to be at epoch 1978 ± 1 in the middle of a 3.8 cm flux density outburst thought to be associated with the production of A 2 (Marscher et al., 1979; MB 82; MB 85). Successive separations $\theta(A-B)$ at 6 cm are: $1.65 \pm \approx 0.05$ mas at 1981.63 (MB 85), 1.70 ± 0.05 mas at 1983.57 (our model), and $1.75 \pm \approx 0.05$ mas at 1984.40 (Marscher, 1988, private communication). These separations were used to derive the proper motion $\mu(A-B)$ needed in Eq.(5) for the three corresponding time intervals. To calculate the ratio $R = S_{A2}/S_A$,

Table 2. Flux densities of components A1 and A2 at 6 cm, 1981–1984

Epoch	S_{A1} (Jy)	S_{A2} (Jy)	S_A (Jy)	Ref.
1981.63	$\sim 0.3^a$	$\sim 0.6^a$	0.87^f	MB 85
	$\sim 0.5^b$	$\sim 0.4^b$	0.87^f	MB 85
	$\sim 0.4^c$	$\sim 0.5^c$	0.87^f	MB 85
1983.57	$\sim 0.3^d$	$\sim 0.4^d$	0.68^f	this paper
1984.40	0.26^e	0.41^e	0.67^f	Marscher et al. (1987)

^a Our estimate assuming that S_{A1} is constant between 1981.63 and 1983.57

^b Our estimate assuming that S_{A2} is constant between 1981.63 and 1983.57

^c Our estimate assuming that half of any change in S_A between 1981.63 and 1983.57 occurs in each component

^d Our estimate assuming that an approximately constant S_A between 1983.57 and 1984.40 implies constant S_{A1} and S_{A2} between these epochs

^e Values from spectral decomposition of Marscher et al. (1987)

^f Measured values

Table 3. Estimated proper motions between the components A1 and A2 (mas yr)

Time interval	Case a ($S_{A1} = \text{cst}$)	Case b ($S_{A2} = \text{cst}$)	Case c ($\Delta S_{A1} = \Delta S_{A2}$)	Case d ($S_{A1} = \text{cst}; S_{A2} = \text{cst}$)
1981.63–1984.40	0.22 ± 0.16	0.14 ± 0.07	0.17 ± 0.10	—
1981.63–1983.57	0.31 ± 0.36	0.15 ± 0.09	0.20 ± 0.15	—
1983.57–1984.40	—	—	—	0.12 ± 0.22

its variation ΔR during the time interval, and R_{avg} , we used the flux densities of A1 and A2 at 6 cm displayed in Table 2. We have computed in Table 3 the values for $\mu(A1-A2)$ corresponding to our various assumptions about S_{A1} and S_{A2} . The errors have been estimated assuming a 20% error in S_{A2} (after Marscher, 1988b) and a 5% error in S_{A1} .

If we compute a weighted average of all seven estimates in Table 3, we find evidence of a positive proper motion $\mu(A1-A2) \approx 0.16$ mas yr. By analogy with the observed $\Delta S_{A1} \approx \Delta S_{A2}$ at 2.8 cm between late 1982 and late 1984 (Marscher et al., 1987; Marscher, 1988b), it is perhaps most appropriate to calculate a weighted average for the three time intervals in Table 3 assuming $\Delta S_{A1} = \Delta S_{A2}$ between 1981.63 and 1983.57. This yields $\mu(A1-A2) = 0.17 \pm 0.08$ mas/yr (standard error of the mean), corresponding to a superluminal motion of $(5.4 \pm 2.5)c$. These values are consistent with $\mu(A1-B) = 0.15$ mas yr found by MB85 and Marscher (1988b) and hence provide a successful test of the method. The key point to emphasize is that we have good evidence, albeit indirect, for continuous superluminal motion of A2 from 1981 to 1984, with our additional 6 cm map from 1983.57. Finally, it is reassuring that MB85 find $\theta(A1-A2) \approx 0.55$ mas at 2.8 cm for 1982.75 because, as they note, $\mu(A1-A2) = 0.10$ to 0.15 mas/yr would imply zero separation for A1 and A2 between 1977 and 1979, the exact period of the 3.8 cm flux density outburst. It is worth noting that our calculation at 6 cm uses only the proper motion at 2.8 cm, which does not depend as strongly on frequency as the positions of the component peaks do.

We would also like to emphasize that, in general, observers must exercise extreme caution when quoting proper motions if there is the possibility of underlying motion of subcomponents below the resolution limit at a given wavelength. In the case of

NRAO 140, the proper motion $\mu(A-B)$ observed at 6 cm where A1 and A2 are not distinguished is only 0.036 ± 0.026 mas yr between 1981.63 and 1984.40. This value is *four times smaller* than the motion $\mu(A1-B) = 0.15 \pm 0.02$ mas/yr measured at 2.8 cm by Marscher (1988b) when the core is more clearly separated. The fact that the separation $\theta(A1-A2)$ increases during the time interval serves to lower dramatically the apparent proper motion at 6 cm.

4. Conclusions

We have developed a method for estimating the motion of an individual VLBI component if the motion of the brightness centroid of two blended components is measured at one resolution and additional information at a higher resolution is included in the analysis. This method has been tested on the well-studied quasar NRAO 140 (e.g., Marscher et al., 1987; Marscher, 1988a, b). We have found indirect evidence of superluminal motion of the innermost jet component (A2) throughout the interval from 1981 to 1984. This result is compatible with the direct detection of the motion of A2 (Marscher, 1988a, b) and is in addition to the superluminal velocity earlier discovered for jet component B by Marscher and Broderick (1982). Thus with our method, there is observational evidence for this intensively studied source which indicates superluminal motion of A2 within only ≈ 3 years of its probable birth in the source core around 1978. The VLBI data on NRAO 140 analyzed here illustrate the value and great potential of using observations of calibrator/phase reference sources from various astrophysical and geophysical VLBI experiments to supplement monitoring programs on superluminal and other compact radio sources. This has also been recently demonstrated

for 3C 273 and DA 193, which were mapped with NASA Crustal Dynamics Project data (Charlot et al., 1988).

Acknowledgements. We thank the staff at each observatory and at the Haystack Mark III Processor for their assistance. The Effelsberg telescope is operated by the Max-Planck-Institut für Radioastronomie. VLBI at the U.S. observatories receives support from the National Science Foundation. We are indebted to A.P. Marscher for communicating to us many of his results from monitoring of NRAO 140 and for his comments on this work. A portion of the research described in this paper was performed while DHH held an NRC-NASA Resident Research Associateship award at the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration.

References

- Blandford, R.D., Königl, A.: 1979, *Astrophys. J.* **232**, 34
- Charlot, P., Lestrade, J.-F., Boucher, C.: 1988, in *The Impact of VLBI on Astrophysics and Geophysics, IAU Symp.* **129**, eds. M.J. Reid, J.M. Moran, Reidel, Dordrecht, p. 33
- Hough, D.H., Readhead, A.C.S.: 1987, *Astrophys. J. Letters* **321**, L11
- Lestrade, J.-F., Mutel, R.L., Preston, R.A., Phillips, R.B.: 1985, in *Radio Stars*, eds. R.M. Hjellming, D.M. Gibson, Reidel, Dordrecht, p. 275
- Marscher, A.P.: 1988a, in *The Impact of VLBI on Astrophysics and Geophysics, IAU Symp.* **129**, eds. M.J. Reid, J.M. Moran, Reidel, Dordrecht, p. 35
- Marscher, A.P.: 1988b, *Astrophys. J.* **334**, 552
- Marscher, A.P., Broderick, J.J.: 1982, *Astrophys. J. Letters* **255**, L11
- Marscher, A.P., Broderick, J.J.: 1985, *Astrophys. J.* **290**, 735
- Marscher, A.P., Broderick, J.J., Padrielli, L., Bartel, N., Romney, J.D.: 1987, *Astrophys. J.* **319**, 456
- Marscher, A.P., Marshall, F.E., Mushotzky, R.F., Dent, W.A., Balonek, T.J., Hartman, M.F.: 1979, *Astrophys. J.* **233**, 498
- Porcas, R.W.: 1987, in *Superluminal Radio Sources*, eds. J.A. Zensus, T.J. Pearson, Cambridge University Press, Cambridge, p. 12
- Rogers, A.E.E., Cappallo, R.J., Hinteregger, H.F., Levine, J.I., Nesman, E.F., Webber, J.C., Whitney, A.R., Clark, T.A., Ma, C., Ryan, J., Corey, B.E., Counselman, C.C., Herring, T.A., Shapiro, I.I., Knight, C.A., Shaffer, D.B., Vandenberg, N.R., Lacasse, R., Mauzy, R., Rayhrer, B., Schupler, B.R., Pigg, J.C.: 1983, *Science* **219**, 51
- Sanromà, M., Estalella, R.: 1984, *Astron. Astrophys.* **133**, 299
- Scheuer, P.A.G., Readhead, A.C.S.: 1979, *Nature* **277**, 182

Radio source structure in astrometric and geodynamics
Very Long Baseline Interferometry

P. Charlot

Institut Géographique National/SGN, 2 Av. Pasteur, 94160 Saint-Mandé, France

Send proofs to: P. Charlot, Bureau Central de l'IERS,
Observatoire de Paris,
61 Av. de l'Observatoire, 75014 Paris, France

(submitted to *The Astronomical Journal*)

Summary

At the milliarcsecond level, most of the extragalactic radio sources exhibit time-variable extended structure. We present a study of structure effects in the delay and delay rate observables used in astrometric and geodynamics Very Long Baseline Interferometry. This study includes theory, simulations for a two-component source, and results in case of the radio source NRAO140. Structure effects are significant at the current precision of theoretical models and should be accounted for in high-precision astrometry and geodynamics.

1. Introduction

In recent years, high quality VLBI observations of extragalactic radio sources have resulted in determination of baseline lengths between radiotelescopes and source positions with centimeter and milliarcsecond (mas) level accuracies, respectively (Ma, Himwich and Mallama 1988; Carter, Robertson and Fallon 1988; Sovers *et al.* 1988). The estimation of the geodetic/astrometric parameters is based on the analysis of the Band Width Synthesis (BWS) delays and delay rates measured by the VLBI technique. The precision of a single BWS delay measurement is now at the level of a few tens of picoseconds (ps) with the Mark III wide-band data acquisition system (Rogers *et al.* 1983), but the root mean square (RMS) of the post-fit BWS delay residuals is larger (~ 80 ps, see Ryan and Ma 1987). Hence, significant improvements of the theoretical model used to compute the BWS delays are necessary to avoid systematic errors larger than the measurements uncertainties. A long term goal is to include in the model all the phenomena that can cause effects at the 10 ps level, in order to enhance the quality of the terrestrial and celestial reference frames built from VLBI data.

A known source of error in modelling the BWS delay is related to stochastic propagation effects, especially the one due to the wet component of the troposphere, which cannot be determined to better than a few centimeters from meteorological data. However, recent advances both in the technique (by the use of Water Vapor Radiometer) and in the data processing (e.g. Kalman filtering, see Davis, Herring and Shapiro 1988) are promising. Another cause of error is the structure of the radio sources. At the milliarcsecond level, most of them exhibit time-variable extended structure, and therefore are not ideal targets for ultra-precise geodesy and astrometry unless it can be accounted for. While the propagation effects are stochastic, the contribution due to source structure in BWS delays and delay rates is deterministic. It can be calculated if brightness distributions are previously determined with the amplitudes and closure phases,

using the hybrid-mapping algorithm (Readhead and Wilkinson 1978, Cornwell and Wilkinson 1981). It has recently been shown that all the sources observed during a typical geodynamics VLBI experiment by Crustal Dynamics Program can be mapped with the data themselves (Charlot 1989a).

We have developed a software to calculate source structure corrections for BWS delays and delay rates in order to refer the position of each source to a specific feature of its morphology assumed easily recognizable over time and frequency. We first present the algorithm used. Then, we show simulations in the case of a source consisting of two components. These simulations are useful to estimate the magnitude of the structure effects for most of the sources since many extended sources can be assumed as double sources at first order of approximation. Finally, we present results in the case of the radio source NRAO140. This source was observed for calibration during an experiment on radio stars. The data are sufficient to determine its brightness distribution by 3 different methods (CLEAN, Maximum Entropy Method, Model-fitting). We have computed significant structure corrections in the BWS delays and delay rates for NRAO140 using these 3 brightness distributions. These corrections depend at some level on the imaging techniques used since the maps we obtained are slightly different.

2. Theory

The complex visibility function V of a source with an extended structure is:

$$V = \iint_{\Omega_s} I(P, \omega, t) \exp\left(-\frac{2\pi i}{\lambda} \vec{B} \cdot \vec{k}_P\right) d\Omega$$

where:

$I(P, \omega, t)$ is the brightness distribution of the source, depending on the point P on the sky, the frequency $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ and the time t ;

\vec{B} is the baseline vector;

\vec{k}_P is a unit vector pointing toward P from the Earth center;

$d\Omega$ is a differential solid angle for integration over the extended source of solid angle Ω_s .

By adopting a reference point P_0 within the source, \vec{k}_P can be written as:

$$\vec{k}_P = \vec{k}_{P_0} + \overrightarrow{P_0P}$$

where $\overrightarrow{P_0P}$ and \vec{k}_{P_0} are assumed to be orthogonal since VLBI structures extend over a very narrow portion of the sky.

The visibility function is then the product of two complex numbers:

$$V = \exp\left(-\frac{2\pi i}{\lambda} \vec{B} \cdot \vec{k}_{P_0}\right) \iint_{\Omega_s} I(P, \omega, t) \exp\left(-\frac{2\pi i}{\lambda} \vec{B} \cdot \overrightarrow{P_0P}\right) d\Omega \quad (1)$$

which can also be expressed by:

$$\begin{aligned} V &= A \exp(i(\phi_g + \phi_s)) \\ &= A \exp(i\phi_t) \end{aligned} \quad (2)$$

with:

$$\begin{aligned} A &= \left| \iint_{\Omega_s} I(P, \omega, t) \exp\left(-\frac{2\pi i}{\lambda} \vec{B} \cdot \overrightarrow{P_0P}\right) d\Omega \right| \\ \phi_s &= \arg \left[\iint_{\Omega_s} I(P, \omega, t) \exp\left(-\frac{2\pi i}{\lambda} \vec{B} \cdot \overrightarrow{P_0P}\right) d\Omega \right] \\ \phi_g &= -\frac{2\pi}{\lambda} \vec{B} \cdot \vec{k}_{P_0} \end{aligned}$$

A is the amplitude observed by the interferometer, ϕ_g is the geometric phase for the direction \vec{k}_{P_0} , ϕ_s is the additional structure phase for the brightness distribution $I(P, \omega, t)$ and the reference point P_0 , and $\phi_t = \phi_g + \phi_s$ is the total phase.

The group delay and delay rate observables used in astrometry are defined by the partial derivatives of the total phase with respect to frequency and time. For an extended source, they can be written as:

$$\begin{aligned}\tau &= \frac{\partial \phi_t}{\partial \omega} = \frac{\partial \phi_g}{\partial \omega} + \frac{\partial \phi_s}{\partial \omega} \\ &= -\frac{1}{c} \vec{B} \cdot \vec{k}_{P_0} + \tau_s\end{aligned}$$

and:

$$\begin{aligned}\dot{\tau} &= \frac{1}{\omega} \frac{\partial \phi_t}{\partial t} = \frac{1}{\omega} \frac{\partial \phi_g}{\partial t} + \frac{1}{\omega} \frac{\partial \phi_s}{\partial t} \\ &= -\frac{1}{c} \dot{\vec{B}} \cdot \vec{k}_{P_0} + \dot{\tau}_s\end{aligned}$$

where τ_s and $\dot{\tau}_s$ are source structure effects.

Thus, the absolute VLBI position determined in astrometry is the position of the adopted reference point P_0 if structure effects are accounted for in the modelled delays and delay rates. The choice of the reference point is critical for the stability of the celestial reference frame. This point should be a specific feature of the structure that is easily recognizable over time and frequency. In practice, no general rule can be established and the choice should be made on a source by source basis. However, most of the radio sources used in astrometry have a compact core which fulfils partially the above requirements.

Since brightness distributions are generally referred to a local coordinate frame in the plane of the sky near the source, it is convenient to introduce an arbitrary origin O in the expression of ϕ_s so that $\overrightarrow{P_0 P} = \overrightarrow{OP} - \overrightarrow{OP_0}$. Adopting the mathematical form used by Thomas (1980), ϕ_s can be written as:

$$\phi_s = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{B} \cdot \overrightarrow{OP_0} + \tan^{-1} \left(\frac{-Z_s}{Z_c} \right) \quad (3)$$

where Z_c and Z_s are the following real numbers:

$$Z_c = \iint_{\Omega_s} I(P, \omega, t) \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \vec{B} \cdot \overrightarrow{OP} \right) d\Omega$$

$$Z_s = \iint_{\Omega_s} I(P, \omega, t) \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} \vec{B} \cdot \overrightarrow{OP} \right) d\Omega$$

Then τ_s and $\dot{\tau}_s$ are:

$$\tau_s = \frac{1}{c} \vec{B} \cdot \overrightarrow{OP_0} + \left(\frac{Z_s \frac{\partial Z_c}{\partial \omega} - Z_c \frac{\partial Z_s}{\partial \omega}}{Z_c^2 + Z_s^2} \right) \quad (4)$$

$$\dot{\tau}_s = \frac{1}{c} \dot{\vec{B}} \cdot \overrightarrow{OP_0} + \frac{1}{\omega} \left(\frac{Z_s \frac{\partial Z_c}{\partial t} - Z_c \frac{\partial Z_s}{\partial t}}{Z_c^2 + Z_s^2} \right) \quad (5)$$

Complete analytical expressions of τ_s and $\dot{\tau}_s$ are given in Thomas (1980). In practice, only the expressions Z_c and Z_s above have to be calculated to derive the structure effects for the 3 quantities. The computation of Z_c and Z_s requires a representation of the brightness distribution $I(P, \omega, t)$. We will consider 3 cases: the case of a finite number of delta functions (hybrid map obtained with CLEAN algorithm), the case of a two-dimension piecewise brightness distribution (hybrid map obtained with the maximum entropy method) and the case of a finite number of Gaussian functions (Model-fitting). Hereafter, we simplify the notation $I(P, \omega, t)$ by using $I(P)$ only.

a) delta functions:

In the case of n delta functions, the brightness distribution is given by:

$$I(P) = \sum_{k=1}^n S_k \delta(\overrightarrow{OP} - \overrightarrow{OP}_k)$$

where, P_k is the position of the k^{th} delta function, and S_k its flux density. Hence Z_c and Z_s become:

$$Z_c = \sum_{k=1}^n S_k \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} (\vec{B} \cdot \overrightarrow{OP}_k)\right) \quad (6)$$

$$Z_s = \sum_{k=1}^n S_k \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} (\vec{B} \cdot \overrightarrow{OP}_k)\right) \quad (7)$$

b) piecewise distribution:

A two-dimension piecewise brightness distribution is composed of a finite number of similar symmetric functions. In such a case, the structure effects depend on

the positions and intensities of these functions, but not on their shape (Fujishita 1983). For calculating structure effects, each pixel can be replaced by a delta function located at its center with a flux density equal to that of the pixel. Thus, equations (6) and (7) above can also be used.

c) Gaussian functions:

For Gaussian functions of different size and orientation, a complete derivation has been carried out in Charlot (1989b) and gives:

$$Z_c = \sum_{k=1}^n \left[S_k e^{-2\pi^2 (a_k^2 U_k^2 + b_k^2 V_k^2)} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \vec{B} \cdot \overrightarrow{OP_k}\right) \right]$$

$$Z_s = \sum_{k=1}^n \left[S_k e^{-2\pi^2 (a_k^2 U_k^2 + b_k^2 V_k^2)} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \vec{B} \cdot \overrightarrow{OP_k}\right) \right]$$

with:

$$a_k = \frac{\text{FWHM}_k(\text{major axis})}{2\sqrt{2 \log 2}}$$

$$b_k = \frac{\text{FWHM}_k(\text{minor axis})}{2\sqrt{2 \log 2}}$$

and:

$$U_k = u \cos \theta_k + v \sin \theta_k$$

$$V_k = -u \sin \theta_k + v \cos \theta_k$$

where u and v are the coordinates (expressed in number of wavelength) of the baseline vector projected on the plane of the sky along the east-west and north-south direction; P_k is the position of the k^{th} Gaussian function; θ_k is the angle between the major axis of this function and the u-axis; and S_k is its flux density.

3. Case of a two-component model

A two-component model is useful to estimate the magnitude and variations of source structure effects in VLBI observables used for astrometry and geodynamics. Hereafter, we consider a model composed of two delta functions with flux densities S_1 and S_2 ($S_2 < S_1$), and located in the plane of the sky at P_1 and P_2 , assuming that the axis joining the 2 components is parallel to the u-axis and that $P_1 = O$ (origin of the local coordinate frame). We select the centroid of (P_1, P_2) as the reference point P_0 . In this case, calculations are free of geometric diurnal effects which appear when the reference point is shifted from the centroid of the source. Thereby, this leads to a more simple interpretation of structure effects. However, such a choice would not be appropriate for an actual analysis of VLBI data because the centroid of the brightness distribution of a source is likely to move with time since $\overrightarrow{P_1 P_2}$ and $\frac{S_2}{S_1}$ may change.

Source structure effects can be expressed as functions of $K = \frac{S_2}{S_1}$ and $R = \frac{\vec{B}}{\lambda} \cdot \overrightarrow{P_1 P_2}$. R is the ratio between the separation of the two components and the projected fringe spacing along the source axis ($\overrightarrow{P_1 P_2}$). From equations (3), (6) and (7), we derive:

$$\phi_s = \frac{2\pi K}{1+K} R + \tan^{-1} \left(\frac{-K \sin(2\pi R)}{1+K \cos(2\pi R)} \right) \quad (8)$$

Expressions of τ_s and $\dot{\tau}_s$ are obtained by taking the partial derivatives of ϕ_s with respect to frequency and time (equations (4) and (5)). For this derivation, the flux densities of the two components are assumed frequency and time independent. Then:

$$\tau_s = \frac{2\pi K(1-K)}{\omega(1+K)} \frac{(1 - \cos(2\pi R))R}{K^2 + 2K \cos(2\pi R) + 1} \quad (9)$$

and:

$$\dot{\tau}_s = \frac{2\pi K(1-K)}{\omega(1+K)} \frac{(1-\cos(2\pi R))\dot{R}}{K^2 + 2K\cos(2\pi R) + 1} \quad (10)$$

Variations of τ_s and $\dot{\tau}_s$ as functions of R show that these terms peak for $R \sim 0.5+n$ (n integer) but are null for $R = n$ (Thomas 1980, Charlot 1989b). In other words, τ_s and $\dot{\tau}_s$ are changing as the orientation of the baseline projected on the sky varies with time relative to the main features of the source morphology. Maxima are reached everytime the projected baseline makes $R = 0.5, 1.5, 2.5\dots$ For τ_s , the intensities of these maxima are approximately:

$$(\tau_s)_{max} \sim \frac{4\pi K}{\omega(1-K^2)}(0.5+n) \quad (11)$$

Hence, when K is close to unity, these maxima become very large. We also note that $(\tau_s)_{max}$ is proportional to $(0.5+n)$ so that it is larger when the separation $|\overrightarrow{P_1P_2}|$ between the two components is a higher multiple of the projected fringe spacing along the source axis. For $\dot{\tau}_s$, the intensities of these maxima cannot be obtained in a straightforward manner since they depend on \dot{R} , and therefore on the geometry of the problem.

We now discuss the variations of the structure effects for an equatorial baseline assuming that the declination of the source is zero. In such a case, the variations of R over 24 hours are between $-R_{max}$ and $+R_{max}$ with $R_{max} = \frac{|\vec{B}|}{\lambda} \cdot |\overrightarrow{P_1P_2}|$. Hereafter, we present calculations at 8.4 GHz for various values of R_{max} and K . The date of these fictitious observations plotted is assumed to be 2000.00.

Figures 1, 2 and 3 show the structure effects τ_s , $\dot{\tau}_s$, ϕ_s for $K = 0.95$, $K = 0.80$ and $K = 0.50$. There are five curves in each figure, corresponding to values of R_{max} between 0.3 and 1.0 which are frequently found in geodynamics VLBI program. When $R_{max} > 0.5$, the baseline projected on the u-v plane crosses four times the straight lines $R = \pm 0.5$, which explains the four peaks seen for τ_s and $\dot{\tau}_s$. Had R_{max} been greater than 1.5, the projected baseline would have also crossed the straight lines $R = \pm 1.5$ and τ_s and $\dot{\tau}_s$ would have exhibited four additional peaks

with higher intensity (see Charlot 1989b). But observing strategy for geodynamics VLBI programs should avoid such sources. When $R_{max} \sim 0.5$, two peaks of τ_s are blended and structure effects cover a larger time span than for $R_{max} = 1$. We also note the peaks of τ_s and $\dot{\tau}_s$ widen when K lessens: for $R_{max} = 1$, the width of the peaks at the tenth peak height is ~ 15 mn if $K = 0.95$, ~ 1 h if $K = 0.80$ and ~ 2 h 30mn if $K = 0.50$ (see Figures 1, 2 and 3). The peak intensities of τ_s in Figures 1, 2 and 3 are consistently given by equation (11) as 1.15 ns if $K = 0.95$, 0.26 ns if $K = 0.80$ and 0.080 ns if $K = 0.50$. In addition, we derive a maximum effect of 12 ps for $K = 0.1$. For our purpose of modelling the BWS delay at the 10 ps level, it is therefore necessary to account for the structure effects produced by a two-component source with $0.5 < |R_{max}| < 1.5$ as soon as $K \geq 0.1$. A large number of radio sources observed in geodynamics VLBI program fall in this category.

Figure 1 shows that the structure effect τ_s undergoes a sharp transition from two separated peaks to a plateau when R_{max} is in the vicinity of 0.5 ($R_{max} = 0.48, 0.50, 0.52$) and K high. This means that the separation between the two nearly equal components should be known to better than 1% for modelling properly this transition. Such a precision is not presently obtainable in VLBI maps and any data acquired during this transition should be eliminated. Figure 3 shows that the transition is smoother when K is not as high as in Figure 1 and 2. The structure effects in Figure 3 correspond to radio sources with $K = 0.5$ commonly found. The variation of τ_s is still large, changing from 0.0 to 80 picoseconds over an extended period (7 hours). But in this case, the structure effect τ_s can be properly predicted from hybrid maps because the separation $|\overrightarrow{P_1 P_2}|$ needs to be known to 5% only.

Additional simulations for observations with large Band Width like those of the Crustal Dynamics Program (85 MHz at 2.3 GHz and 360 MHz at 8.4 GHz) are presented in Charlot (1989b). They indicate that the structure effect τ_s derived

for the group delay at a single frequency (equation (4)) is not appropriate for the Band Width Synthesis delay produced with several 2 MHz-bands spanning 360 MHz at 8.4 GHz. When $K = 0.95$, these simulations show that the peak intensities for the structure BWS delay are 25% lower than those calculated for the group delay at a single frequency corresponding to the mean value of the eight frequency channels used by Crustal Dynamics Program. At the correlator, the BWS delay observable is obtained by fitting a slope to the residual phases measured in those narrow channels. It is necessary to proceed in the same way for calculating accurately the contribution of the structure effect in this observable. Thus, it is recommended that the correction $(\tau_{BWS})_s$ be the slope of a straight line fitted to the individual structure phases calculated for each frequency channel used during the observations. In addition, spectral index of source components can be accounted for by assigning a different source brightness distribution to each frequency channel when calculating the structure phases (see discussion below).

At this step, it is also worth noting that the delay rate observable is determined by fitting a slope to the residual phases over time, which is not equivalent to the time derivative $\dot{\tau}_s$ of equation (5). In practice, we calculate $\dot{\tau}_s$ with the formula:

$$\dot{\tau}_s \sim \frac{1}{\omega} \left(\frac{\phi_s(t_2) - \phi_s(t_1)}{t_{int}} \right) \quad (12)$$

with:

$$t_1 = t_0 - \frac{t_{int}}{2}$$

$$t_2 = t_0 + \frac{t_{int}}{2}$$

where t_0 is the mean epoch of the observation and t_{int} is the integration time. This computation scheme *does not replicate* exactly the one used at the correlator where multiple weighted 1 sec integration periods enter into the fit to determine

the delay rate. When using all frequency channels in Band Width Synthesis, the adopted correction $\hat{\tau}_s$ is the mean value of the corrections calculated for the individual channels.

Up to this point, we have not accounted for the possible frequency dependence of the flux densities of the two components. This frequency dependence induces an additional term in the structure delay which is proportional to the spectral index difference of the two components. Although this is often overlooked, this term does not depend on the Band Width spanned in the observations, and exists both in the group delay and the BWS delay. For the group delay, the following term must be added to τ_s of equation (9) (Thomas 1980, Charlot 1989b):

$$\Delta I_\omega = \frac{K(\alpha_1 - \alpha_2)}{\omega} \frac{\sin(2\pi R)}{K^2 + 2K \cos(2\pi R) + 1}$$

where α_1 and α_2 are the spectral index of the two components. ΔI_ω is null for $R = 0.5$ ($K \neq 1$) but reaches the extrema $\pm \frac{(\alpha_1 - \alpha_2)K}{\omega(1 - K^2)}$ on both sides of $R = 0.5$ (see Charlot 1989b). These extrema are significant for nearly equal components with large spectral index difference ($\alpha_1 - \alpha_2 \geq 1$). It is to be noted that $\alpha_1 - \alpha_2 = 5$ for an ideal synchrotron source consisting in an optically thick one-component core ($\alpha_1 = +2.5$) and an optically thin ejecta ($\alpha_2 = -2.5$) (Dulk 1985).

In Figure 4, we have plotted the contribution due to ΔI_ω in the BWS delay over a 24-hour period for various values of R_{max} between 0.3 and 1, assuming $K = 0.95$ and $\alpha_1 - \alpha_2 = 1$. The maximum effect is 0.18 ns, which corresponds to 15% of the main term (see Figure 1). Again we note that the shapes of these curves are very different according to $R_{max} = 0.48$, $R_{max} = 0.50$ or $R_{max} = 0.52$. Therefore such effects cannot be modelled properly due to the high accuracy required on the separation of the two components. Had the ratio K been 0.5, the maximum effect would have been 13 ps. Hence, we conclude that the frequency dependence of the two components should be accounted for as soon as $K \geq 0.5$ when $\alpha_1 - \alpha_2 = 1$. Charlot (1989a) has found a spectral index difference

of ~ 2.5 between two nearly equal components separated by 0.65 mas in the core region of 3C454.3. In this case, the frequency dependence of the flux densities could cause a 30% error if not considered when calculating the structure delay.

4. Case of the radio source NRAO140

NRAO140 was observed as a calibrator at 5 GHz during an experiment on radio stars in July 1983 (Lestrade *et al.* 1985) with a 6-station VLB array (Effelsberg, Haystack, Greenbank, Fort Davis, phased VLA, Owens Valley). The data were sufficient to study the structure of this source by three different methods: hybrid-mapping (CLEAN), Maximum Entropy Method, and Model-fitting. The maps and the model we obtained are presented in Charlot, Hough and Lestrade (1989), hereafter CHL89. Only the CLEAN map (CLEAN) has been reproduced in Figure 5. The structure of NRAO140 is of the core-jet type and consists of four components, two of which (A and B) having nearly equal intensities, while the two others (C and D) have comparatively low intensities (see Figure 5). Superluminal motion with $v \sim 4c$ ($\mu = 0.12$ mas/yr) was observed at 10.7 GHz between A and B by Marscher and Broderick (1982). In addition, these authors distinguished two subcomponents in component A (Marscher and Broderick 1985), and furthermore Marscher (1988) reported that these two subcomponents exhibit a superluminal motion similar to the one between A and B.

We have calculated the structure effects produced by NRAO140 at 5 GHz, assuming that the reference point is the component B. This feature was selected because it is well-separated from the other components and relatively unresolved, whereas the core is blended with the innermost jet component and elongated at the epoch of our observations. Actually, this component B should not be selected as the reference point for correcting structure effects in long-term astrometric solutions since it moves away from the core that is thought to be stable in extragalactic

radio sources. This stability has been demonstrated at the level of 20 microarcseconds/year for the quasars 3C345 and NRAO512 (Bartel *et al.* 1986). The difficulty in choosing the proper reference point in NRAO140 is an example of the complexity of future ultra-precise VLBI astrometry.

The structure effects have been calculated from the three representations of the morphology of NRAO140 mentioned above (CLEAN map, MEM map, four-component model). For these calculations, we have eliminated all pixels with intensities under the dynamic range of our MEM map ($\sim 8\%$ of the peak brightness) and all CLEAN components which are obviously not part of the four components A, B, C and D. Figures 6 and 7 show the structure effects in delay, delay rate and phase over the period of our observations for two intercontinental baselines (Effelsberg-Haystack and Effelsberg-VLA). For the other intercontinental baselines (Effelsberg-Greenbank, Effelsberg-Owens Valley, Effelsberg-Fort Davis) the effects are similar. All plots for $(\tau_{BWS})_s$ and $\dot{\tau}_s$ exhibit a significant peak between 10h UT and 13h UT. In order to compare the epochs of the peaks with the u-v coordinates of the projected baselines, we have plotted the u-v plane for NRAO140 in Figure 8. It is clear that the peaks appear when the u-v tracks cross the straight line which is orthogonal to the jet structure of the source and corresponds to $R = 0.5$ (R is the ratio between the separation of the components A and B and the projected fringe spacing along the source axis). For continental US baselines no effect is above 0.2 ns. This is because the u-v tracks these baselines do not cross the straight line $R = 0.5$ (see Figure 8).

By comparing Figures 6 and 7, we first note that the CLEAN and MEM maps produce roughly the same peak intensities independently of the baseline considered. This is not surprising since we have shown that in the case of a delta function representation, the peak intensities for a two-component model (acceptable approximation for NRAO140 here) depend only on the flux density ratio K and on the index n ($n = 0.5$ in our case) but not on the u-v coordinates

of the data point. On the contrary, the Gaussian function model produces peak intensities which depend on these u-v coordinates through the parameters U_k and V_k (see expressions of Z_c and Z_s of section 2c). Consequently these intensities may not agree with the other two representations. The peak intensities produced by the three representations of the brightness distribution are roughly the same for the baseline Effelsberg-Haystack, but for the baseline Effelsberg-VLA, the peak intensity produced by the Gaussian function model is ~ 4 times higher than those produced by the CLEAN and MEM maps. We have shown that the visibility is a function of the Gaussian parameters and when in the vicinity of a point of null visibility a slight variation of these parameters can shift the structure correction to infinite value. The uncertainties for the Gaussian parameters of the model of NRAO140 are relatively large (CHL89) and can be responsible for such a shift causing the large discrepancies in τ_s and $\dot{\tau}_s$ when compared to the other two representations.

Though at the same level, the peak intensities produced by the CLEAN and MEM maps on the baseline Effelsberg-VLA are significantly different (0.53 and 0.77 ns). Such a difference can be explained by a variation of 5% of the intensity ratio of the components A and B as indicated by equation (11), assuming that the structure of NRAO140 can be reduced to these two components at first order. This difference is consistent with the uncertainties quoted for the flux densities of the components A and B in CHL89 ($\sim 7\%$ for A and $\sim 5\%$ for B).

We also note that the peaks produced by the three representations are not time-registered. For example, on the baseline Effelsberg-VLA, the peak produced by the Gaussian model is ~ 6 minutes after the one produced by the MEM map and ~ 2.5 minutes before the one produced by the CLEAN map. From examining the u-v tracks, it is possible to infer that a 6-minute misregistration of the peaks for a two-component model is obtained when shifting the straight line $R = 0.5$ by $\sim 2.4 \cdot 10^6 \lambda$ along the source axis. Such a shift can be produced by a change

of $\sim 4\%$ of the value of R , which means a change of 0.07 mas in the separation between the components A and B. This change is consistent with the uncertainty quoted by CHL89 for this separation (± 0.05 mas). In addition, CHL89 noted that the separation between the brightness centroids of A and B is larger in the MEM map than in the CLEAN map with the latter being roughly equal to the one obtained with model-fitting. This is consistent with the fact that there is a better coincidence between the peaks produced by the CLEAN map and model-fitting than there is with the MEM map (see Figures 6 and 7). It is also understandable that the peaks produced by the MEM map appear first in time (Figures 6 and 7) since the larger separation between A and B in this map makes the u-v tracks cross the straight line $R = 0.5$ earlier (see u-v plane in Figure 8).

We now discuss the problem of which of the CLEAN map, the MEM map or the four-component model produces the most accurate astrometric structure corrections for BWS delays and delay rates. A useful test is to compare the closure delays and closure delay rates measured and computed around triangles of baselines. These closure quantities depend on the structure of the source only. They are always null for a point-source while they depart from zero for a spatially extended source similarly to closure phases used in hybrid mapping. In the case of NRAO140, we have compared the measured closure delays and closure delay rates to the corresponding closure structure corrections computed from the three representations of the brightness distribution. These comparisons have been made for all possible triangles of baselines. For intercontinental triangles, the closure BWS delays and delay rates exhibit significant departures from zero (> 0.5 ns and > 0.1 ps/s respectively) and the computed and measured values agree very well. Figures 9, 10, 11 and 12 show examples of this agreement in the case of the CLEAN map. For completeness, we also present the fit between the CLEAN map and the measured closure phases in these figures. The observations made at the epochs of the peaks have uncertainties larger than those made at epochs where the

structure effects are smaller. This is due to a sharp decrease in the signal to noise ratios at the peaks, consistent with the fact that structure effects are maximum in regions where the visibility function is minimum. For continental US baselines, the measured and computed closure quantities are smaller (< 0.5 ns and < 0.03 ps/s respectively) and they are within the uncertainties of the measurements.

By comparing the measured closure delays and delay rates to those computed from the CLEAN map, the MEM map and the four-component model, we note that the best agreement is for the CLEAN map. The peak intensities obtained with the CLEAN map are the most accurate though possibly slightly underestimated for the delay rate; this might be due to the approximation used to calculate the structure corrections for this observable (equation 12). The peak intensities produced by the MEM map appear to be underestimated ($\sim 30\%$), especially for the delay rate, whereas those produced by the four-component model are much too high. Based on this empirical test, we argue that model-fitting, which provides the most simple representation of the structure consistent with the data, is not appropriate for computing astrometric structure corrections. This finding, however, is limited to the radio source NRAO140. Further investigations are necessary to infer whether generally, one of the three representations (CLEAN map, MEM map, Gaussian component model) is more powerful for correcting structure effects in BWS delays and delay rates.

5. Conclusion

Simulations for a two-component model and calculations in the case of the radio source NRAO140 show that source structure effects in BWS delays and delay rates are significant. For BWS delays, they are typically at a level of 0.1 ns and are as large as 1 ns sometimes. In the case of NRAO140, we have estimated these effects by using three representations of the brightness distribution based on different

algorithms (CLEAN, maximum entropy method, model-fitting). This comparison indicates that the structure corrections produced by these three representations are consistent within 20%, provided the position of the projected baseline in the u-v plane is not close to regions of null visibilities. These corrections are also consistent with the measured closure delays and delay rates.

In the vicinity of null visibilities, structure corrections exhibit very large peaks whose intensity and occurrence in time depend strongly on map parameters (400% change has been found!). For modelling properly the structure effects in these regions of the u-v plane, the separations and flux densities of the components should be known to a few % or less. Such a precision cannot be obtained from existing mapping techniques. However, we note that the agreement with the measured closure delays and closure delay rates is satisfactorily when the corrections are computed from the CLEAN map. The limited number of points in the vicinity of null visibilities should be avoided by proper scheduling in high-precision geodesy and astrometry. Improvements of mapping techniques and the use of larger VLBI arrays (VLBA) should yield eventually more accurate structure corrections in these region of the u-v plane.

Acknowledgments

The author is indebted to J. F. Lestrade for proposing this work, for helpful discussions all along and for critically reading an earlier version of this manuscript. He is grateful to G. Petit and C. Boucher for useful discussions and for their support. He thanks all the participant observatories for providing the high quality data analysed in this report and the Haystack Observatory for correlating the observations. The author acknowledges the receipt of a BDI grant from the Centre National de la Recherche Scientifique and the Institut Géographique National to carry out this research.

References

- Bartel, N., Herring, T. A., Ratner, M. I., Shapiro, I. I., Corey, B. E.: 1986, *Nature*, **319**, 733.
- Carter, W. E., Robertson, D. S., Fallon, F. W.: 1988, *BIH Annual Report for 1987*, p. D-23.
- Charlot, P.: 1989a, *Astron. Astrophys.* (submitted).
- Charlot, P.: 1989b, Thesis, Observatoire de Paris.
- Charlot, P., Hough, D. H., Lestrade, J.-F.: 1989, *Astron. Astrophys.*, **211**, 261 (CHL89).
- Cornwell, T. J., Wilkinson, P. N.: 1981, *M. N. R. A. S.*, **196**, 1067.
- Davis, J. L., Herring, T. A., Shapiro, I. I.: 1988, in *IAU Symposium 129, The Impact of VLBI on Astrophysics and Geophysics*, Eds M. J. Reid and J. M. Moran, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, p. 367.
- Dulk, G. A.: 1985, *Ann. Rev. Astr. Astrophys.*, **23**, 169.
- Fujishita, M.: 1983, *Publication of the International Latitude Observatory of Mizusawa*, **XVII(1)**, 13.
- Lestrade, J.-F., Mutel, R. L., Preston, R. A., Phillips, R. B.: 1985, in *Radio Stars*, Eds R. M. Hjellming and D. M. Gibson, Reidel, Dordrecht, p. 275.
- Ma, C., Himwich, W., Mallama, A.: 1988, *BIH Annual Report for 1987*, p. D-9.
- Marscher, A. P.: 1988, *Astrophys. J.*, **334**, 552.
- Marscher, A. P., Broderick, J. J.: 1982, *Astrophys. J. (Letters)* **255**, L11.
- Marscher, A. P., Broderick, J. J.: 1985, *Astrophys. J.* **290**, 735.
- Readhead, A. C. S., Wilkinson, P. N.: 1978, *Astrophys. J.*, **223**, 25.
- Rogers, A. E. E., Cappallo, R. J., Hinteregger, H. F., Levine, J. I., Nesman, E. F., Webber, J. C., Whitney, A. R., Clark, T. A., Ma, C., Ryan, J., Corey, B. E., Counselman, C. C., Herring, T. A., Shapiro, I. I., Knight, C. A., Shaffer, D. B., Vandenberg, N. R., Lacasse, R., Mauzy, R., Rayhrer, B., Schupler, B. R., Pigg, J. C.: 1983, *Science* **219**, 51.

Ryan, J. W., Ma, C.: 1987, *NASA Technical Memorandum*, **100682**.

Sovers, O. J., Edwards, C. D., Jacobs, C. S., Lanyi, G. E., Liewer, K. M., Treuhaft,
R. N.: 1988, *Astron. J.*, **95**, 1647.

Thomas, J. B.: 1980, *NASA-JPL Publication*, **80-84**.

Figure captions

Fig. 1 Variations of structure delay, delay rate and phase over 24 hours for an equatorial baseline in the case of a zero declination double source with frequency independent flux density ratio $K = 0.95$. Calculations have been made for various values of R_{max} (0.30, 0.48, 0.50, 0.52, 1.00) and are for frequency 8.4 GHz.

Fig. 2 Same as Figure 1 for $K = 0.80$.

Fig. 3 Same as Figure 1 for $K = 0.50$.

Fig. 4 Structure delay produced by the frequency dependence of the brightness distribution in the case of an equatorial baseline and a zero declination double source with flux density ratio $K = 0.95$ and spectral index difference $\alpha_1 - \alpha_2 = 1$.

Fig. 5 Hybrid CLEAN map of NRAO140 at 5 GHz for epoch 1983.57.

Fig. 6 Comparison of structure effects on the baseline Effelsberg-Haystack for three different representations of the brightness distribution of NRAO140 (model-fitting, CLEAN map, maximum entropy map).

Fig. 7 Comparison of structure effects on the baseline Effelsberg-VLA for three different representations of the brightness distribution of NRAO140 (model-fitting, CLEAN map, maximum entropy map).

Fig. 8 The direction of the axis joining the two main components A and B of NRAO140 and the straight line $R = 0.5$ in the u-v plane.

Fig. 9 Comparison of measured closure quantities (vertical bars) and computed closure quantities (continuous curves) derived around the triangle Effelsberg-Haystack-VLA from the CLEAN map of NRAO140.

Fig. 10 Comparison of measured closure quantities (vertical bars) and computed closure quantities (continuous curves) derived around the triangle Greenbank-Effelsberg-VLA from the CLEAN map of NRAO140.

Fig. 11 Comparison of measured closure quantities (vertical bars) and computed closure quantities (continuous curves) derived around the triangle Fort Davis-Effelsberg-VLA from the CLEAN map of NRAO140.

Fig. 12 Comparison of measured closure quantities (vertical bars) and computed closure quantities (continuous curves) derived around the triangle Effelsberg-VLA-Owens Valley from the CLEAN map of NRAO140.

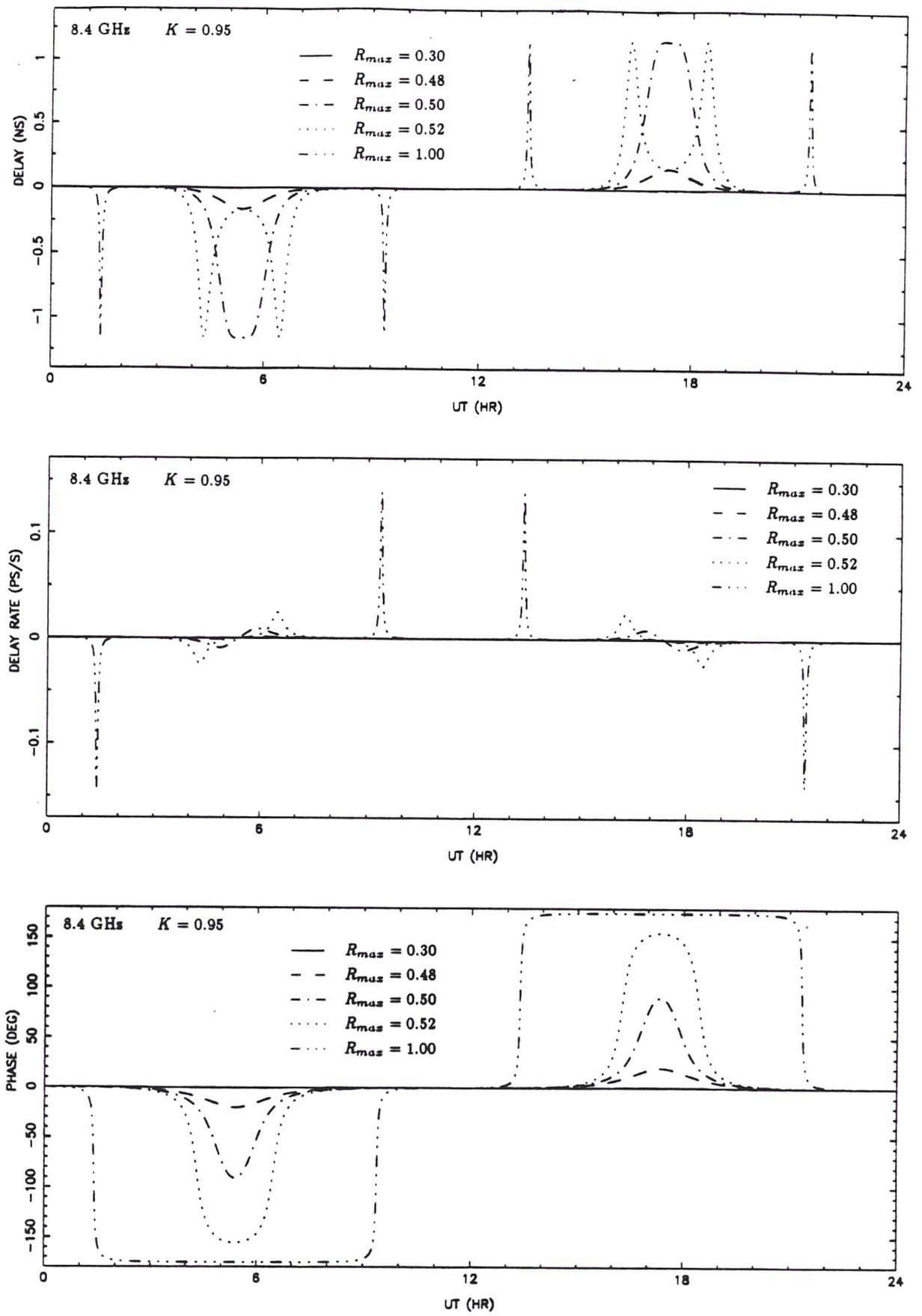


Figure 1

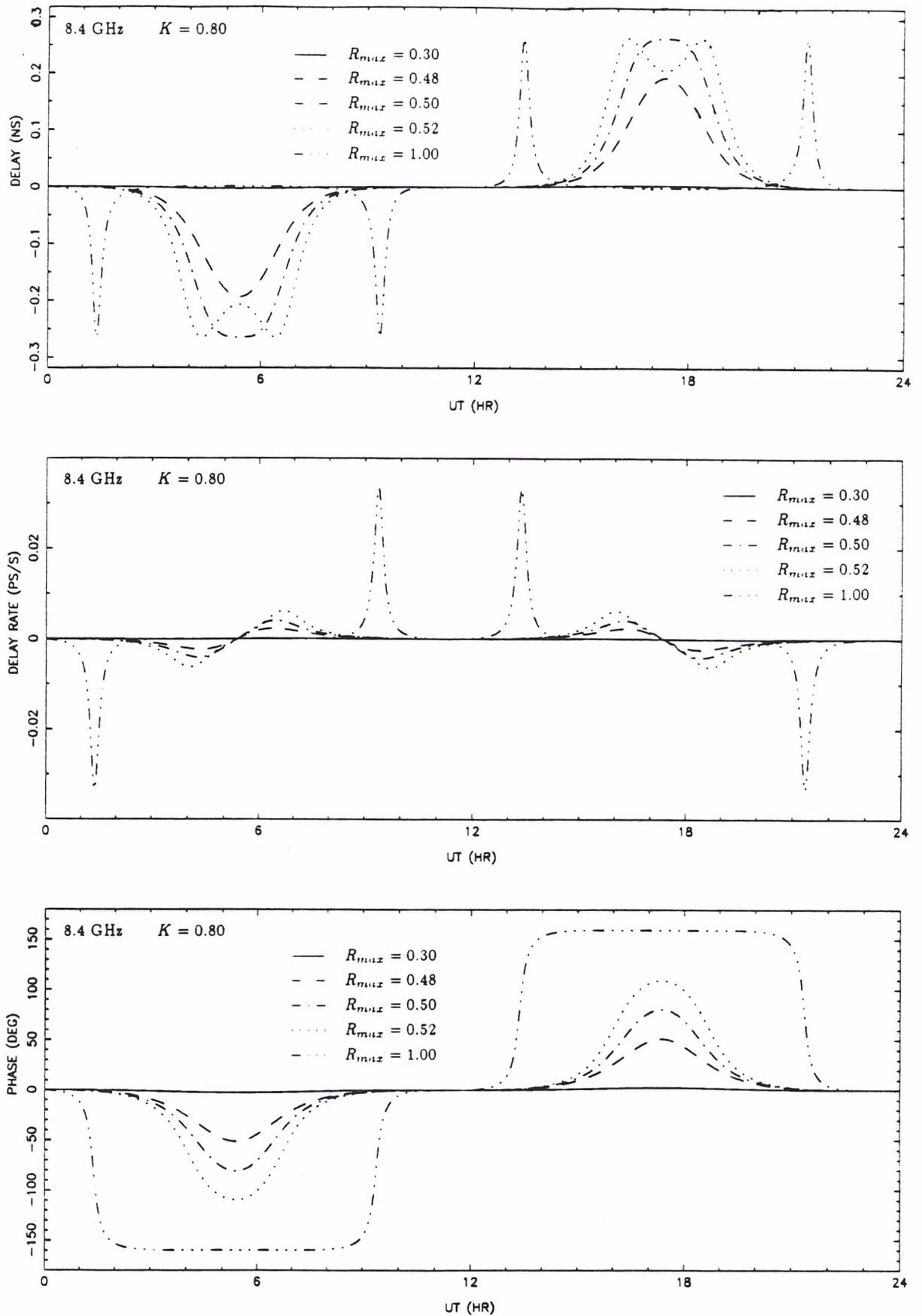


Figure 2

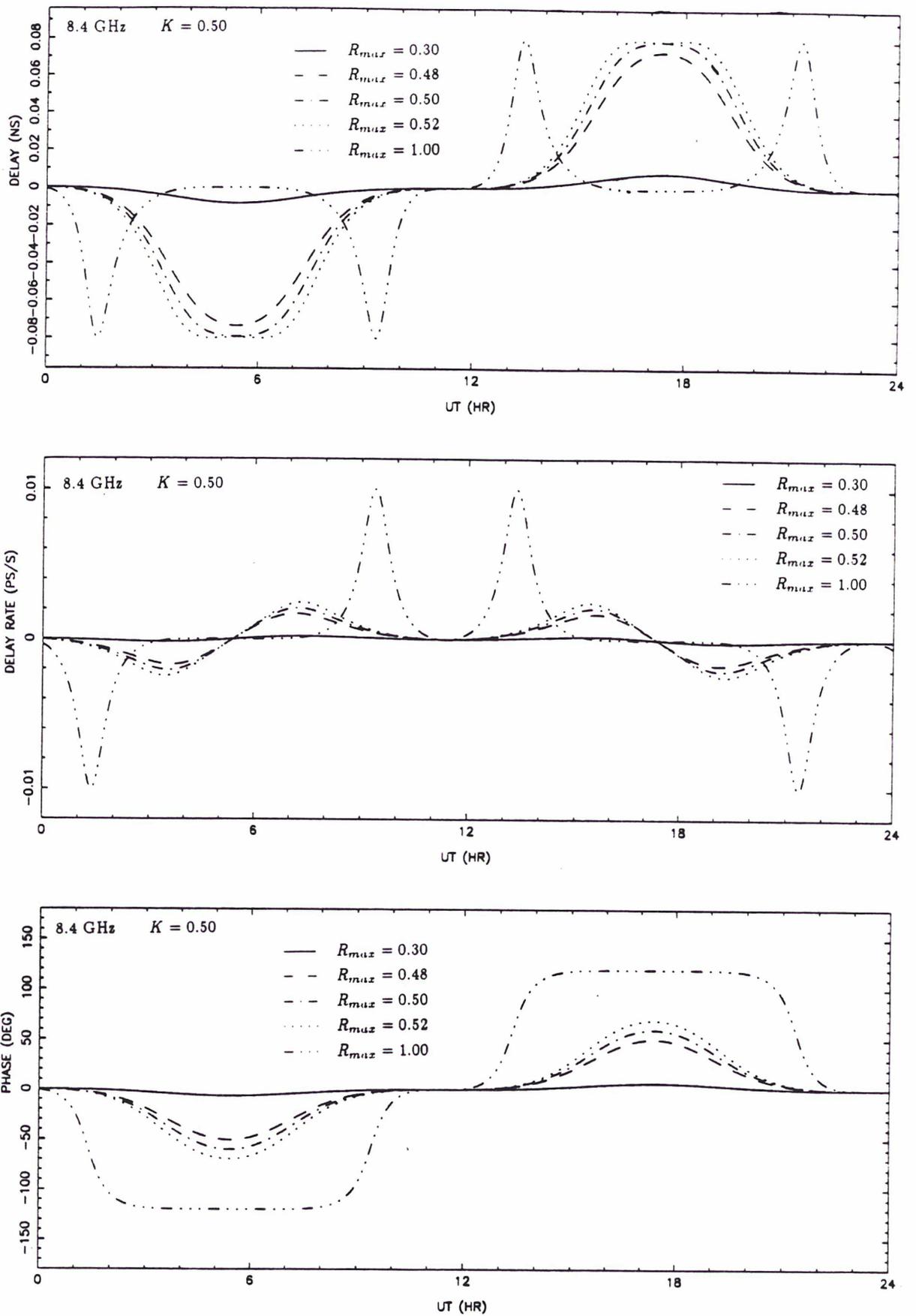


Figure 3

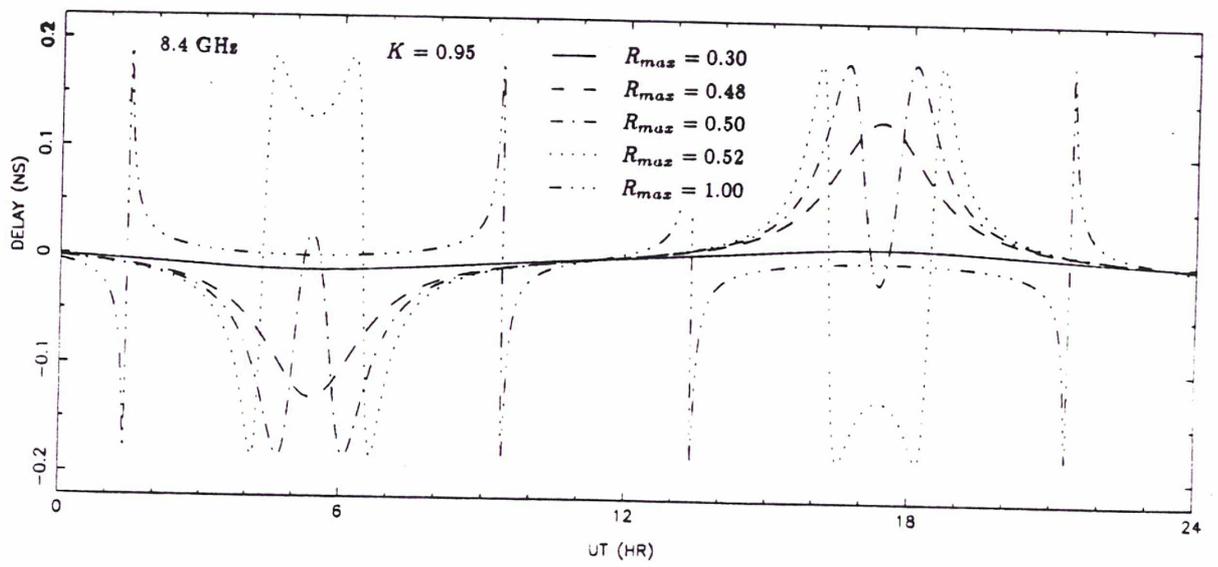


Figure 4

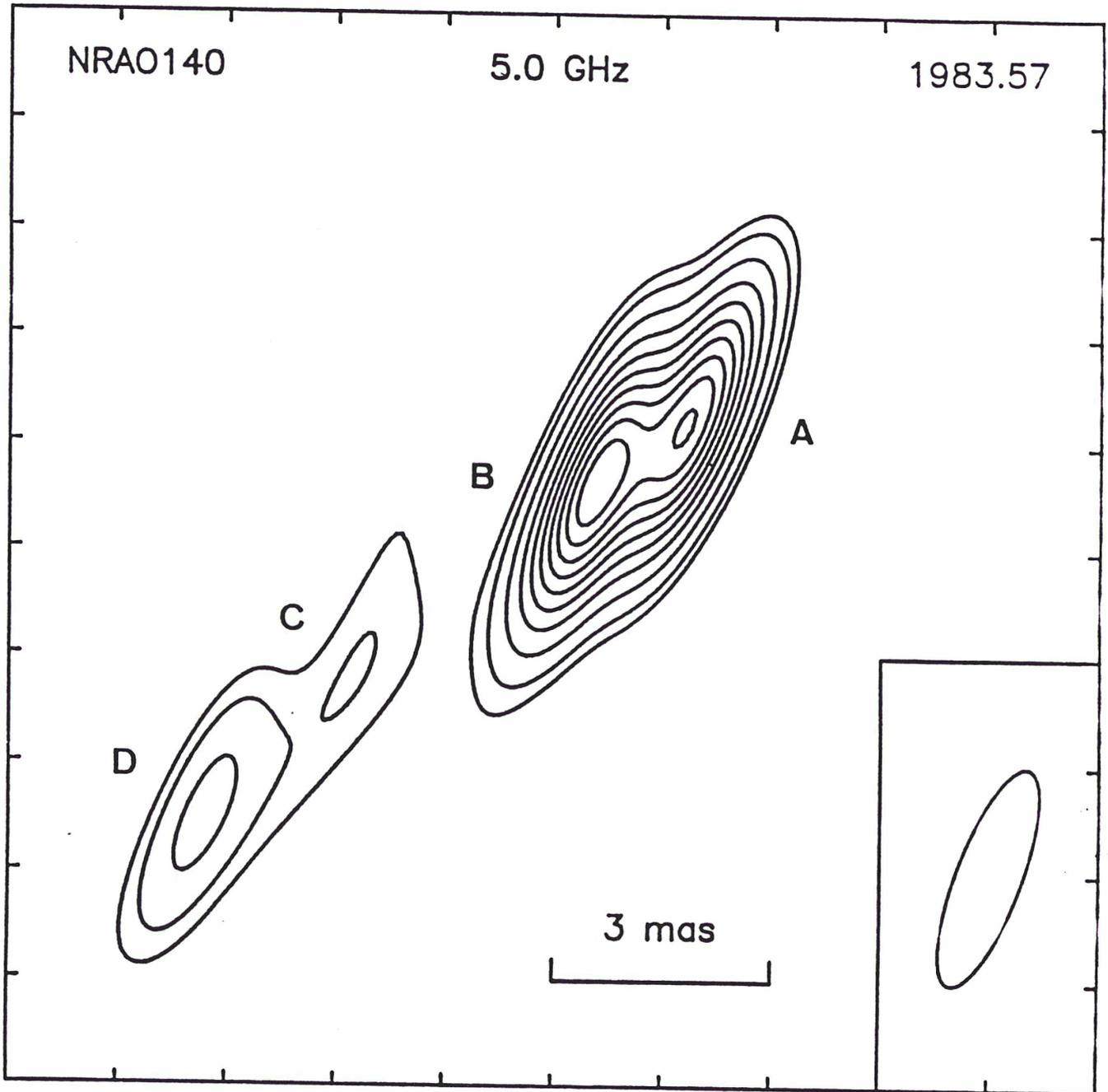


Figure 5

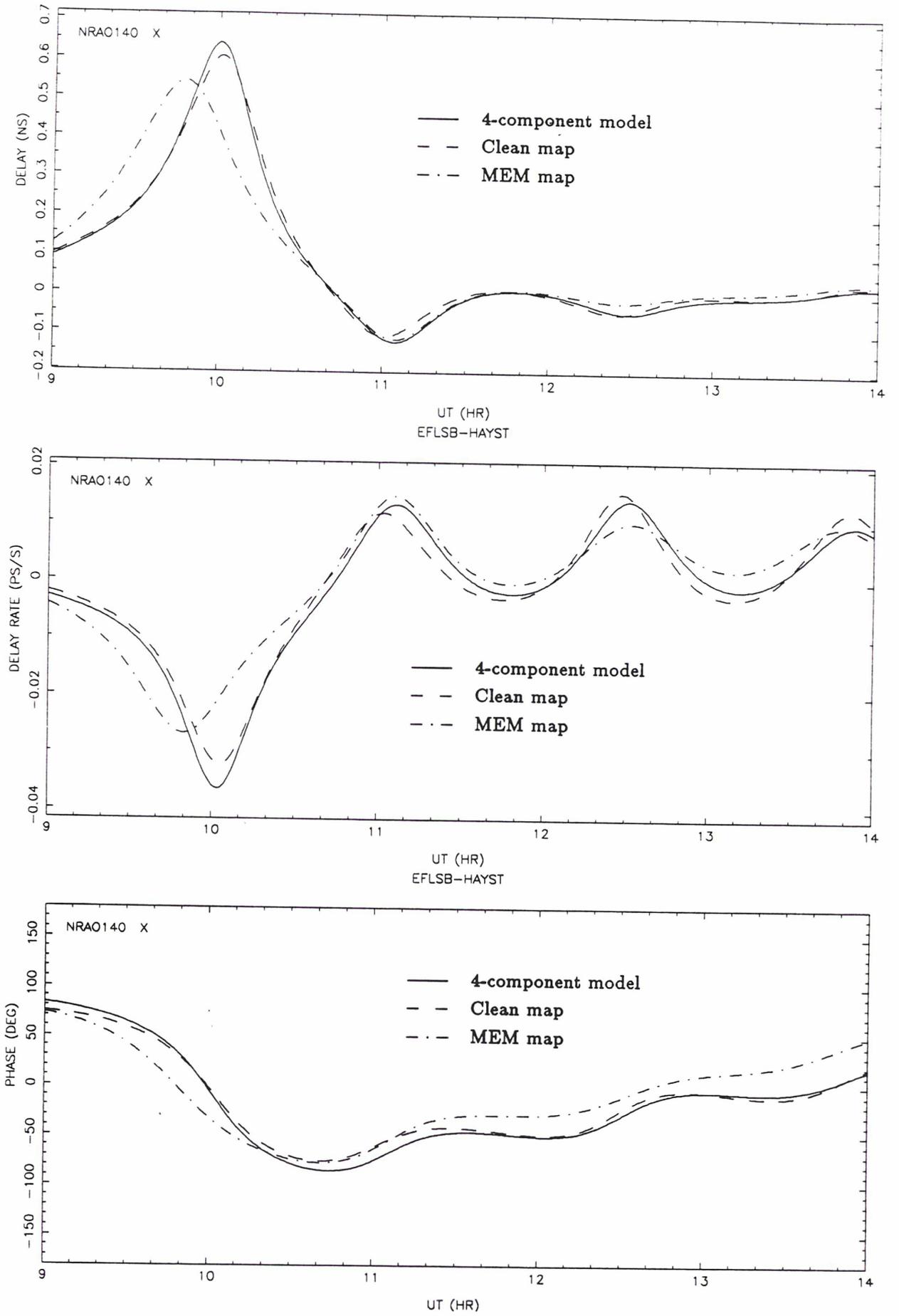


Figure 6

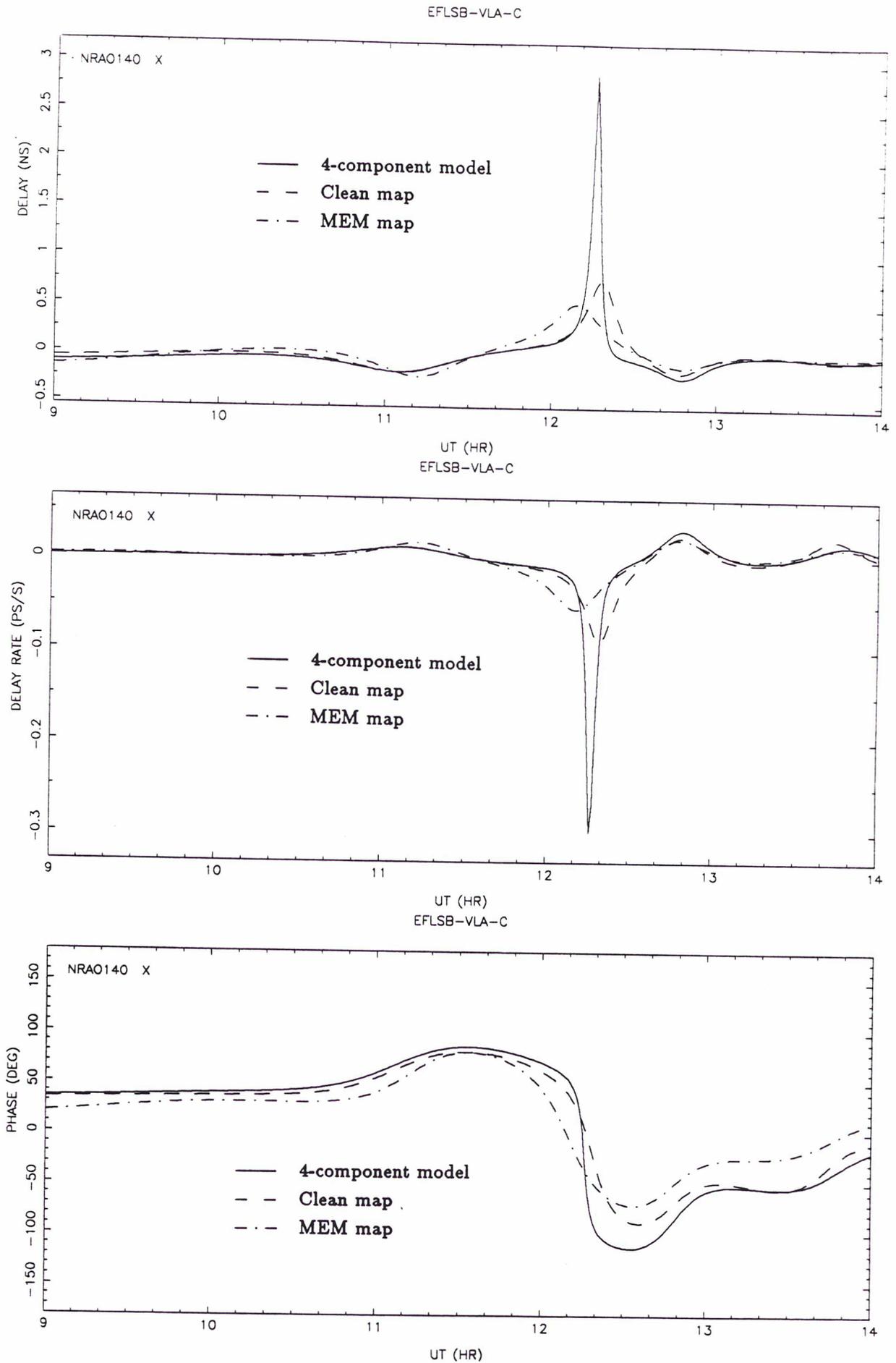


Figure 7

NRAO140 (Jul 1983, 4.99 GHz)

F G B K Y O

Source axis

$R = 0.5$

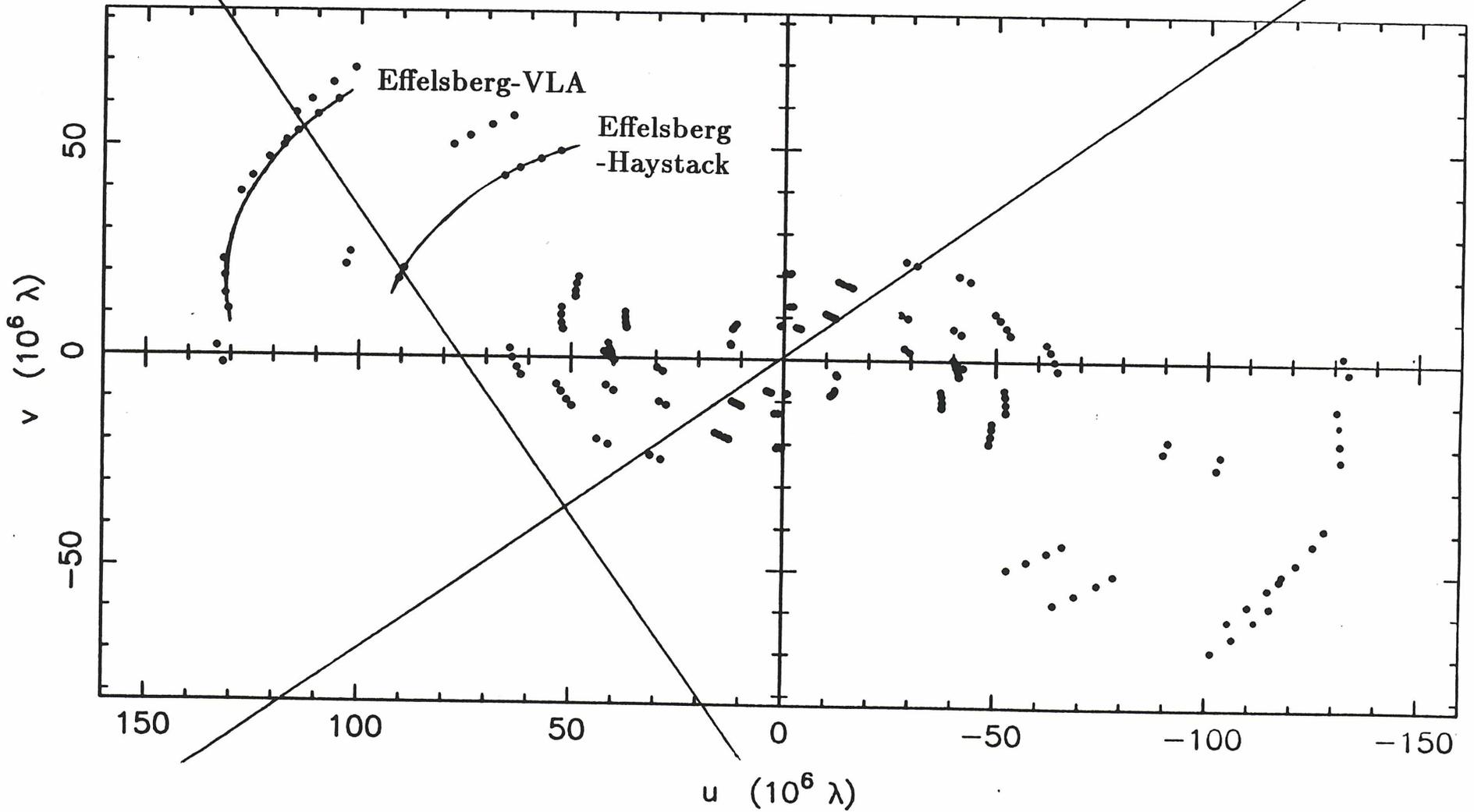


Figure 8

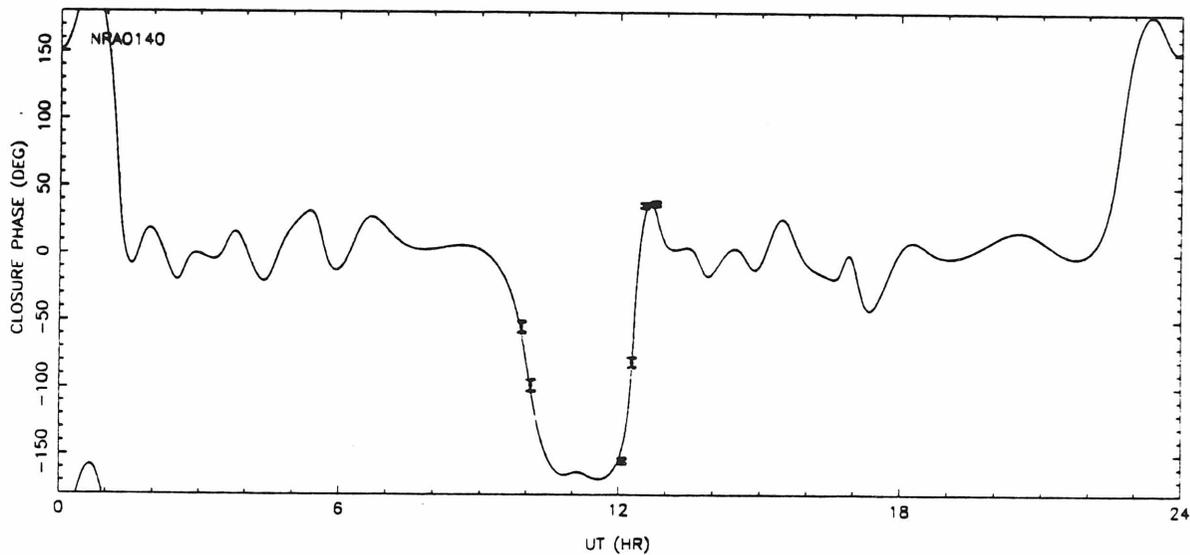
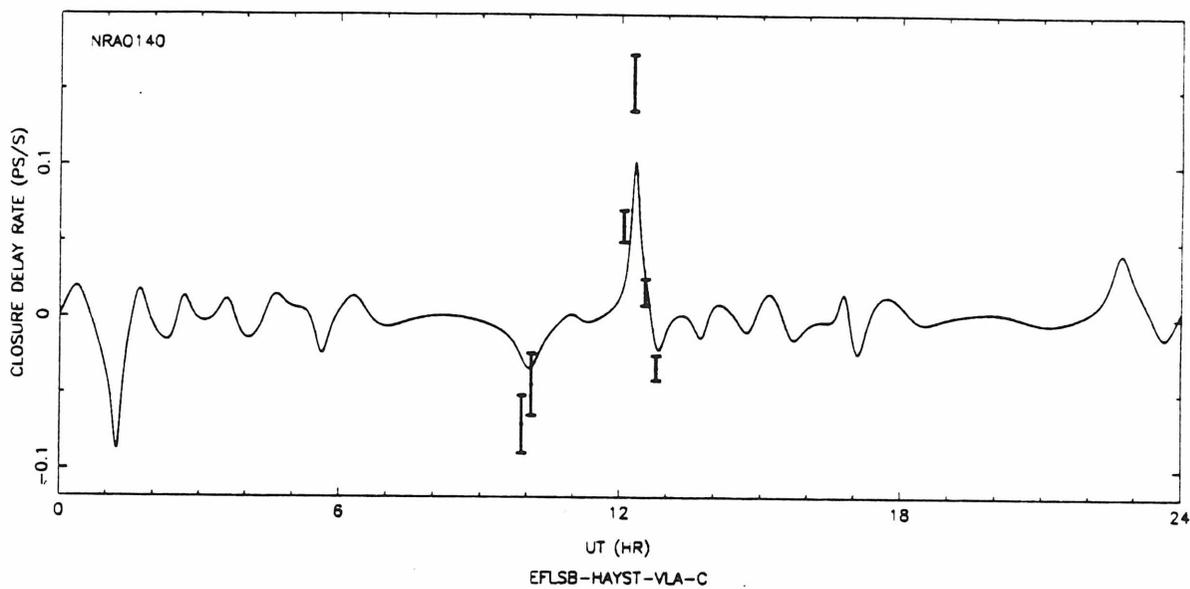
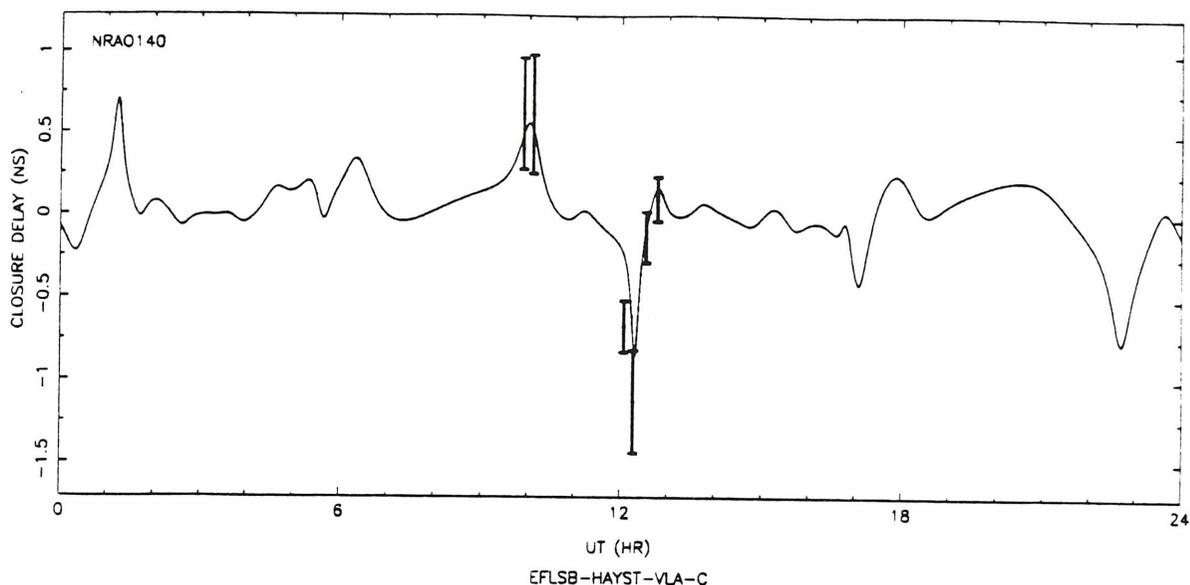


Figure 9

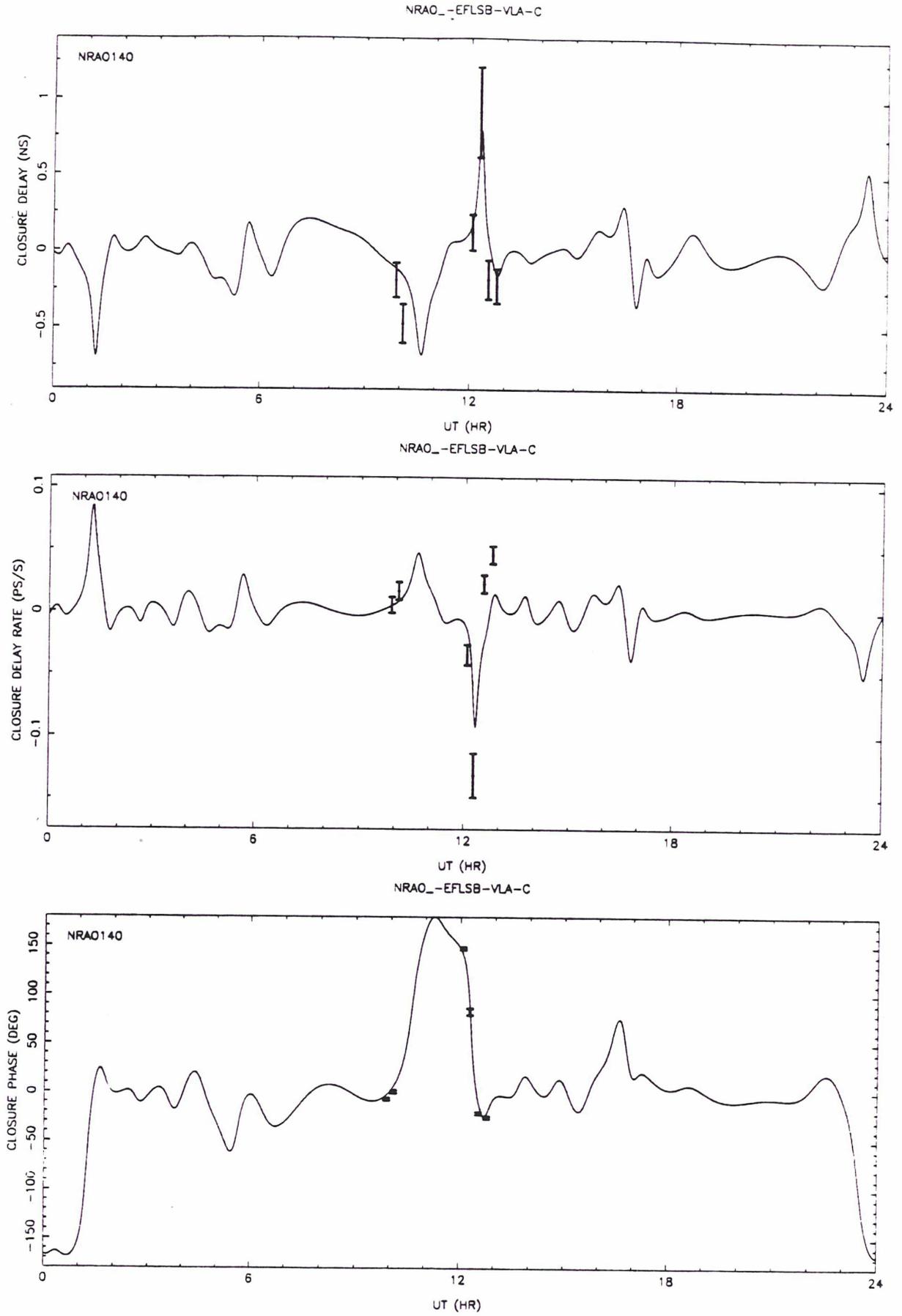


Figure 10

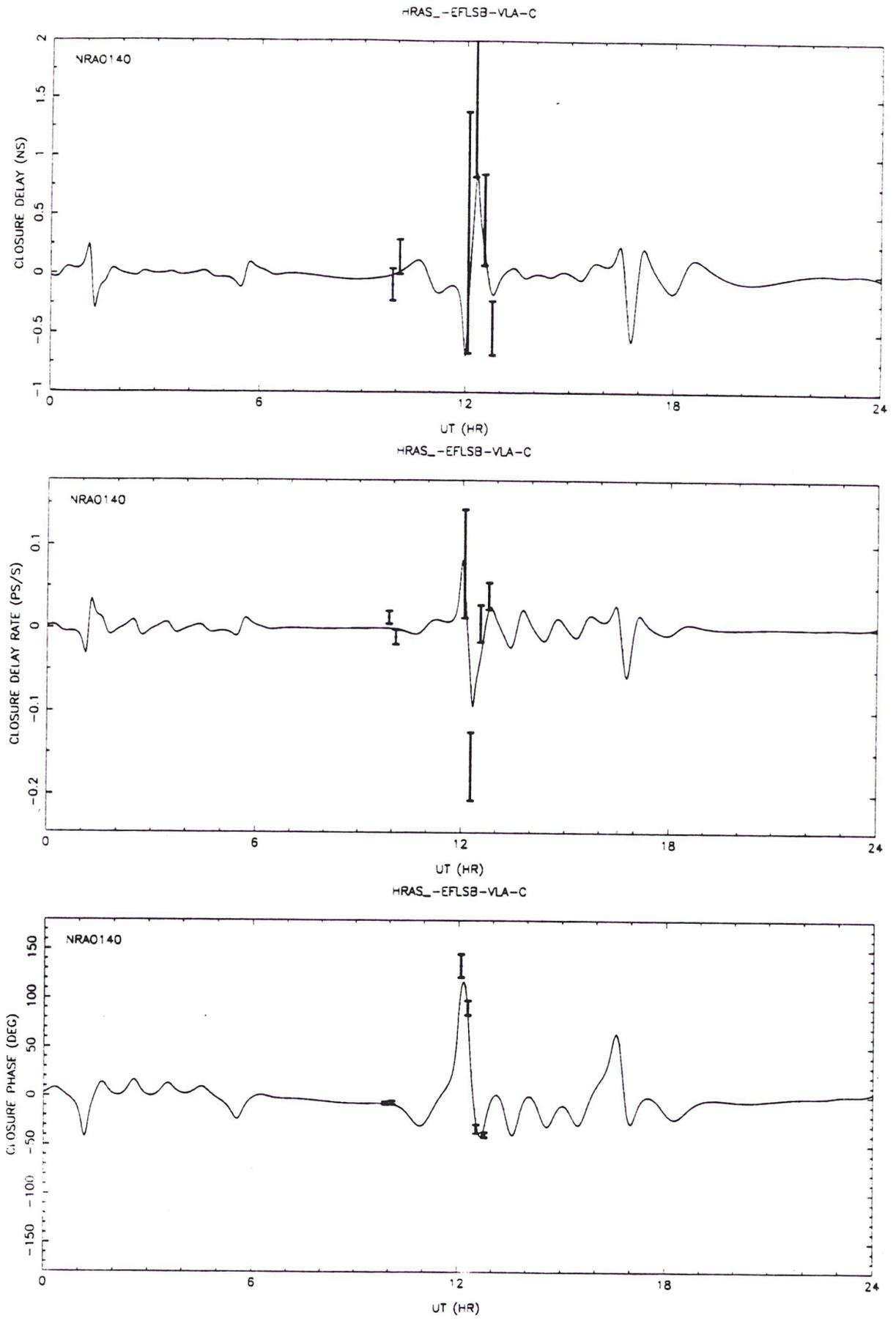


Figure 11

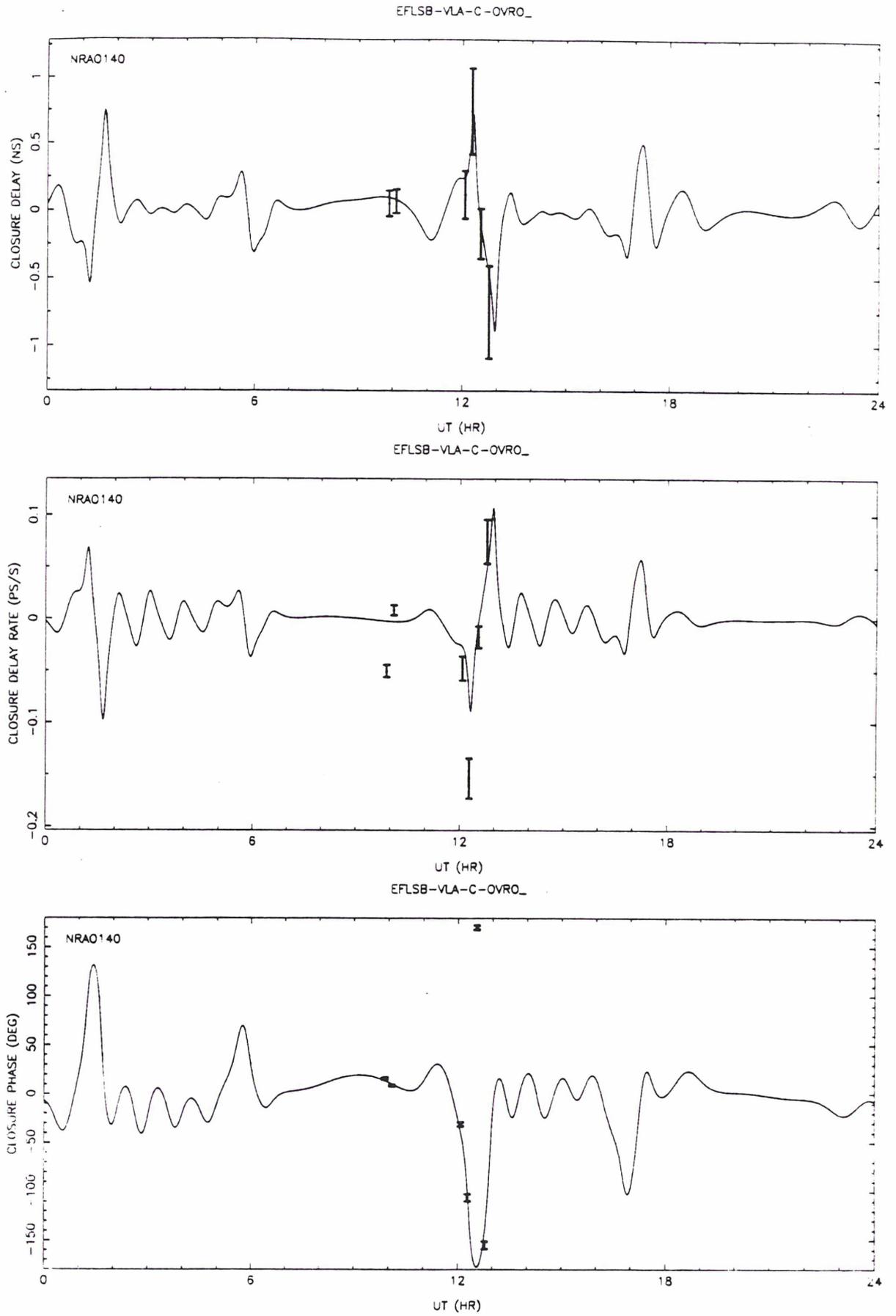


Figure 12

CHAPITRE V

**STRUCTURE DES SOURCES RADIO EXTRAGALACTIQUES
DANS LES EXPERIENCES "CRUSTAL DYNAMICS"**

Fourteen extragalactic radio sources mapped at 2.3 and 8.4 GHz
with a 24-hour Crustal Dynamics Program VLBI experiment

P. Charlot

Institut Géographique National/SGN, 2 Av. Pasteur, 94160 Saint-Mandé, France

Running title: Mapping with Crustal Dynamics Program VLBI data.

Send proofs to: P. Charlot, Bureau Central de l'IERS,

Observatoire de Paris,

61 Av. de l'Observatoire, 75014 Paris, France

Send offprint requests to: P. Charlot

Thesaurus code numbers: 02.01.1, 07.01.1, 09.04.1, 17.01.1, 17.03.1, 18.08.1

Extragalactic astronomy, main journal

(submitted to *Astronomy and Astrophysics*)

Summary

Fourteen extragalactic radio sources have been mapped at 2.3 and 8.4 GHz with a 24-hour Crustal Dynamics Program VLBI experiment on North-Pacific baselines in May 1985. Among these sources, five have never been previously mapped by the VLBI technique and seven are superluminal sources. By comparing our maps with others at close or previous epochs, our main results are: a tentative proposition that the components of the newly mapped source OQ208 evolve along a highly curved jet, a determination of the proper motion of the recently ejected jet component C₅ in 3C345, evidence for a high spectral index gradient in the core region of 3C454.3, and marginal indication for superluminal motion in DA193. These maps also emphasize the great potential of Crustal Dynamics Program VLBI experiments to monitor radio source structures on intervals as short as a few months since ~1980.

Key words: interferometry—radio sources: general—quasars: general—
quasars: jets of—BL Lacertae objects—Galaxies: active

1. Introduction

The VLBI celestial reference frame is defined by the positions of extragalactic radio sources. Its accuracy has reached the milliarcsecond (mas) level with the dual frequency (2.3 and 8.4 GHz) VLBI experiments of the past ten years. At this milliarcsecond level, most of the radio sources show extended structures which limit further improvements in the accuracy and stability of the VLBI celestial reference frame. The positions determined by VLBI depend on the lengths and orientations of the baselines used. Moreover, source structures change with epoch and some radio sources (e.g. 3C273, 3C345) exhibit superluminal motion along jets (e.g. Pearson *et al.* 1981; Biretta, Moore and Cohen 1986), which may shift their positions (determined by their brightness centroid) on a time scale of a few months.

For the purpose of establishing a stable VLBI celestial reference frame with a sub-milliarcsecond precision, it is necessary to account for radio source structures. The position of each source should be referenced to a specific feature of its morphology that is stable and easily recognizable over time. Consequently, radio source structures have to be monitored at both 2.3 and 8.4 GHz. It is likely that for sources with very stable structure, a single map is sufficient at each frequency, while several maps per year might be required for sources which show rapid structural changes (e.g. BL Lac, 3C273, 3C454.3). There is no systematic program for mapping the radio sources used in astrometry yet. Some sources have been intensively studied for astrophysical purposes; others have never been mapped at any frequency with the VLBI technique. Even for the well-known superluminal sources, it is often difficult to find maps with proper epoch to correct for the structure effects in a given astrometric/geodetic experiment. It is necessary to develop a systematic program for mapping astrometric radio sources.

As a first contribution to this program, we study the possibility of making maps with astrometric/geodetic experiments themselves. Mapping in astrophysics

is based on data acquired during a full u-v track of a source by a VLB array and on complete calibration information for each radiotelescope. During astrometric/geodetic experiments, the u-v coverage is instead sparse (although often uniform), and calibration information is incomplete. However, it has been recently demonstrated that such experiments can provide valuable maps (Charlot, Hough and Lestrade 1989; Charlot, Lestrade and Boucher 1988; Schalinski *et al.* 1988a and b; Shaffer *et al.* 1987; Tang, Rönnäng and Bååth 1987). Crustal Dynamics Program (CDP) VLBI experiments are of particular interest. They are conducted several times a year on various networks with up to 7 stations (Ryan and Ma 1987, Coates 1988). Fifteen sources are usually observed simultaneously at 2.3 and 8.4 GHz in 24 or 36-hour experiments, providing a sparse but uniform u-v coverage for each source.

We have chosen a 24-hour North-Pacific experiment as a first test for mapping with CDP VLBI data. The overall u-v coverage provided by this experiment is generally good and moreover, the u-v plane for low declination sources is enhanced by the north-south baseline between Kauai (Hawaii) and Gilmore Creek (Alaska) which has a length of $\sim 100 \times 10^6 \lambda$ at 8.4 GHz. We have successfully mapped fourteen sources at both 2.3 and 8.4 GHz. Among these sources, five have never been previously mapped (0229+131, CTD20, 0528+134, OQ208, 1548+056), and seven are known as superluminal radio sources (0212+735, OJ287, 4C39.25, 3C273, 3C345, BL Lac, 3C454.3). The two others are DA193 and 1803+784. We emphasize the potential of Crustal Dynamics Program VLBI data for mapping radio sources. They can be used to monitor source structures for astrometry and be of significant value for astrophysics. For example, with CDP data, it would be possible to map radio sources over intervals as short as ~ 3 months to avoid misidentifications of jet components which cause large errors in determining superluminal velocities (see Blandford 1987).

2. Observations and data reduction

The observations were made simultaneously at 2.3 and 8.4 GHz during a 24-hour experiment on 1985 May 15-16 with a 6-station VLBI array. The telescopes were: *Mojave*, the 12 m antenna operated by the National Geodetic Survey and located at the NASA Goldstone complex near Barstow, California; *Vandenberg*, the 9 m antenna operated by the CDP and located at the Vandenberg Air Force Base near Lompoc in California; *Hatcreek*, the 26 m antenna of the Hat Creek Radio Observatory located in Hat Creek, California; *Gilcreek*, the 26 m antenna operated by the CDP and located at Gilmore Creek, Alaska; *Kauai*, the 9 m antenna of NASA's Spaceflight Tracking and Data Network located near Kokee Park on Kauai island in Hawaii; and *Kashima*, the 26 m antenna of the Kashima Space Research Center located at Kashima, Japan. The BWS VLBI technique used was based on simultaneous recording of 6 channels at S band, spanning 2.21799 GHz to 2.30299 GHz, and 8 channels at X band, spanning 8.21099 GHz to 8.57099 GHz, with the Mark III data acquisition system (Rogers *et al.* 1983). Each channel was 2 MHz wide and received the right circularly polarized radiation. The data were correlated at Kashima Observatory with the K3 processor (Kawaguchi *et al.* 1982). Effective integration time for an individual scan was between 30 sec and 400 sec.

The correlation amplitudes and closure phases were retrieved from the CDP data base at Goddard Space Flight Center. The system temperatures and sensitivity at each radiotelescope were combined to produce correlated flux densities by the usual VLBI calibration scheme (Cohen *et al.* 1975). System temperatures recorded at least once per hour were found for all the stations except for *Vandenberg* where they were recorded only once at the beginning of the experiment. For the initial calibration of the data, the sensitivity of each station was approximately estimated from the VLBI data acquired on DA193. At 2.3 GHz, DA193

is assumed as a point-like source. At 8.4 GHz, the a priori model used for the structure is a single elliptical Gaussian component (FWHM=0.5 mas, PA=110°, axial ratio=0.25) which is a compound of the various models and maps in Schilizzi and Shaver (1981), Spangler, Mutel and Benson (1983), and Fey *et al.* (1985). The adopted total flux densities for DA193 are 3.0 Jy at 2.3 GHz and 4.3 Jy at 8.4 GHz as extrapolated from the daily measurements at 2.695 GHz and 8.085 GHz of this source by Fiedler *et al.* (1987) with the spectral shape reported by Fey *et al.* (1985). No dependence of sensitivity on the telescope elevation was used. Table 1 lists the average system temperature and sensitivity for each antenna at 2.3 GHz and 8.4 GHz. This set of antenna parameters was used for the initial calibration of the data only. The final calibration relied on self-calibration, possible with the 6-station array of this experiment. Since the signal to noise ratios of our data are generally high, a 5 % error was added to the original uncertainties of the correlated flux densities and a 5° error was added to the original phase uncertainties before making the maps. The data from the relatively short baselines *Mojave-Vandenberg* (350 km), *Mojave-Hatcreek* (730 km) and *Vandenberg-Hatcreek* (700 km) were removed before making the hybrid maps since they were somewhat inconsistent with the data from the long baselines. It was not understood if this was related to technical problems at one of the California stations or if large scale source structures (between 10 and 100 mas), especially at 2.3 GHz, were involved. The limited number of stations in California (3) was not sufficient to attempt to map such structures.

Figure 1 and Figure 2 show the u-v coverages at 8.4 GHz for the highest and lowest declination sources (1803+784, 3C273). It is interesting that such coverages are more uniform than those provided by the predominantly east-west VLBI networks used for astrophysics. For 3C273, the fringe spacing (λ/B) corresponding to the longest projected baseline in the east-west direction is ~ 0.9 mas at 8.4 GHz. In the north-south direction, it is ~ 2.1 mas. The angular resolution in

the north-south direction is ~ 3 times higher than that of the combined European-US VLBI networks used for astrophysics.

The hybrid maps were produced with the Caltech VLBI package, using the iterative self-calibration algorithm of Cornwell and Wilkinson (1981). They were made in 3 steps: starting with an initial model consisting of one or two Gaussian components, we first did 10 iterations without adjusting antenna gains. Then, we did one iteration adjusting telescope-based gains for each integration period. Finally, we did another 9 iterations with the new gain factors fixed. This 20-iteration procedure produced convergence in all cases. However, convergence could be obtained after only 5 or 10 iterations for sources with simple structure. At the eleventh iteration, the changes of the gain factors were usually less than 10%, indicating that the initial calibration was satisfactory. The fit between the maps and the observations is generally good. Figure 3 shows the fit for 3C345 at 8.4 GHz as an example.

Among the fifteen sources observed on 1985 May 15-16 by CDP, we have successfully mapped fourteen at both 2.3 and 8.4 GHz. One source (2216-038) could not be mapped because of large systematic errors in the closure phases which were not understood. The optical identification of these sources, as well as their magnitude and redshift, are shown in Table 2. Contour maps for these fourteen sources are shown in Figure 4. The dynamic ranges of these maps are between 1:100 and 1:15 with an average value of 1:35 at 2.3 GHz and 1:25 at 8.4 GHz. The restoring beam used in all cases is an elliptical Gaussian with FWHM chosen to match as closely as possible the FWHM of the dirty beam produced by the Fourier inversion. The parameters of the restoring beam, the peak brightness and the contour levels used for each map are listed in Table 3.

3. Discussion of individual sources

a) New sources

0229+131

0229+131 is a quasar with redshift $z=2.065$ and optical magnitude $m=17.7$. It is slightly resolved at the VLA at 1.5 GHz and 4.9 GHz (Perley 1982). In our VLBI map at 2.3 GHz, its main component is elongated with a position angle (PA) of $\sim 45^\circ$. The apparent position angle of this component in Figure 4 is distorted by the convolution with the restoring beam shape. However, with a circular beam, it is clear that this elongation corresponds to the direction of the two low intensity components seen in the northeast of the map. Although the intensities of these components are close to the noise level of the map, this correspondence might be considered an indication that these features are not spurious. Subsequent observations are needed to confirm the existence of these two components. At 8.4 GHz, 0229+131 is slightly resolved (visibility ≥ 0.7).

0234+285 (CTD20)

CTD20 is a quasar with $z=1.213$ and $m=18.9$. It is unresolved at the VLA at 1.5 GHz and 4.9 GHz (Perley 1982). Marscher and Broderick (1983) obtained limited VLBI data on this quasar at 1.7, 5 and 10.7 GHz between April 1980 and August 1982. They could not map the source but noted that the data indicate a multicomponent structure. At 10.7 GHz, they proposed very cautiously a model consisting of two components separated by ~ 3 mas with $PA=-9^\circ$ and a flux ratio of 3. Lawrence *et al.* (1985) detected CTD20 at 22.3 GHz in January 1984 and estimated that its angular size was $0.3 \pm 0.2 \times 0.03_{-0.03}^{+0.09}$ mas with $PA = -5^\circ_{-25^\circ}^{+15^\circ}$.

Our maps indicate that CTD20 is elongated in $PA \sim -30^\circ$ at 8.4 GHz and $PA \sim -15^\circ$ at 2.3 GHz. These directions are consistent with those found at other frequencies by the authors mentioned above. By superresolving our maps by a

factor of 2, we have indications that the structure at both frequencies might be of the core-halo type.

0528+134

0528+134 is a quasar with $m=20.0$ but with no redshift available. At the VLA, a diffuse emission $2''$ in extent and centered $1''$ north of the core has been detected at 1.5 and 4.9 GHz (Perley 1982). Our VLBI maps in Figure 4 show a slight elongation at $PA \sim -140^\circ$ at both 2.3 and 8.4 GHz. By superresolving these maps by a factor of 2, we can see a one-sided extension at 2.3 GHz and a double structure (separation ~ 0.75 mas, peak intensity ratio ~ 10) at 8.4 GHz. Hence, we have indications that there might be a core-jet structure at $PA \sim -140^\circ$. We note that the directions of the VLA and VLBI structures are almost opposite like in 3C147 (see Wilkinson *et al.* 1977, and Readhead, Napier and Bignell 1980).

1404+286 (OQ208)

OQ208 was optically identified with the Seyfert galaxy Mkn 668 ($m=15.4$, $z=0.077$) by Blake, Argue and Kenworthy (1970). It is unresolved at the VLA at 1.5 and 4.9 GHz (Perley 1982), but a very faint extended emission surrounding the core has been detected with the Westerbork SRT array at 4.9 GHz (van der Laan, Zieba and Noordam 1984). It is unresolved on U.S. continental baselines at 1.7 and 5 GHz (Spangler *et al.* 1981) and has been used for flux calibration purposes in several VLBI experiments at low frequencies and on short baselines (Jones, Sramek and Terzian 1981; Preuss and Fosbury 1983; Wu, Pauliny-Toth and Porcas 1987).

Our 8.4 GHz map exhibits 2 components separated by ~ 1.3 mas at $PA \sim -15^\circ$. This is consistent with the 5 GHz one-component model of Zensus, Porcas and Pauliny-Toth (1984) of size of 1.8×0.8 mas with the major axis in position angle -8° . Our 2.3 GHz map in Figure 4 shows a slight extension at $PA \sim -80^\circ$ which is also supported by superresolution of the map. Furthermore, the 1.7 GHz model of Matveenko *et al.* (1981) shows an elongation at $PA = -120^\circ$. The decrease of the 3 positions angles from the highest frequency (-15° at 8.4 GHz) to the

lowest frequencies (-80° at 2.3 GHz and -120° at 1.7 GHz) might come from components tracked in a highly curved jet at the 3 different angular resolutions. Further observations are needed to test this hypothesis and to detect possible motions of the components.

1548+056

1548+056 is a quasar with $m=18.5$ but with no redshift available. At the VLA, a small halo surrounding the core has been detected at 1.5 and 4.9 GHz (Perley 1982). Our VLBI observations show that it is more resolved in the north-south direction at both 2.3 and 8.4 GHz (visibility ~ 0.5 on the baseline *Gilcreek-Kauai*) than on the longer east-west baselines (visibility ~ 0.8 on the baselines from California to Japan). A slight extension at $PA \sim 10^\circ$ is seen in our 2.3 GHz map. By convolving with a circular beam, we have indications of a low-intensity component ($\sim 7\%$ of peak brightness) located ~ 4.3 mas to the north of the main component at this frequency.

b) Superluminal sources

0212+735

There have been controversies in the literature upon the optical counterpart of 0212+735. It was first reported as a probable BL Lac object by Biermann *et al.* (1981) and therefore was included in the sample of BL Lac objects studied at the VLA by Antonucci *et al.* (1986). But recently, Lawrence *et al.* (1987) reported that 0212+735 looks more like a quasar than a BL Lac object, and Pearson and Readhead (1988) have further emphasized that it is a quasar. VLBI observations of this source at 1.7, 5 and 22 GHz revealed a one-sided core-jet structure (Eckart *et al.* 1986 and 1987). Three jet components extending 13.5 mas to the east of the core were clearly identified in 5 GHz maps (Eckart *et al.* 1987, Pearson and Readhead 1988). Superluminal motion between the core and the first jet component was

presumed by Eckart *et al.* (1987), hereafter E87. It was then confirmed by Witzel (1987).

Our 2.3 GHz map can be compared with the 5 GHz map at epoch 1985.4 of Witzel (1987). Following E87, we have labelled A the core, and B, C, D the three jet components. The separations between C and D (~ 7.9 mas) agree very well between the two maps, but the separations between the core and the two jet components (C, D) are larger at 5 GHz (~ 5.7 mas and ~ 13.5 mas) than at 2.3 GHz (~ 5.2 mas and ~ 12.6 mas). This is not really surprising because the separations are measured from the brightness centroid of the blended components A and B in our 2.3 GHz map, whereas they are measured from A in the 5 GHz map of Witzel (1987). Similar discrepancies have already been noticed by E87 after comparing separations in maps at 1.7 and 5 GHz. Such a difficulty has also been discussed from a methodological point of view by Charlot, Hough and Lestrade (1989) for NRAO140.

The directions of the inner jet of 0212+735 are $152 \pm 20^\circ$ at 22 GHz (E87), $\sim 120^\circ$ at 8.4 GHz (our map), $107 \pm 5^\circ$ at 5 GHz (E87), $\sim 105^\circ$ at 2.3 GHz (our map), and $102 \pm 5^\circ$ at 1.7 GHz (E87). At the lower frequencies (1.7 and 2.3 GHz), the directions of the outer jet components are $\sim 90^\circ$ (see our map and E87). When comparing these various values, we note an increase of the position angle of the source elongation with frequency.

In our 8.4 GHz map, a weak emission at $PA \sim 100^\circ$ is seen ~ 4 mas away from the core. The position of this emission corresponds neither to B or C (respectively located ~ 1.5 mas and ~ 5.7 mas away from the core in the 5 GHz map of Witzel 1987) though its position angle is consistent with the direction of these two jet components. It is interesting that an unlabelled weak component ($\sim 1\%$ of the peak brightness) is at the same position in the 5 GHz map of Witzel (1987) for epoch 1985.4. However, it is rather surprising to detect this feature at the $\sim 6\%$ level in our 8.4 GHz map and fail to see B which is closer to the core at the 3%

level. Two interpretations can be put forward: either this is evidence of a jet component with a unusual spectral index $\alpha \geq 0$ ($S(\nu) \propto \nu^\alpha$), or the dynamic range of our map is overestimated and this feature is spurious. Further 8.4 GHz observations are needed to clarify this point.

0851+202 (OJ287)

This BL Lac object is highly variable at both radio and optical wavelengths (Fiedler *et al.* 1987, Pollock *et al.* 1979). VLBI observations at 5 GHz (Pauliny-Toth *et al.* 1981) and 10.7 GHz (Kellermann *et al.* 1977) indicated a core-halo structure, while a core-jet structure consisting of 2 components was reported at 1.7 GHz (Matveenko *et al.* 1981). Superluminal motion was recently suggested by VLBI polarization data (Roberts, Gabuzda and Wardle 1987). Our VLBI maps in Figure 4 show that OJ287 is extended to the west at 2.3 GHz, whereas it is nearly unresolved (visibility ≥ 0.9) at 8.4 GHz. By superresolving our 2.3 GHz map by a factor of 2, we have indications of two components with a separation of ~ 2.5 mas at $PA \sim -95^\circ$ and a peak intensity ratio of ~ 10 .

0923+392 (4C39.25)

VLBI observations at 5, 7.5, 10.7 and 14.8 GHz between 1972.3 and 1978.9 showed that this quasar contained 2 stationary components separated by ~ 2 mas, with time-variable flux densities (Shaffer *et al.* 1977, Bååth *et al.* 1980, Pauliny-Toth *et al.* 1981, Pearson and Readhead 1981). Then, Shaffer (1984) found that the separation between these 2 components decreased and he discussed possible physical explanations for true or apparent contraction in superluminal sources. Further observations at 8.4 GHz in 1983 (Marcaide *et al.* 1985) finally revealed that this contraction was apparent and due to the emergence of a new component from the western component. More recently, Shaffer *et al.* (1987) published a series of maps at 10.7 GHz and 8.4 GHz which show the emergence of this new component and its motion eastward at a superluminal speed, whereas the separation between the 2 extreme components remains constant. Additional VLBI observations at

22 GHz also revealed that this source has presently no well-defined core (Marscher *et al.* 1987).

In our 8.4 GHz map, the source is completely resolved and the visibility exhibits very deep minima (visibility < 0.1). The relative positions and flux densities of the 3 components in our 8.4 GHz map (May 1985) are consistent with those found for July 1984 and July 1985 at the same wavelength by Shaffer *et al.* (1987). Our map in May 1985 confirms the relative stability of the flux density of “c” ($\sim 30\%$ of peak brightness in all maps), as well as the brightening of “b” (60%, 100%, 100% of peak brightness for the 3 successive dates) and the continuous decay of “a” (100%, 60%, 30% of peak brightness for the 3 successive dates). Further maps at 8.4 GHz in 1986 (Schalinski *et al.* 1988a) have shown that the brightening of “b” has continued. Tang, Rönnäng and Bååth (1987) have also produced maps at 8.4 GHz which confirm the appearance of a third component between 1980 and 1985. Their map in May 1985 indicates that “a” is the brightest component at this epoch. It is inconsistent with both our map at the same epoch and the one of Shaffer *et al.* (1987) for July 1985. This inconsistency might be due to the limited u - v coverage they had for this epoch. Their maps for previous epochs, based on more data, are much more similar to those of Shaffer *et al.* (1987).

In agreement with the 8.4 GHz structure, our 2.3 GHz map appears extended in the east-west direction when the restoring beam is accounted for, but no other emission on scales larger than ~ 2 mas is seen. This is consistent with the 1.7 and 5 GHz EVN observations of Wu, Pauliny-Toth and Porcas (1987) which indicate that there is no significant structure on scales of 10 to 100 mas above 5% of the peak brightness. This quasar, however, possesses a two-sided core jet structure on arcsecond scales (Browne *et al.* 1982). By analysing the properties of its radio spectrum together with those of its arcsecond and milliarcsecond scale structures, Marscher *et al.* (1987) have emphasized that this source is intermediate between typical superluminal sources and symmetric extended sources with weak cores.

1226+023 (3C273)

This radio and optically bright quasar is one of the most observed sources for superluminal studies. At least five knots are moving away from the nucleus along a non-monotonic curved jet (Biretta *et al.* 1985) at superluminal speed (Unwin *et al.* 1985, Cohen *et al.* 1987, Zensus *et al.* 1988). Their angular velocities are between 0.76 mas/yr and 1.20 mas/yr, which correspond to apparent linear velocities from $5.1h^{-1}c$ to $8.0h^{-1}c$ ($H_0=100h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ and $q_0=0.5$). Observations at various wavelengths and angular resolutions (Davis, Muxlow and Conway 1985, Unwin and Davis 1988, Zensus *et al.* 1988) have shown that the radio jet was visible continuously from the pc to the tens of kpc scales and was directed toward the well known optical jet (Greenstein and Schmidt 1964, Röser and Meisenheimer 1986) with no evidence for a counterjet.

Our 1985.37 maps at 2.3 and 8.4 GHz are very similar to the 1985.41 and 1985.60 maps at 5 GHz and 10.7 GHz of Zensus *et al.* (1988) and Cohen *et al.* (1987). The identification of the jet components of 3C273 ($C_2, C_3, C_4, C_5, C_6, X, C_7, C_8$) was based on our two maps superresolved by a factor of 2. The separations between the core and these jet components were presented in detail in Charlot, Lestrade and Boucher (1988). These measurements are consistent with those predicted for the epoch of our data by Unwin *et al.* (1985) and Cohen *et al.* (1987), and confirm that none of these components accelerates significantly. These authors do not identify any of the components found in their maps with C_6 since 1981. However, further evidence of the existence of this component in a later map at 8.4 GHz was found (Charlot 1989) and makes us believe that our proposed identification is correct. The separation between the core and the jet component C_2 in our 2.3 GHz map is part of the measurements used by Zensus *et al.* (1988) to track the superluminal motion of this component. The component C_8 recently ejected from the core and detected at epoch 1985.60 by Cohen *et al.* (1987) is already visible in our 8.4 GHz map ~ 3 months earlier. The component

labelled X is also seen at 10.7 GHz at epoch 1985.60 (Cohen *et al.* 1987), but it does not appear in earlier maps and is not yet identified. We also note that some emission exists beyond X in our 8.4 GHz map but it cannot be mapped.

1641+399 (3C345)

3C345 is the best studied of the superluminal sources. An extensive analysis of VLBI observations at 5 frequencies (from 2.3 GHz to 89 GHz) for 20 epochs between 1979.25 and 1984.11 is given by Biretta, Moore and Cohen (1986), hereafter B86. The main results of B86 are the change of the position angle from -135° to -87° of the component C_4 and its acceleration from 0.07 mas/yr to 0.31 mas/yr when it moved away from the core between 1980 and 1984. These results were previously suggested by Biretta *et al.* (1983) and Moore, Readhead and Bååth (1983). Additional VLBI observations at 1.7 GHz reveal that the jet extends to more than 55 mas from the core (Waak *et al.* 1988). Another important result is that the core of 3C345 appears stationary relative to the compact quasar NRAO512 at the level of 20 microarcseconds/year (Bartel *et al.* 1986).

Our maps at 8.4 GHz and 2.3 GHz extend the sequence of maps of B86 with the additional epoch 1985.37. Comparing the position angles of the components in the two maps gives further evidence for the bend of the jet. The separations between the core and the components C_2 and C_3 are very near those obtained when extrapolating their positions from 1984.11 to 1985.37 with the proper motions derived by B86. Hence, there is no acceleration of these components for the extended period 1979.25-1985.37 (see B86). By superresolving our 8.4 GHz map by a factor of 2, the western bright component appears split into two sub-components of unequal flux densities. The separations between the core and these two sub-components are 0.66 ± 0.04 mas (PA = $-92 \pm 2^\circ$) and 1.13 ± 0.08 mas (PA = $-82 \pm 2^\circ$), as estimated from fitting a three-Gaussian component model to our data. Uncertainties were derived using the method described in B86. The separation of the component C_4 was already ~ 0.8 mas

in 1984.11 (B86) and can be predicted to be ~ 1.15 mas at our epoch, assuming constant proper motion. Hence we can identify C_4 with the farthest of the two superresolved sub-components, while the nearest one is certainly C_5 reported as emerging from the core by 1983 and detected with a separation of ~ 0.25 mas at epoch 1984.09 (B86). The addition of our new map yields a proper motion of 0.32 ± 0.05 mas/yr for C_5 (an uncertainty of 0.05 mas was assumed for the separation of C_5 at epoch 1984.09). This proper motion is very close to those reported by B86 for C_3 between 1979.25 and 1984.11 (0.312 ± 0.013 mas/yr), and for C_4 between 1982.86 and 1984.11 (0.295 ± 0.009 mas/yr).

2200+420 (BL Lac)

This object, which is associated with an elliptical galaxy (Miller, French and Hawley 1978), is highly variable both at optical and radio wavelengths (e.g. Pollock *et al.* 1979, Fiedler *et al.* 1987). Rapid changes on scale of a few months have been observed in its milliarcsecond structure (Phillips and Mutel 1982, Mutel and Phillips 1984, Mutel and Phillips 1987, hereafter MP87). MP87 have also reported two events with evidence for deceleration of components.

Our 1985.37 map at 8.4 GHz is similar to the one at 10.7 GHz of MP87 for epoch 1985.4 although the separation between the two components is slightly larger in our map (~ 1.6 mas instead of ~ 1.4 mas). This is most probably due to the uncertainty in defining the peak of the southern component which is weak and relatively extended in both maps, unless it is due to spectral index gradients. Our 2.3 GHz map is elongated at $PA \sim 173^\circ$. This direction is similar to those reported for previous maps at 5 GHz and 1.7 GHz (Pearson and Readhead 1981, Padrielli *et al.* 1986). Superresolution by a factor of 2 indicates the presence of a component located ~ 2.6 mas to the south of the main component. By comparing our maps at 2.3 and 8.4 GHz which have different angular resolutions, we have clear evidence for a bend of $\sim 20^\circ$ of the jet. A similar bend was mentioned by Mutel and Phillips (1984).

2251+158 (3C454.3)

3C454.3 has a core-jet structure which was reported at various frequencies by many authors (0.6 GHz: Wilkinson *et al.* 1979; 1.7 GHz: Pearson, Readhead and Wilkinson (1980), Romney *et al.* 1984, Padrielli *et al.* 1986, Pauliny-Toth *et al.* 1987; 2.3 GHz: Cotton *et al.* 1984; 5 GHz: Pauliny-Toth *et al.* 1981, Wu *et al.* 1986, Pauliny-Toth *et al.* 1987). This morphology can be seen in our 2.3 GHz map. The position angle of the jet on milliarcsecond scales ($\sim -60^\circ$) is relatively close to the one of the outer jet ($\sim -45^\circ$) detected with the VLA (Perley 1982) and MERLIN (Browne *et al.* 1982). The separation between the compact component and the milliarcsecond jet was reported as stationary by Padrielli (1984). This is confirmed by our 2.3 GHz map which indicates roughly the same separation (~ 7 mas) as those reported by the authors mentioned above for 1.7 and 2.3 GHz maps at previous epochs. In addition, maps at 10.7 GHz and 23 GHz by Pauliny-Toth *et al.* (1987), hereafter P87, reveal a misalignment of $\sim 45^\circ$ between the axis of the core region and the axis of the milliarcsecond jet. This misalignment is clearly seen when comparing our simultaneous 2.3 and 8.4 GHz maps. At 2.3 GHz, the main component of the source appears extended westward; this is also an indication of a bend/break of the jet at a separation from the core ≥ 2 mas. P87 also reported complex and unusual structural changes in the core region between 1981.4 and 1986.2 including both superluminal and stationary features. Those changes are also supported by two-epoch observations at 5 GHz by Wu *et al.* (1986).

Our map at 8.4 GHz consists of 2 components of almost the same strength. A slightly superresolved map allows us to separate these 2 components and indicates an intensity ratio of 0.95. We note the intensity ratio in the 10.7 GHz map of P87 for the same epoch (1985.3) is only ~ 0.50 with the eastern component brighter. This change in the structure of 3C454.3 from 10.7 GHz to 8.4 GHz requires a spectral index difference of ~ 2.5 between the two components. Such a difference

is unusual in the core region of extragalactic radio sources, but Pauliny-Toth *et al.* (1981) have already measured spectral indices as different as 2.4 and 0 between features in the core region of this source.

c) other sources

0552+398 (DA193)

VLBI observations of DA193 at 5.0 and 10.6 GHz indicated either a core-halo structure (Schilizzi and Shaver 1981), or a core-jet structure consisting of two components (Spangler, Mutel and Benson 1983). The position angle of the major axis of the halo ($\sim -70^\circ$) and that of the line joining the two components ($-80 \pm 20^\circ$) were consistent. Additional VLBI observations at 22.2 GHz suggested that this object be rather considered as a highly compact source without a jet (Fey *et al.* 1985).

Our 8.4 GHz map in Figure 4 shows an extension at $PA \sim -75^\circ$. This direction is consistent with the previous maps and models at 5.0 GHz and 10.6 GHz mentioned above. By superresolving our map by a factor of 2 (see Charlot, Lestrade and Boucher 1988), we have indications that there are two components. We estimated the separation between these two components and their flux densities by fitting a two-Gaussian component model to our data. Our best model indicates a separation of 0.52 ± 0.05 mas at $PA = -75 \pm 2^\circ$ with flux densities of 3.0 ± 0.3 Jy and 1.3 ± 0.3 Jy, respectively. The separation we obtained is significantly larger than the one at 5.0 and 10.6 GHz reported for the earlier epoch ~ 1981.5 (0.37 ± 0.05 mas) by Spangler, Mutel and Benson (1983). These authors actually measured this separation at 5 GHz and adopted it to fit their data at 10.6 GHz because of the limited VLB array used at this frequency (6 stations at 5 GHz and 4 stations at 10.6 GHz). If the two components are correctly identified in the two maps, the inferred proper motion is 0.04 ± 0.02 mas/yr making DA193 a possible superluminal quasar ($v \sim 1.7$ c) with the standard cosmological para-

meters. Additional data are being analysed to confirm this finding (Charlot 1989a in preparation). At 2.3 GHz, DA193 is only barely resolved (visibility ≥ 0.8), but a slight extension at PA= -90° can be seen when convolving the delta functions with a circular restoring beam.

1803+784

VLBI observations at 1.7 GHz of 1803+784 reveal a core-jet structure with the jet extending ~ 30 mas westward of the core (E87). At 5 GHz, the structure of this source consists of a compact core and a jet component separated by 1.2 mas at PA $\sim -90^\circ$ (E87, Witzel 1987, Pearson and Readhead 1988). The two-epoch observations of E87 at 5 GHz indicate that the separation between these two components did not change significantly from 1979.93 to 1983.92. Witzel (1987) has further emphasized that any internal proper motion in this object between 1979.93 and 1985.8 was subluminal ($v < 0.6c$). Additional VLBI observations at 1.7, 5 and 8.4 GHz have also confirmed this finding (Schalinski *et al.* 1988b).

Our 8.4 GHz map exhibits the two components mentioned above with a separation of ~ 1.3 mas. Though slightly larger, this value is consistent with those found at 5 GHz by E87 and Pearson and Readhead (1988) when considering their uncertainties (1.2 ± 0.3 mas at 1979.92, 1.24 ± 0.1 mas at 1982.26, 1.16 ± 0.14 mas at 1983.92). In addition, a very weak component is detected ~ 4 mas away to the west of the core. It is interesting that the position of this 8.4 GHz component corresponds roughly to the tip of the slight extension westward of the core in our 2.3 GHz map. The fact that this feature is seen at these two different frequencies may indicate that it is real. However, it does not appear in any of the 5 GHz maps of E87 and Pearson and Readhead (1988).

Our 2.3 GHz map does not show the long extended ~ 30 mas jet mentioned above. This is not really surprising because the components of this jet are relatively weak at 1.7 GHz ($< 8\%$ of the peak brightness, see E87). Hence, their intensities at 2.3 GHz are below or close to the dynamic range of our map ($\sim 4\%$ of the

peak brightness) due to negative spectral indices ($S(\nu) \propto \nu^\alpha$). It is also worth noting that our two maps show no evidence of a component to the east of the main component, as suggested by the 5 GHz maps of E87.

4. Conclusion

Fourteen extragalactic radio sources have been mapped at 2.3 and 8.4 GHz with a 24-hour Crustal Dynamics Program VLBI experiment on North-Pacific baselines at epoch 1985.37. Five of these sources have never been previously mapped by the VLBI technique; seven others are superluminal sources. The maps we produced provide simultaneous information at 2.3 and 8.4 GHz, including alignment or misalignment of the structures at these frequencies. We propose that the components of the newly mapped source OQ208 evolve along a highly curved jet. The positions of the components of the superluminal sources at epoch 1985.37 are generally consistent with those predicted for this epoch by previous authors, hence providing no evidence for acceleration. For 3C345, we have calculated a proper motion of 0.32 mas/yr for the recently ejected jet component C₅. By comparing our 8.4 GHz map of 3C454.3 with one at 10.7 GHz for the same epoch (Pauliny-Toth *et al.* 1987) we have inferred a high spectral index gradient in the core region of this source. For DA193, we have marginal indication for superluminal motion with $v \sim 1.7c$ between 1981.5 and 1985.37; this possible superluminal motion was not previously reported.

The results above illustrate the great potential of Crustal Dynamics Program VLBI experiments to monitor extragalactic radio source structures though they are primarily designed for geophysics. They could be used to supplement the current programs for monitoring extragalactic radio sources. North-Pacific experiments have been conducted at least twice a year since 1985 (Ryan and Ma 1987). They are well suited for mapping since they provide good overall u-v coverage for all

sources even at low declination like 3C273. Other CDP experiments (e.g. North-Atlantic, East-Pacific) can be used also and the whole CDP data base should be a powerful tool to track superluminal motions of components at both 2.3 and 8.4 GHz over intervals as short as a few months since ~1980. It is also likely that several Crustal Dynamics Program experiments made at close epochs could be processed together in order to improve the u-v coverages and therefore the dynamic ranges of the maps.

The dual frequency maps we produced are also useful to calculate radio source structure corrections for astrometry. These corrections are necessary to achieve a stable VLBI celestial reference frame with a sub-milliarcsecond precision. An analysis of radio source structure effects in astrometric and geodynamics VLBI will be presented in a paper in preparation (Charlot 1989b in preparation).

Acknowledgments

The author is indebted to J. F. Lestrade for proposing this work, for helpful discussions all along and for critically reading an earlier version of this manuscript. He is grateful to C. Ma for his interest in this project from the beginning. He also acknowledges the Crustal Dynamics Program and all the participant observatories for providing the high quality data analysed in this report. He thanks the Kashima Observatory for correlating the observations. The Caltech Package has been used for making the maps and the author is grateful to the Caltech VLBI group, especially T. J. Pearson. He also thanks G. Petit and C. Boucher for their support, and D. H. Hough and R. B. Phillips for giving their comments on this work. The author acknowledges the receipt of a BDI grant from the Centre National de la Recherche Scientifique and the Institut Géographique National to carry out this research.

References

- Antonucci, R. R. J., Hickson, P., Olszewski, E. W., Miller, J. S.: 1986 *Astron. J.*, **92**, 1.
- Bååth, L. B., Cotton, W. D., Counselman, C. C., Shapiro, I. I., Wittels, J. J., Hinteregger, H. F., Knight, C. A., Rogers, A. E. E., Whitney, A. R., Clark, T. A., Hutton, L. K., Niell, A. E.: 1980, *Astron. Astrophys.*, **86**, 364.
- Bartel, N., Herring, T. A., Ratner, M. I., Shapiro, I. I., Corey, B. E.: 1986, *Nature*, **319**, 733.
- Biermann, P., Duerbeck, H., Eckart, A., Fricke, K., Johnston, K. J., Kühr, H., Liebert, J., Pauliny-Toth, I. I. K., Schleicher, H., Stockman, H., Strittmatter, P. A., Witzel, A.: 1981, *Astrophys. J.*, **247**, L53.
- Biretta, J. A., Cohen, M. H., Hardebeck, H. E., Kaufmann, P., Abraham, Z., Perfetto, A. A., Scalise, E., Jr., Schall, R. E., Silva, P. M.: 1985, *Astrophys. J.*, **292**, L5.
- Biretta, J. A., Cohen, M. H., Unwin, S. C., Pauliny-Toth, I. I. K.: 1983, *Nature*, **306**, 42.
- Biretta, J. A., Moore, R. L., Cohen, M. H.: 1986, *Astrophys. J.*, **308**, 93 (B86).
- Blake, G. M., Argue, A. N., Kenworthy, C. M.: 1970, *Astrophys. Lett.*, **6**, 167.
- Blandford, R. D.: 1987, in *Superluminal Radio Sources*, Eds J. A. Zensus and T. J. Pearson, Cambridge University Press, Cambridge, p. 310.
- Browne, I. W. A., Clark, R. R., Moore, P. K., Muxlow, T. W. B., Wilkinson, P. N., Cohen, M. H., Porcas, R. W.: 1982, *Nature*, **299**, 788.
- Burbidge, G., Hewitt, A.: 1987, *Astron. J.*, **93**, 1.
- Charlot, P.: 1989, *Thesis*, Observatoire de Paris, Paris.
- Charlot, P., Hough, D. H., Lestrade, J.-F.: 1989, *Astron. Astrophys.*, **211**, 261.
- Charlot, P., Lestrade, J.-F., Boucher, C.: 1988, in *IAU Symposium 129, The Impact of VLBI on Astrophysics and Geophysics*, Eds M. J. Reid and J. M. Moran, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, p. 33.

- Coates, R. J.: 1988, in *IAU Symposium 129, The Impact of VLBI on Astrophysics and Geophysics*, Eds M. J. Reid and J. M. Moran, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, p. 337.
- Cohen, M. H., Moffet, A. T., Romney, J. D., Schilizzi, R. T., Shaffer, D. B., Kellermann, K. I., Purcell, G. H., Grove, G., Swenson, G. W., Yen, J. N., Pauliny-Toth, I. I. K., Preuss, E., Witzel, A., Graham, D.: 1975, *Astrophys. J.*, **201**, 249.
- Cohen, M. H., Zensus, J. A., Biretta, J. A., Comoretto, G., Kaufmann, P., Abraham, Z.: 1987, *Astrophys. J.*, **315**, L89.
- Cornwell, T. J., Wilkinson, P. N.: 1981, *M. N. R. A. S.*, **196**, 1067.
- Cotton, W. D., Geldzahler, B. J., Marcaide, J. M., Shapiro, I. I., Sanromà, M., Rius, A.: 1984, *Astrophys. J.*, **286**, 503.
- Davis, R. J., Muxlow, T. W. B., Conway, R. G.: 1985, *Nature*, **318**, 343.
- Eckart, A., Witzel, A., Biermann, P., Johnston, K. J., Simon, R., Schalinski, C., Kühr, H.: 1986, *Astron. Astrophys.*, **168**, 17.
- Eckart, A., Witzel, A., Biermann, P., Johnston, K. J., Simon, R., Schalinski, C., Kühr, H.: 1987, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **67**, 121 (E87).
- Fey, A. L., Spangler, S. R., Mutel, R. L., Benson, J. M.: 1985, *Astrophys. J.*, **295**, 134.
- Fiedler, R. L., Waltman, E. B., Spencer, J. H., Johnston, K. J., Angerhofer, P. E., Florkowski, D. R., Josties, F. J., Klepczynski, W. J., McCarthy, D. D., Matsakis, D. N.: 1987, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **65**, 319.
- Greenstein, J. L., Schmidt, M.: 1964, *Astrophys. J.*, **140**, 1.
- Hewitt, A., Burbidge, G.: 1987, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **63**, 1.
- Jones, D. L., Sramek, R. A., Terzian, Y.: 1981, *Astrophys. J.*, **246**, 28.
- Kawaguchi, N., Sugimoto, Y., Kuroiwa, H., Kondo, T., Hama, S., Amagai, J., Morikawa, T., Imae, M.: 1982, in *Proceedings of Symposium No 5, "Geodetic*

- applications of Radio Interferometry*", of the IAG General Meeting, held in Tokyo, Japan, on 1982 May, Published by NOAA, p. 163.
- Kellermann, K. I., Shaffer, D. B., Purcell, G. H., Pauliny-Toth, I. I. K., Preuss, E., Witzel, A., Graham, D., Schilizzi, R. T., Cohen, M. H., Moffet, A. T., Romney, J. D., Niell, A. E.: 1977, *Astrophys. J.*, **211**, 658.
- Kühr, H., Witzel, A., Pauliny-Toth, I. I. K., Nauber, U.: 1981, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **45**, 367.
- Lawrence, C. R., Readhead, A. C. S., Linfield, R. P., Payne, D. G., Preston, R. A., Schilizzi, R. T., Porcas, R. W., Booth, R. S., Burke, B. F.: 1985, *Astrophys. J.*, **296**, 458.
- Lawrence, C. R., Readhead, A. C. S., Pearson, T. J., Unwin, S. C.: 1987 in *Superluminal Radio Sources*, Eds J. A. Zensus and T. J. Pearson, Cambridge University Press, Cambridge, p. 260.
- Marcaide, J. M., Bartel, N., Gorenstein, M. V., Shapiro, I. I., Corey, B. E., Rogers, A. E. E., Webber, J. C., Clark, T. A., Romney, J. D., Preston, R. A.: 1985, *Nature*, **314**, 424.
- Marscher, A. P., Broderick, J. J.: 1983, *Astron. J.*, **88**, 759.
- Marscher, A. P., Shaffer, D. B., Booth, R. S., Geldzahler, B. J.: 1987, *Astrophys. J.*, **319**, L69.
- Matveenko, L. I., Kostenko, V. I., Papatsenko, A. K., Bartel, N., Massi, M., Romney, J. D., Weiler, K. W., Ficarra, A., Mantovani, F., Padrielli, L., Moiseev, I. G., Bååth, L. B., Nicolson, G. D.: 1981, *Sov. Astron. Lett.*, **7**, 259.
- Miller, J. S., French, H. B., Hawley, S. A.: 1978, *Astrophys. J.*, **219**, L85.
- Moore, R. L., Readhead, A. C. S., Bååth, L.: 1983, *Nature*, **306**, 44.
- Mutel, R. L., Phillips, R. B.: 1984, in *IAU Symposium 110, VLBI and Compact Radio Sources*, Eds R. Fanti, K. I. Kellermann, and G. Setti, Reidel, Dordrecht, p. 117.

- Mutel, R. L., Phillips, R. B.: 1987, in *Superluminal Radio Sources*, Eds J. A. Zensus and T. J. Pearson, Cambridge University Press, Cambridge, p. 60 (MP87).
- Padrielli, L.: 1984, in *IAU Symposium 110, VLBI and Compact Radio Sources*, Eds R. Fanti, K. I. Kellermann, and G. Setti, Reidel, Dordrecht, p. 169.
- Padrielli, L., Romney, J. D., Bartel, N., Fanti, R., Ficarra, A., Mantovani, F., Matveyenko, L., Nicolson, G. D., Weiler, K. W.: 1986, *Astron. Astrophys.*, **165**, 53.
- Pauliny-Toth, I. I. K., Porcas, R. W., Zensus, J. A., Kellermann, K. I., Wu, S. Y., Nicolson, G. D., Mantovani, F.: 1987, *Nature*, **328**, 778 (P87).
- Pauliny-Toth, I. I. K., Preuss, E., Witzel, A., Graham, D., Kellermann, K. I., Rönnäng, B.: 1981, *Astron. J.*, **86**, 371.
- Pearson, T. J., Readhead, A. C. S.: 1981, *Astrophys. J.*, **248**, 61.
- Pearson, T. J., Readhead, A. C. S.: 1988, *Astrophys. J.*, **328**, 114.
- Pearson, T. J., Readhead, A. C. S., Wilkinson, P. N.: 1980, *Astrophys. J.*, **236**, 714.
- Pearson, T. J., Unwin, S. C., Cohen, M. H., Linfield, R. P., Readhead, A. C. S., Seielstad, G. A., Simon, R. S., Walker, R. C.: 1981, *Nature*, **290**, 365.
- Perley, R. A.: 1982, *Astron. J.*, **87**, 859.
- Phillips, R. B., Mutel, R. L.: 1982, *Astrophys. J.*, **257**, L19.
- Pollock, J. T., Pica, A. J., Smith, A. G., Leacock, R. J., Edwards P. L., Scott, R. L.: 1979, *Astron. J.*, **84**, 1658.
- Preuss, E., Fosbury, R. A. E.: 1983, *M. N. R. A. S.*, **204**, 783.
- Readhead, A. C. S., Napier, P. J., Bignell, R. C.: 1980, *Astrophys. J.*, **237**, L55.
- Roberts, D. H., Gabuzda, D. C., Wardle, J. F. C.: 1987, *Astrophys. J.*, **323**, 536.
- Rogers, A. E. E., Cappallo, R. J., Hinteregger, H. F., Levine, J. I., Nesman, E. F., Webber, J. C., Whitney, A. R., Clark, T. A., Ma, C., Ryan, J., Corey, B. E., Counselman, C. C., Herring, T. A., Shapiro, I. I., Knight, C. A., Shaffer, D.

- B., Vandenberg, N. R., Lacasse, R., Mauzy, R., Rayhrer, B., Schupler, B. R., Pigg, J. C.: 1983, *Science* **219**, 51.
- Romney, J., Padrielli, L., Bartel, N., Weiler, K. W., Ficarra, A., Mantovani, F., Bååth, L. B., Kogan, L., Matveenko, L, Moiseev, I. G., Nicolson, G.: 1984, *Astron. Astrophys.*, **135**, 289.
- Röser, H. J., Meisenheimer, K.: 1986, *Astron. Astrophys.*, **154**, 15.
- Ryan, J. W., Ma, C.: 1987, *NASA Technical Memorandum* **100682**.
- Schalinski, C. J., Alberdi, A., Elósegui, P., Marcaide, J. M.: 1988a in *IAU Symposium 129, The Impact of VLBI on Astrophysics and Geophysics*, Eds M. J. Reid and J. M. Moran, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, p. 39.
- Schalinski, C. J., Alef, W., Witzel, A., Campbell, J., Schuh, H.: 1988b in *IAU Symposium 129, The Impact of VLBI on Astrophysics and Geophysics*, Eds M. J. Reid, and J. M. Moran, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, p. 359.
- Schilizzi, R. T., Shaver, P. A.: 1981, *Astron. Astrophys.*, **96**, 365.
- Shaffer, D. B.: 1984, in *IAU Symposium 110, VLBI and Compact Radio Sources*, Eds R. Fanti, K. I. Kellermann, and G. Setti, Reidel, Dordrecht, p. 135.
- Shaffer, D. B., Kellermann, K. I., Purcell, G. H., Pauliny-Toth, I. I. K., Preuss, E., Witzel, A., Graham, D., Schilizzi, R. T., Cohen, M. H., Moffet, A. T., Romney, J. D., Niell, A. E.: 1977, *Astrophys. J.*, **218**, 353.
- Shaffer, D. B., Marscher, A. P., Marcaide, J., Romney, J. D.: 1987, *Astrophys. J.*, **314**, L1.
- Spangler, S. R., Benson, J. M., Cordes, J. M., Hall, R. B., Jones, T. W., Johnston, K. J.: 1981, *Astron. J.*, **86**, 1155.
- Spangler, S. R., Mutel, R. L., Benson, J. M.: 1983, *Astrophys. J.*, **271**, 44.
- Tang, G., Rönnäng, B., Bååth, L.: 1987, *Astron. Astrophys.*, **185**, 87.
- Unwin, S. C., Cohen, M. H., Biretta, J. A., Pearson, T. J., Seielstad, G. A., Walker, R. C., Simon, R. S., Linfield, R. P.: 1985, *Astrophys. J.*, **289**, 109.

- Unwin, S. C., Davis, R. J.: 1988, in *IAU Symposium 129, The Impact of VLBI on Astrophysics and Geophysics*, Eds M. J. Reid, and J. M. Moran, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, p. 27.
- van der Laan, H., Zieba, S., Noordam, J. E.: 1984, in *IAU Symposium 110, VLBI and Compact Radio Sources*, Eds R. Fanti, K. I. Kellermann, and G. Setti, Reidel, Dordrecht, p. 9.
- Véron-Cetty, M.-P., Véron, P.: 1987, *ESO Sci. Rept.*, N°5 (Garching: ESO).
- Waak, J. A., Simon, R. S., Spencer, J. M., Johnston, K. J.: 1988, *Astron. J.*, **95**, 1023.
- Wilkinson, P. N., Readhead, A. C. S., Anderson, B, Purcell, G. H.: 1979, *Astrophys. J.*, **232**, 365.
- Wilkinson, P. N., Readhead, A. C. S., Purcell, G. H., Anderson, B.: 1977, *Nature*, **269**, 764.
- Witzel, A.: 1987, in *Superluminal Radio Sources*, Eds J. A. Zensus and T. J. Pearson, Cambridge University Press, Cambridge, p. 83.
- Wu, S. Y., Pauliny-Toth, I. I. K., Porcas, R. W.: 1987, *Chin. Astron. Astrophys.*, **11**, 201.
- Wu, S. Y., Pauliny-Toth, I. I. K., Porcas, R. W., Zensus, J. A.: 1986, *Chin. Astron. Astrophys.*, **10**, 206.
- Zensus, J. A., Bååth, L. B., Cohen, M. H., Nicolson, G.: 1988, *Nature*, **334**, 410.
- Zensus, J. A., Porcas, R. W., Pauliny-Toth, I. I. K.: 1984, *Astron. Astrophys.*, **133**, 27.

Figure Captions

Fig. 1 The u-v plane at 8.4 GHz for 1803+784.

Fig. 2 The u-v plane at 8.4 GHz for 3C273.

Fig. 3 Fit between the complex visibilities and the hybrid map for 3C345 at 8.4 GHz. Letters in each plot indicate the individual stations (M=*Mojave*, V=*Vandenberg*, H=*Hatcreek*, G=*Gilcreek*, I=*Kauai*, A=*Kashima*).

Fig. 4 Hybrid maps of 14 extragalactic radio sources at 2.3 and 8.4 GHz for epoch 1985.37. The scale of each map is indicated in the lower right-hand corner, and the FWHM contour of the elliptical Gaussian restoring beam is shown in the lower left-hand corner. The peak flux density, contour levels, and parameters of the restoring beam used for each map are listed in Table 3.

Table 1

System parameters

Telescope	2.3 GHz		8.4 GHz	
	T _{sys} (K)	Sensitivity (K Jy ⁻¹)	T _{sys} (K)	Sensitivity (K Jy ⁻¹)
<i>Mojave</i>	52	0.018	54	0.0125
<i>Vandenberg</i> ^a	98	0.0068	113	0.0065
<i>Hatcreek</i>	61	0.097	58	0.075
<i>Gilcreek</i>	73	0.105	84	0.082
<i>Kauai</i>	58	0.010	70	0.0088
<i>Kashima</i>	74	0.065	99	0.057

a) System temperatures at *Vandenberg* were measured only once at the beginning of the experiment.

Table 2
Optical data for our 14 sources

Source	Other name	Optical			References ^b
		identification ^a	m	z	
0212+735		Q, BL ?	19	2.367	(1), (2), (5), (6)
0229+131		Q	17.7	2.065	(1)
0234+285	CTD20	Q	18.9	1.213	(1)
0528+134		Q	20.0	...	(3)
0552+398	DA193	Q	18	2.365	(1)
0851+202	OJ287	BL	14	0.306	(1)
0923+392	4C39.25	Q	17.9	0.699	(1)
1226+023	3C273	Q	12.9	0.158	(1)
1404+286	OQ208	G	15.4	0.077	(2)
1548+056		Q	18.5	...	(3)
1641+399	3C345	Q	16.0	0.595	(1)
1803+784		BL	17	0.68	(1), (5)
2200+420	BL LAC	BL	14.5	0.0688	(1), (4)
2251+158	3C454.3	Q	16.1	0.859	(1)

a) Optical identification: Q=quasar, G=galaxy, BL=BL Lac object.

b) References:

- (1) Hewitt and Burbidge (1987)
- (2) Véron-Cetty and Véron (1987)
- (3) Kühr *et al.* (1981)
- (4) Burbidge and Hewitt (1987)
- (5) as quoted in Pearson and Readhead (1988)
- (6) Biermann *et al.* (1981)

Table 3
Maps parameters

Source	Frequency (GHz)	Beam ^a		PA ($^{\circ}$)	Peak (Jy/beam)	Contour levels (% of peak)
		Maj. Axis (mas)	Min. Axis (mas)			
0229+131	2.3	4.5	2.3	0	0.59	$\pm 4, 7, 12, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$
	8.4	1.2	0.6	0	2.76	$\pm 4, 7, 12, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$
CTD20	2.3	3.8	2.3	0	1.73	$\pm 2.5, 6, 12, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$
	8.4	0.9	0.6	0	1.53	$\pm 4, 7, 12, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$
0528+134	2.3	4.5	2.1	0	1.95	$\pm 2, 6, 12, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$
	8.4	1.2	0.6	0	2.39	$\pm 3, 6, 12, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$
OQ208	2.3	3.8	2.2	0	1.01	$\pm 5, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$
	8.4	1.0	0.6	0	1.05	$\pm 5, 10, 17, 25, 35, 45, 55, 65, 75, 85, 95$
1548+056	2.3	4.7	2.6	0	1.73	$\pm 4, 7, 12, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$
	8.4	1.3	0.6	0	1.46	$\pm 6, 11, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$
0212+735	2.3	3.3	2.6	85	1.05	$\pm 3, 6, 12, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$
	8.4	0.75	0.7	90	1.12	$\pm 3, 6, 12, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$
OJ287	2.3	3.8	2.3	0	1.38	$\pm 3, 6, 9, 15, 25, 35, 45, 55, 65, 75, 85, 95$
	8.4	1.0	0.6	0	6.20	$\pm 5, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$
4C39.25	2.3	3.5	2.3	0	2.63	$\pm 1.5, 5, 11, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$
	8.4	0.8	0.55	0	1.42	$\pm 3, 6, 12, 20, 30, 45, 60, 75, 90$
3C273	2.3	4.4	2.6	0	7.53	$\pm 1, 3, 7, 12, 17, 23, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$
	8.4	1.2	0.7	0	11.4	$\pm 1, 3, 6, 10, 16, 22, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$
3C345	2.3	3.5	2.4	30	4.96	$\pm 1.5, 5, 10, 17, 25, 35, 45, 55, 65, 75, 85, 95$
	8.4	0.75	0.6	22	4.52	$\pm 2.5, 6, 12, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$
BL LAC	2.3	3.4	2.4	0	1.12	$\pm 3, 6, 12, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$
	8.4	0.9	0.6	0	1.35	$\pm 3, 6, 11, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$
3C454.3	2.3	4.3	2.4	0	4.63	$\pm 5, 8, 13, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$
	8.4	1.15	0.65	0	3.54	$\pm 3, 6, 12, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$
DA193	2.3	3.3	2.3	0	2.60	$\pm 1, 3, 6, 12, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$
	8.4	0.9	0.6	0	2.62	$\pm 5, 10, 17, 25, 35, 45, 55, 65, 75, 85, 95$
1803+784	2.3	3.0	2.7	130	1.36	$\pm 4, 7, 12, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$
	8.4	0.8	0.7	145	2.41	$\pm 5, 8, 13, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$

a) The position angle of the major axis is measured from north through east.

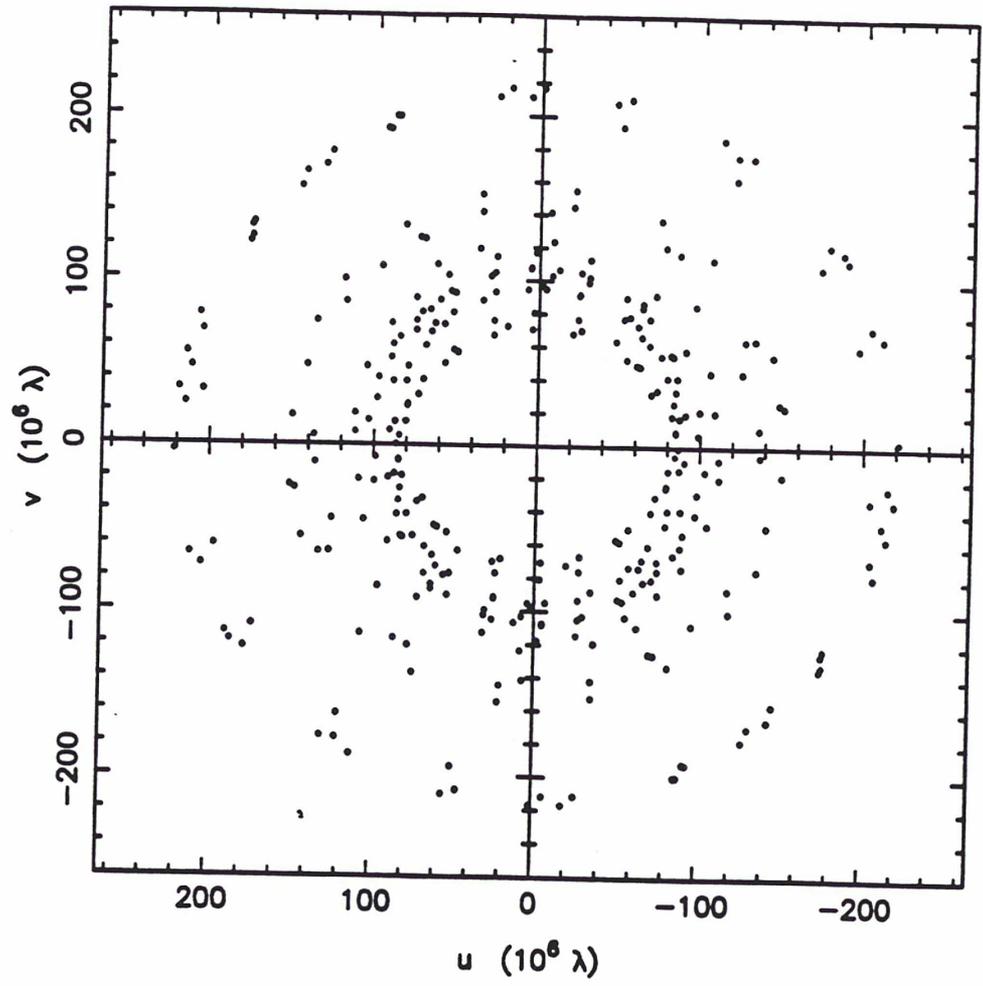


Figure 1

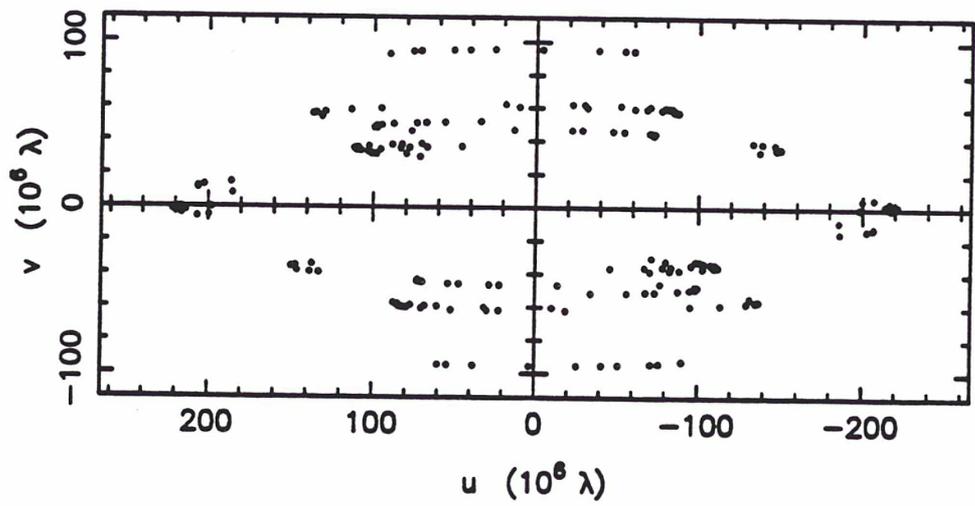
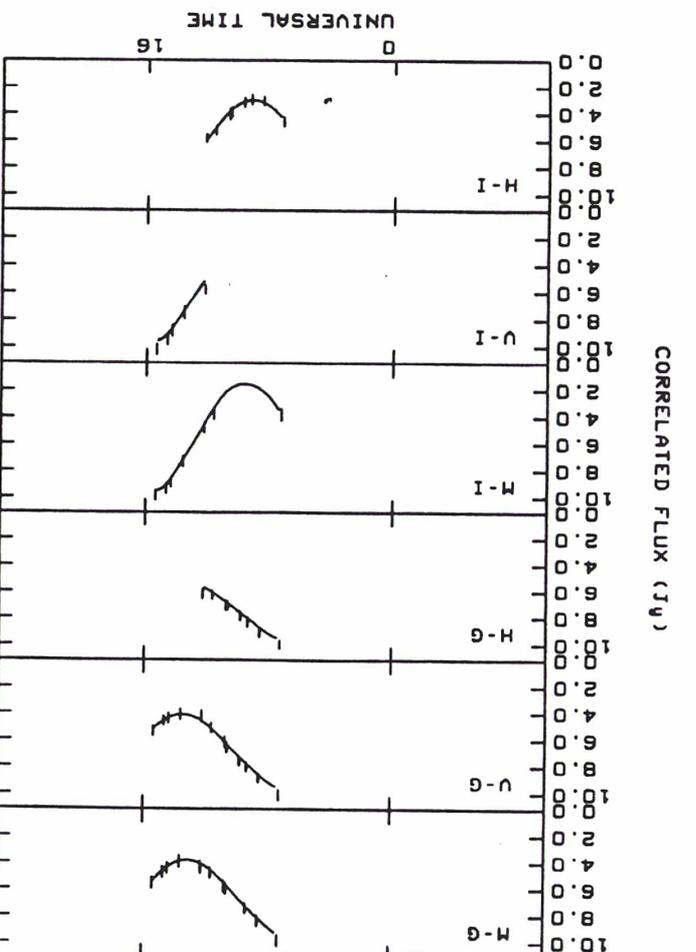
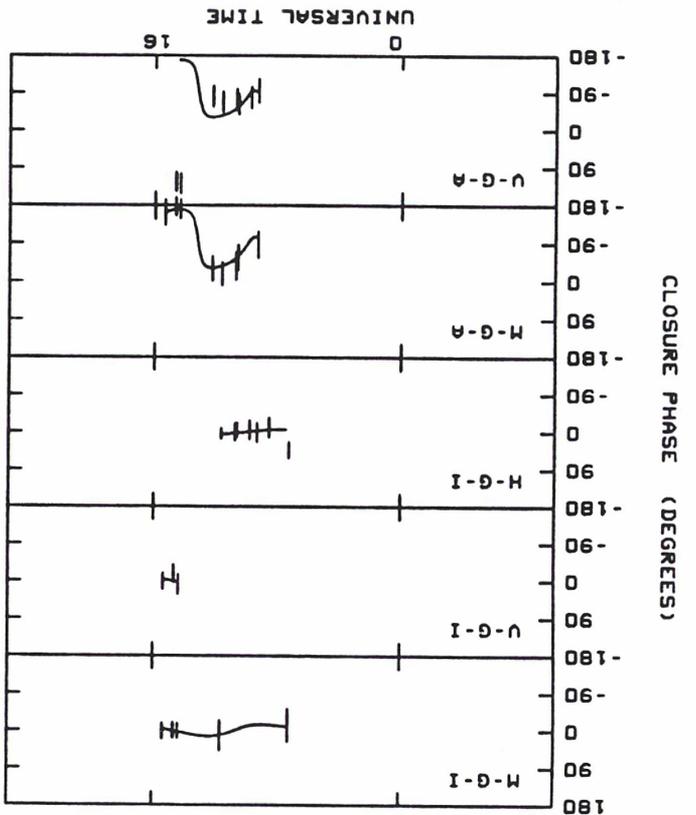
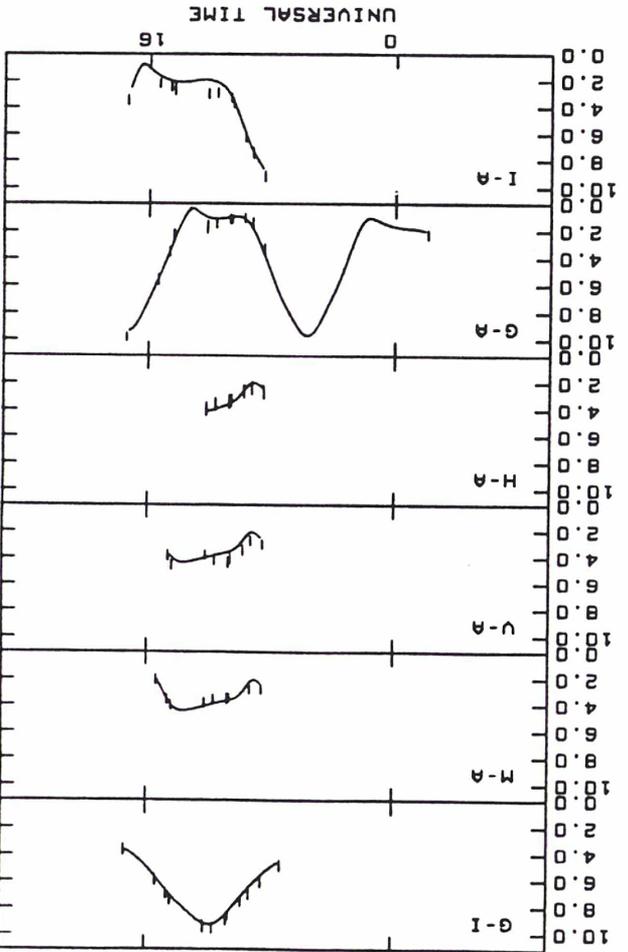
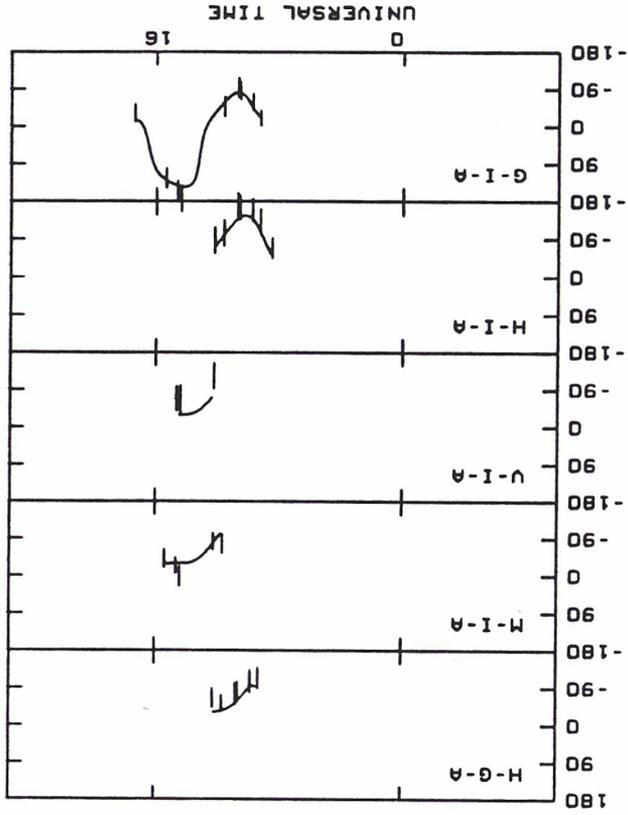


Figure 2

Figure 3



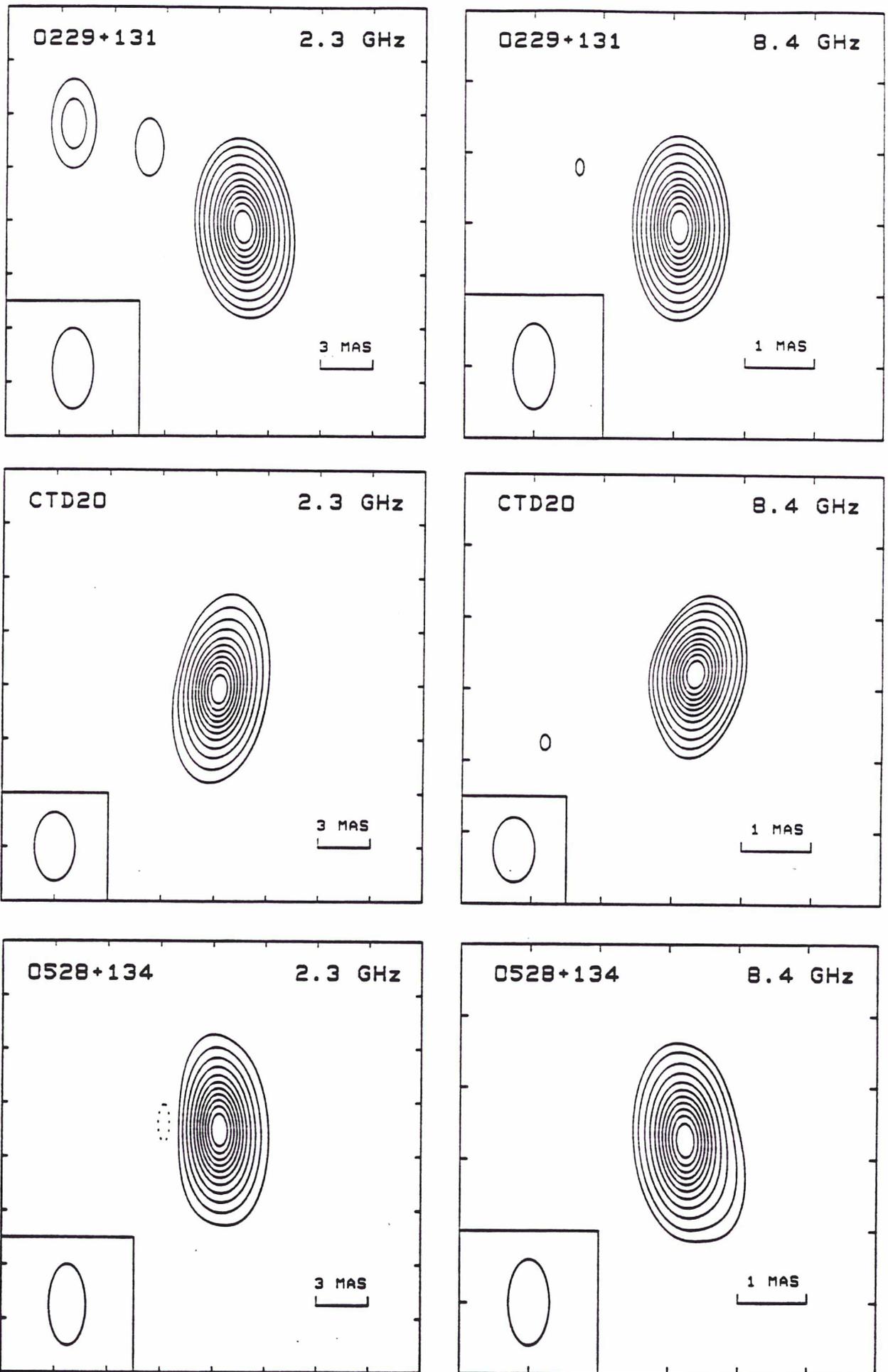


Figure 4

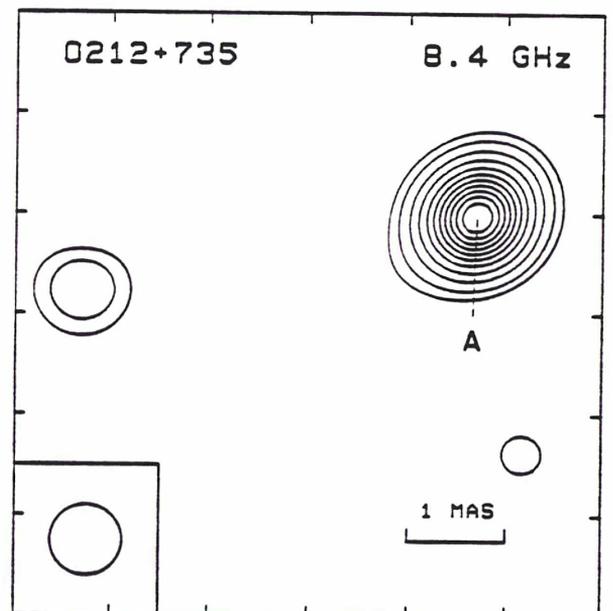
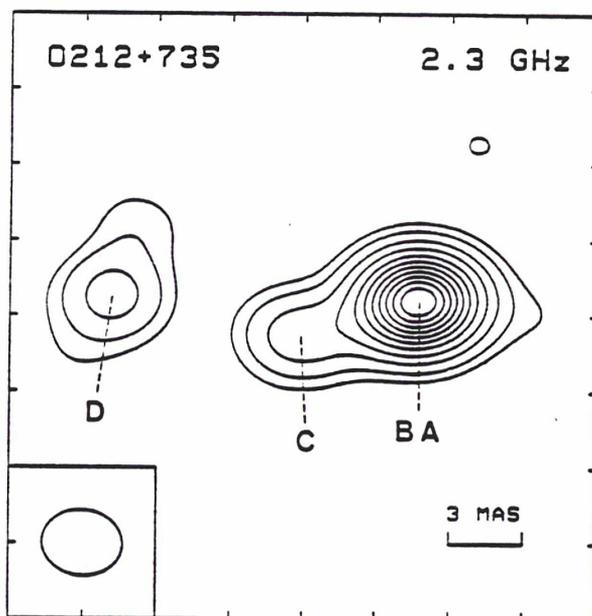
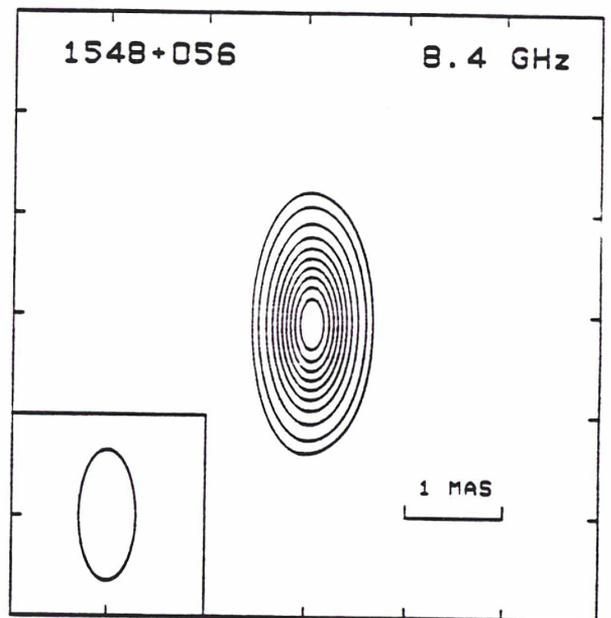
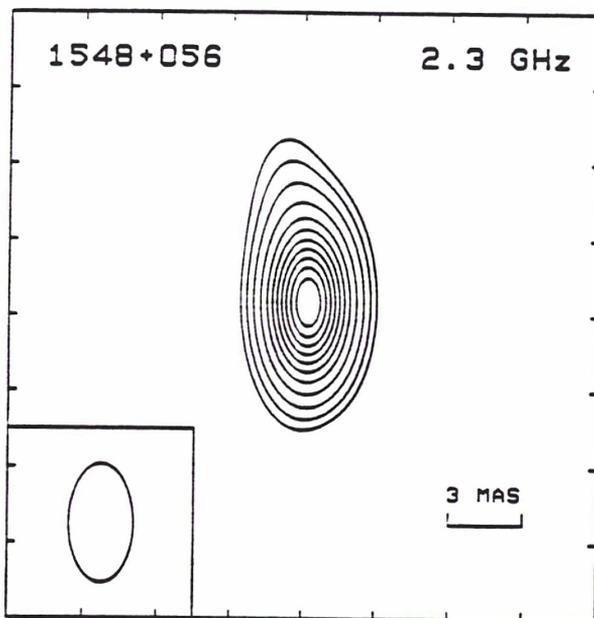
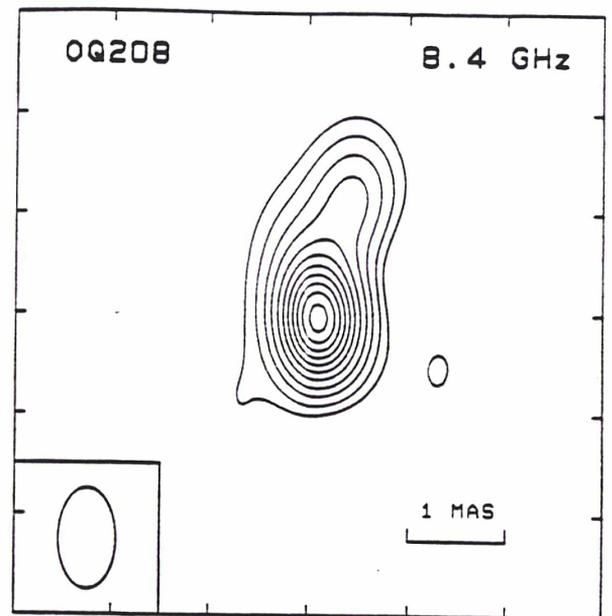
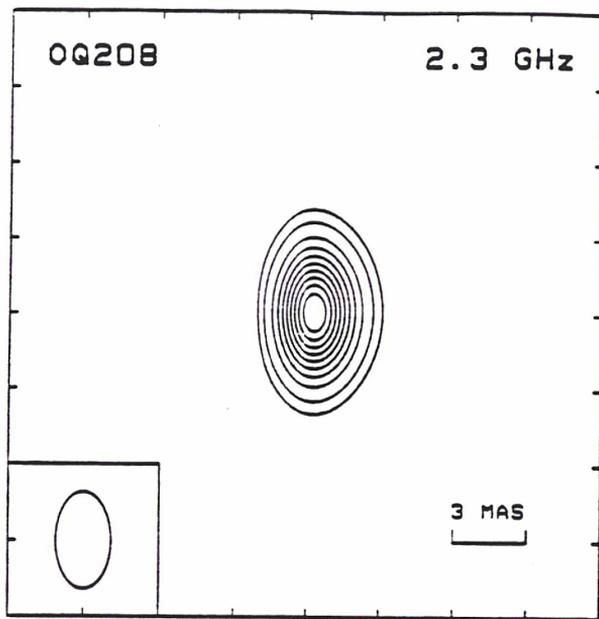


Figure 4 - continued

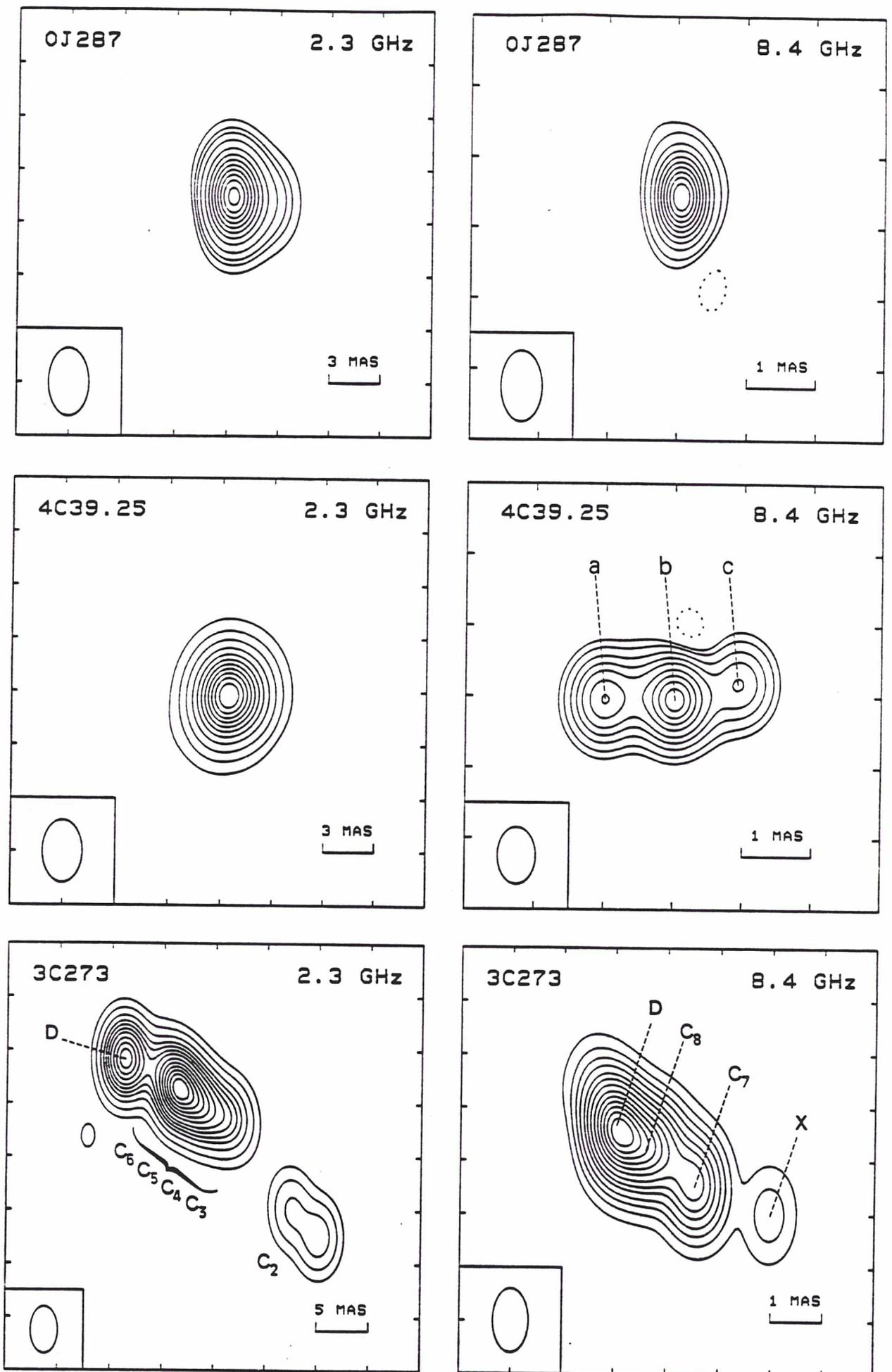


Figure 4 - continued

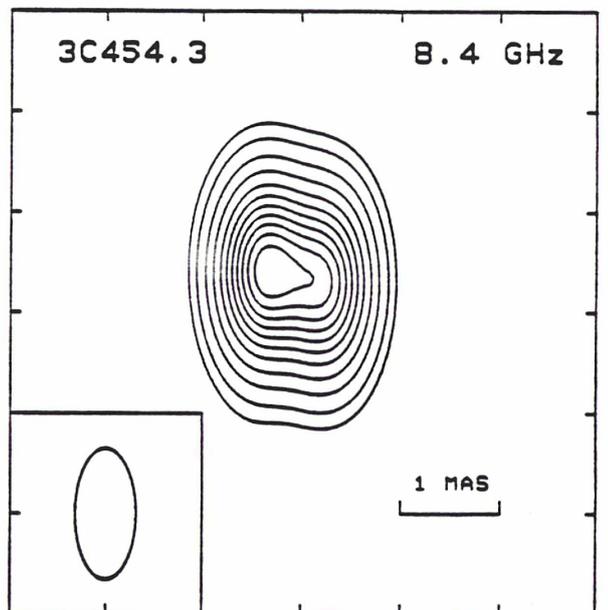
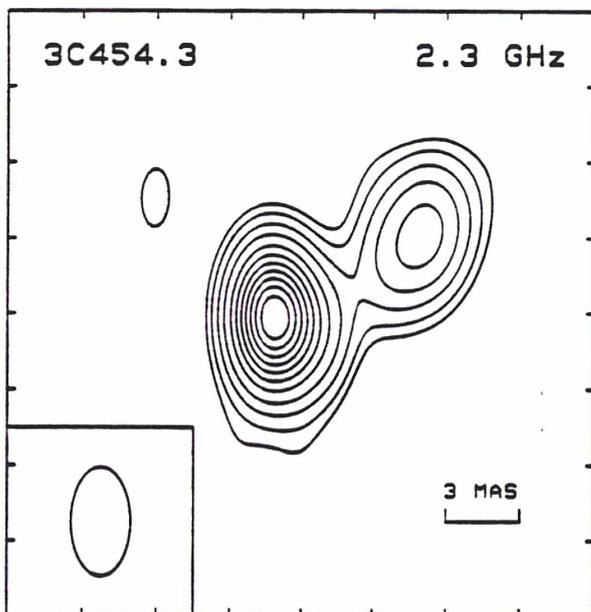
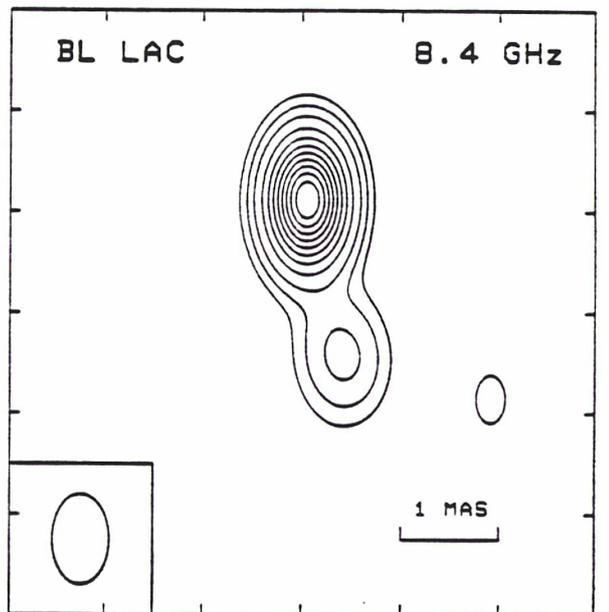
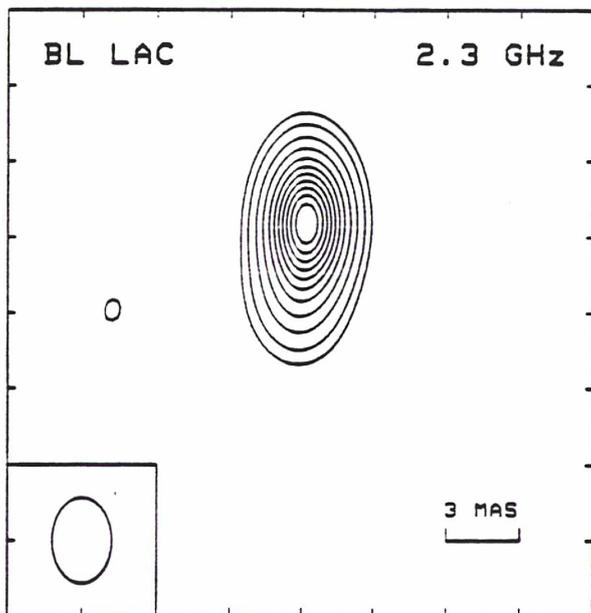
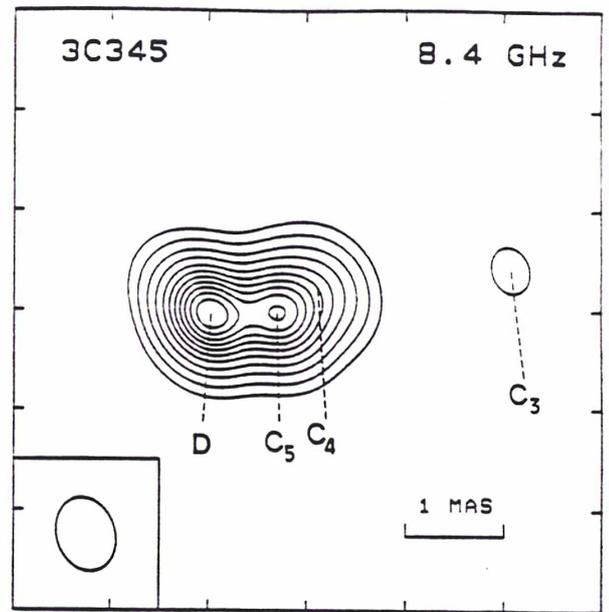
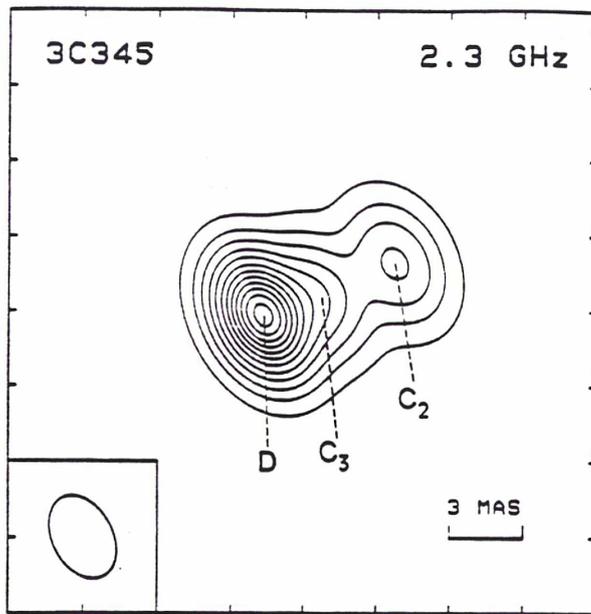


Figure 4 - continued

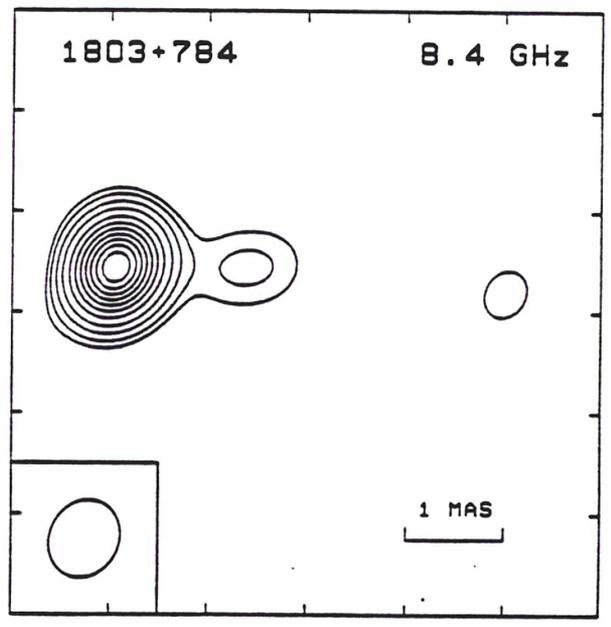
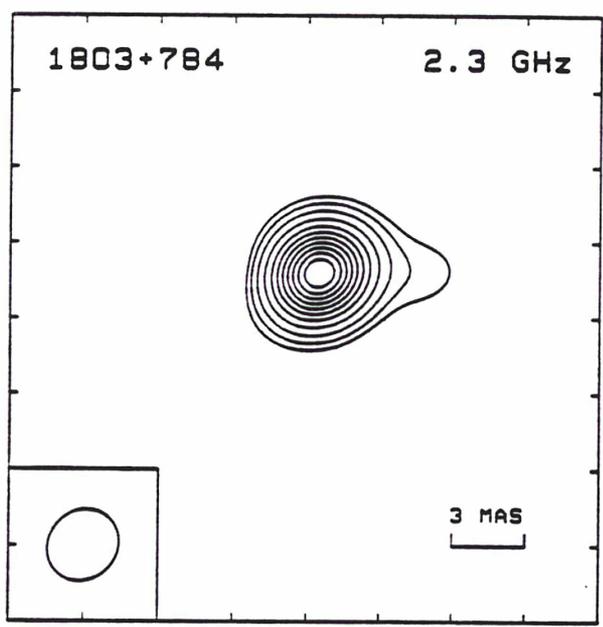
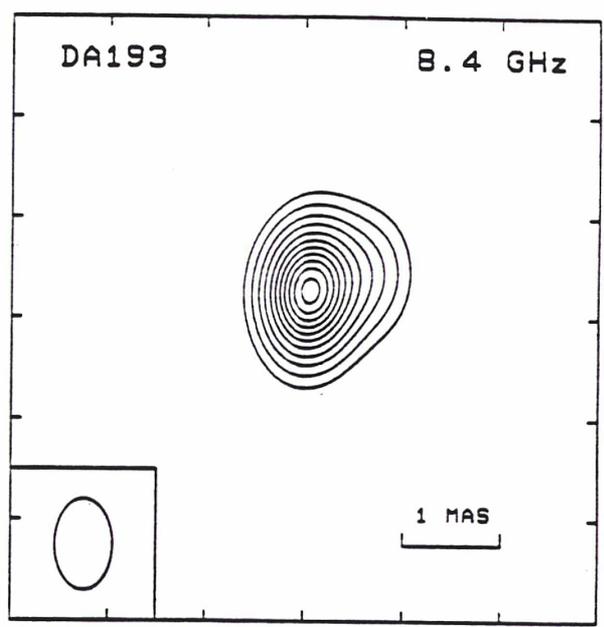
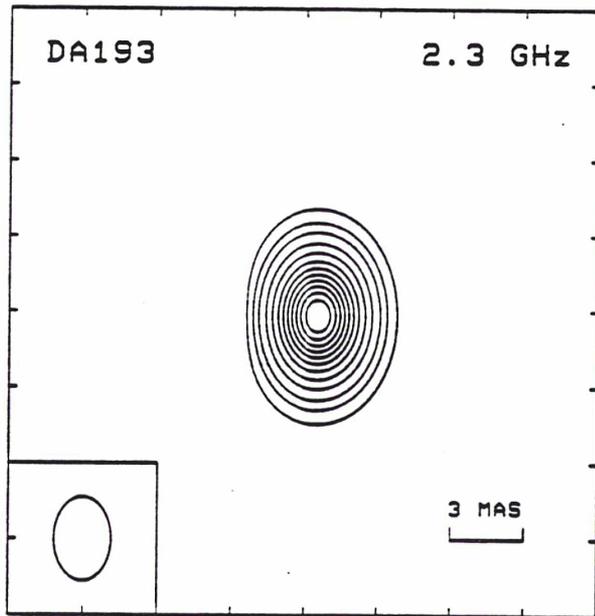


Figure 4 - continued

Analysis of a second Crustal Dynamics Program experiment:

NPAC-2 - september 1985

We present second-epoch maps of 3C273, 3C345, 3C454.3, DA193 and 4C39.25 and an analysis of the corresponding source structure effects. The VLBI data used for this analysis are those acquired during the Crustal Dynamics Program (CDP) North-Pacific 2 experiment which was conducted in 1985 september 30 with a six-station VLB array (Mojave, Vandenberg, Hatcreek, Gilmore Creek, Kauai, Kashima).

The correlation amplitudes and closure phases were first used to map the five sources at 2.3 and 8.4 GHz, using the hybrid-mapping algorithm (Cornwell and Wilkinson 1981). These maps are presented in part 1. They are second-epoch maps made with CDP North-Pacific experiments. First-epoch maps of fourteen sources have been produced from the North-Pacific 1 experiment, conducted in 1985 May (Charlot 1989a, hereafter paper I). Here, we discuss briefly structural changes between the two epochs. A more detailed analysis will be given elsewhere.

In part 2, we focus on source structure effects in Band Width Synthesis (BWS) delays and delay rates. Structure corrections for these quantities have been computed from the maps produced in order to refer the position of each source to a specific feature of its morphology (e.g. the core of the source). For the BWS delay, these corrections are significant when compared to the precision of models used in geodynamics. We have tested our corrections empirically by comparing the measured closure delays and delay rates to the corresponding closure quantities computed from the maps. The agreement between the measured and computed closure quantities is discussed as well as the statistical distribution of closure delays.

1. SOURCE STRUCTURES OF 3C273, 3C345, 3C454.3, DA193 and 4C39.25:

Second-epoch maps of 3C273, 3C345, 3C454.3, DA193 and 4C39.25 at 2.3 and 8.4 GHz are shown in Figure 1. The parameters of the restoring beam, the peak brightness and the contour levels used for each map are listed in Table 1. These maps have a higher dynamic range than those at first epoch ($\geq 1 : 100$ instead of $\sim 1 : 30$). This is most probably because second-epoch maps were made using all baselines whereas first-epoch maps were made using long and intermediate baselines only because of inconsistency data on the short baselines at first epoch (see paper I). For 3C273 and 3C454.3, this higher dynamic range reveals low-intensity structure which was missed at first epoch.

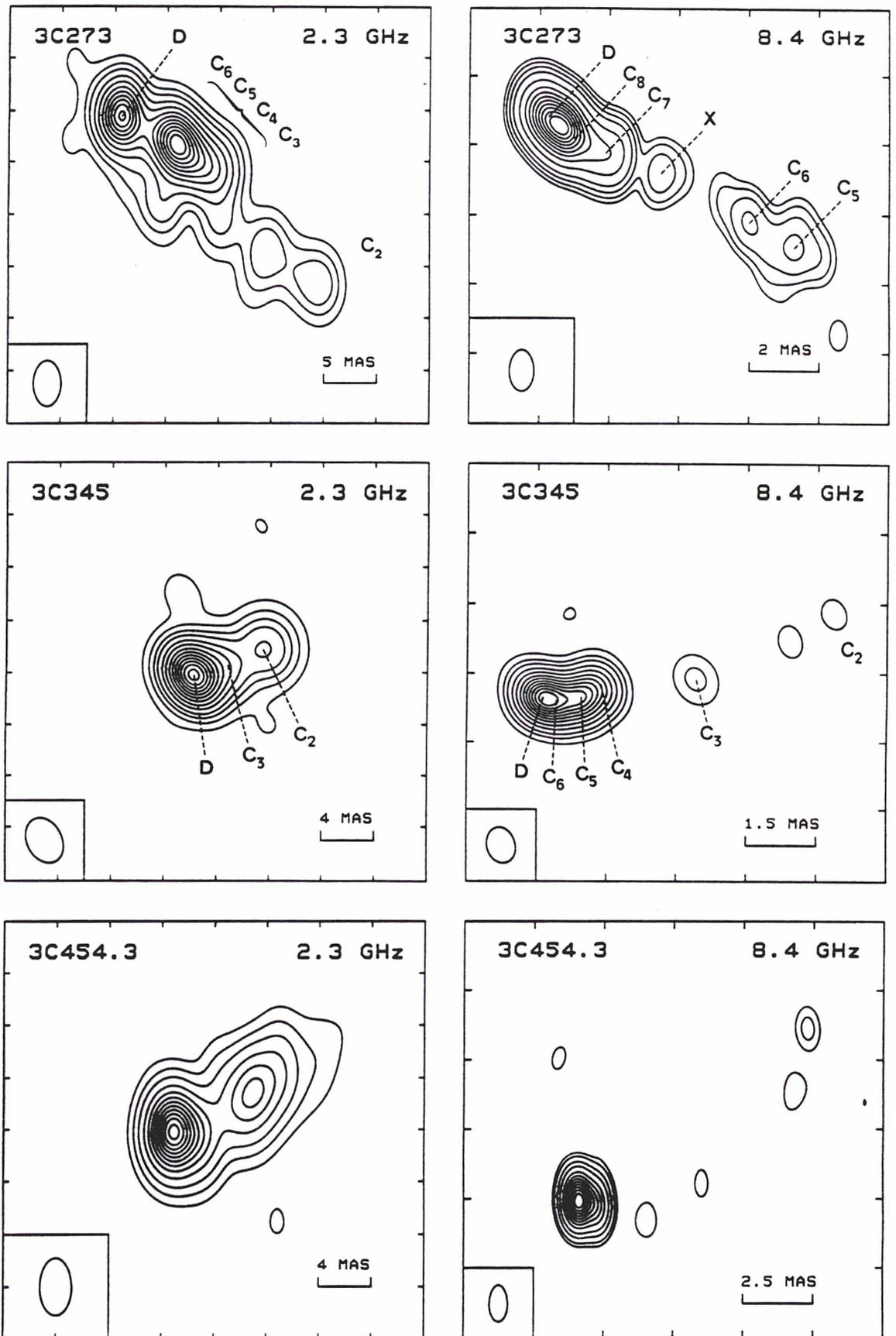


Figure 1: Hybrid maps of 3C273, 3C345, 3C454.3, DA193 and 4C39.25 at 2.3 and 8.4 GHz for epoch 1985.75. The scale of each map is indicated in the lower right-hand corner, and the FWHM contour of the elliptical Gaussian restoring beam is shown in the lower left-hand corner. The peak flux density, contour levels, and parameters of the restoring beam used for each map are listed in Table 1.

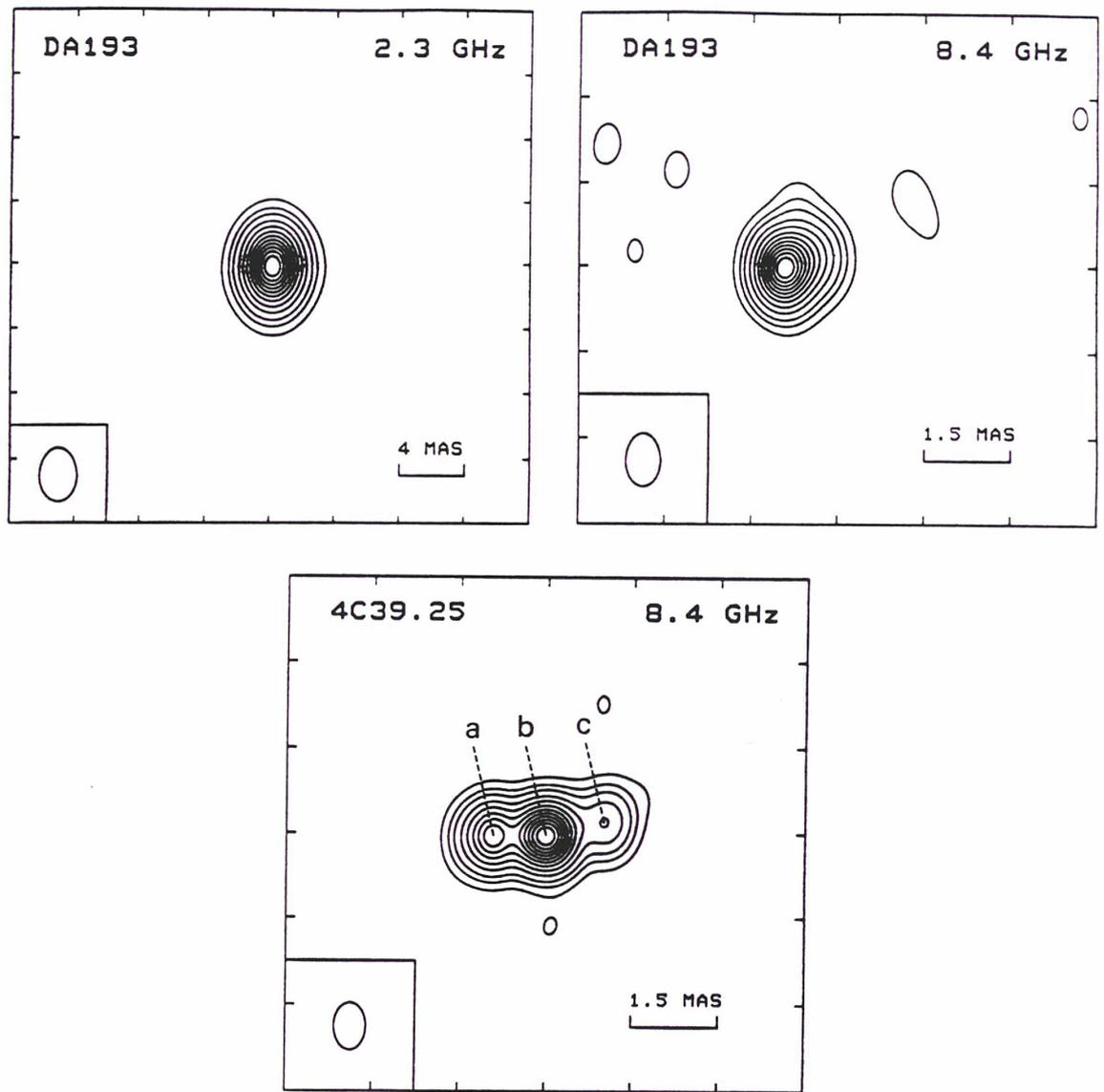


Figure 1 - continued

Table 1
Maps parameters

Source	Frequency (GHz)	Beam		PA ($^{\circ}$)	Peak (Jy/beam)	Contour levels (% of peak)
		Maj. Axis (mas)	Min. Axis (mas)			
3C273	2.3	4.4	2.6	0	6.65	$\pm 1, 3, 6, 12, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$
	8.4	1.2	0.7	0	8.97	$\pm 0.5, 1, 2, 4, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$
3C345	2.3	3.5	2.6	30	5.14	$\pm 1, 3, 6, 10, 17, 25, 35, 45, 55, 65, 75, 85, 90$
	8.4	0.75	0.6	20	3.74	$\pm 1, 3, 6, 12, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$
3C454.3	2.3	4.3	2.4	0	4.68	$\pm 1, 3, 7, 15, 25, 35, 45, 55, 65, 75, 85, 95$
	8.4	1.3	0.65	0	4.66	$\pm 1, 2, 5, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$
DA193	2.3	3.3	2.3	0	2.78	$\pm 1, 3, 6, 12, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$
	8.4	0.9	0.6	0	2.68	$\pm 1, 3, 6, 12, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$
4C39.25	8.4	0.9	0.6	0	2.68	$\pm 1, 3, 6, 12, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90$

3C273 (1226+023):

In our second-epoch map at 8.4 GHz, emission is seen in regions between 6 and 8 mas from the core. This emission was suspected at first epoch but could not be mapped satisfactorily. We are identifying it with components C_6 and C_5 . Component C_6 was first seen at 10.7 GHz in 1981.10 when its separation from the core was 1.1 mas (Unwin *et al.* 1985), but it is not seen in later maps at 10.7 GHz (Cohen *et al.* 1987). Its identification in our 8.4 GHz map at epoch 1985.75 with a separation of ~ 6.7 mas allow us to calculate a proper motion of 1.20 mas/yr for this component. This proper motion is the same as the one reported by Cohen *et al.* (1987) for component C_5 . We also note that component X, previously detected at epochs 1985.37 (paper I) and 1985.60 (Cohen *et al.* 1987) only, still exists at epoch 1985.75.

In our map at 2.3 GHz, the jet feature corresponding to components C_6 to C_3 looks extended southward. We think this extension is spurious because it is not aligned with the overall direction of the jet and was not seen in earlier maps. By analysing visibility plots, we infer that it might be due to a lack of data at a particular time where rapid transition of phase is observed. In this case, a denser u-v coverage would be useful to constrain the map. Further investigation of this problem will be carried out.

3C345 (1641+399):

At 2.3 GHz, there is no structural difference between the two epochs. At 8.4 GHz, some low-intensity emission ($\sim 1\%$ level) is detected beyond C_3 at second epoch. This emission may come from the fading component C_2 . We also note that the group of components $D + C_5 + C_4$ has a somewhat different appearance. By superresolving our map by a factor of 2, we infer that this is most probably due to the emergence of a new jet component from the core. This new component (C_6) was in fact detected in 8.4 GHz maps after 1985.46 by Tang, Rönnäng and Bååth (1988).

3C454.3 (2251+158):

At 2.3 GHz, our two maps of 3C454.3 are similar, but at 8.4 GHz they are significantly different. In the core region, the intensity of the western component fall from $\sim 90\%$ of the peak brightness at epoch 1985.37 to $\sim 30\%$ of the peak brightness at epoch 1985.75 (as measured from contours of our 8.4 GHz maps superresolved by a factor of 2) whereas its separation from the main component remains stable during this period. This means that the flux density of this component has been roughly divided by three in four months. Hence structural variations are observed on intervals as short as one month in this source.

On the other hand, we detect a succession of low-intensity components (1-2% level) along a curved path starting from the core. These components were not detected at first epoch due to the limited dynamic range of our 8.4 GHz first-epoch map. In our second-epoch map, they are above the noise level and we are confident that they are real. The position angles of the two extreme components correspond to that of the jet seen at lower frequencies (see our 2.3 GHz maps for example), which also supports this finding. Further investigations of this highly curved jet will be carried out in a paper in preparation.

DA193 (0552+398):

There is no structural difference with the first epoch except a possible low-intensity component (1% level) located ~ 2.5 mas to the west of the core in our 8.4 GHz map. The position angle of this component is roughly the same as that of the axis joining the two main components of DA193 (see paper I). This might be considered an indication that this feature is not spurious although its intensity is close to the noise level of our map.

We estimated the separation between the two main components of the source and their flux densities by fitting a two-Gaussian component model to our data. It indicates a separation of 0.52 ± 0.06 mas at $PA = -69 \pm 2^\circ$ with flux densities of 3.0 ± 0.3 Jy and 1.1 ± 0.3 Jy, respectively. These values are very close to those measured at first epoch (separation = 0.52 ± 0.05 mas, $PA = -75 \pm 2^\circ$, flux densities = 3.0 ± 0.3 Jy and 1.3 ± 0.3 Jy). The separation between the two components is the same at the two epochs (1985.37 and 1985.75). This value is significantly larger than that measured at epoch 1981.5 (0.37 ± 0.05 mas) and makes DA193 a possible superluminal source (see paper I). Additional data at later epochs are needed to confirm this finding.

4C39.25 (0923+392):

This source was mapped at 8.4 GHz only. We note a decay of $\sim 10\%$ of the relative flux density of component "c" between 1985.37 and 1985.75, as measured from contours of the maps.

2. ANALYSIS OF SOURCE STRUCTURE EFFECTS:

The maps above were used to derive astrometric structure corrections for BWS delays and delay rates. These corrections were computed for each baseline over a 24-hour period (1985, september 30). Information concerning our algorithm can be found in Charlot (1989b), hereafter paper II. Table 2 indicates maximum structure corrections for the BWS delay at 8.4 and 2.3 GHz. These maxima are significant, especially for 3C273 at 8.4 and 2.3 GHz, and 3C345 at 8.4 GHz. We note the magnitude of the corrections is typically 50% smaller. Hence, structure corrections for BWS delays are at least as large as the uncertainties of the measurements. For the delay rate, the structure corrections reach 0.05 ps/s at 8.4 GHz (3C345) and 0.25 ps/s at 2.3 GHz (3C273), but the effect is not significant (< 0.02 ps/s) most of the time.

Table 2
Maximum structure corrections for the BWS delay at epoch 1985.75 (ns)

	3C273	3C345	3C454.3	4C39.25	DA193
8.4 GHz	0.6	0.8	0.1	0.15	0.025
2.3 GHz	5.0	0.2	0.6	— ^a	— ^a

a) structure corrections for 4C39.25 and DA193 were not computed at 2.3 GHz.

Structure effects in VLBI delays can be shown most easily through closure delays around triangles of baselines. These quantities depend on the structure of the source only. Hence, by comparing the measured values to those computed from the brightness distribution, it is possible to verify that the structure corrections are properly accounted for. In the cases of 3C273, 3C345, 3C454.3 and 4C39.25, we have made this comparison for all possible triangles of baselines, and found generally a good agreement between the measured and computed closure delays. Figure 2 presents a selected sample of plots (two per source and per frequency) showing this agreement. For completeness, we also show the measured and computed closure delay rates, and the fit between the hybrid maps and the closure phases in this figure.

In a few cases, however, we noted that the agreement between measured and computed closure delays is not satisfactory. Possible explanations for this disagreement are the following:

1) Quality factors:

Each observation is assigned a quality factor (QF) by the correlator, depending on the quality of fringe fitting. Good quality factors are 9 or 8; $QF < 7$ indicates that the observation may be unreliable; $QF = D$ means that the correlation has failed in one or more frequency channels. Thus, it is not surprising to see disagreements between measured and computed closure delays when measured delays around triangles have bad quality factors ($QF < 7$ or $QF = D$), since systematic errors may have occurred during the correlation process. Such observations should be eliminated.

In CDP North-Pacific 2 experiment, we noted a unusual proportion of observations with $QF \leq 7$ or $QF = D$ (e.g. $\sim 40\%$ for 4C39.25 at 8.4 GHz). No data with bad QF ($QF < 7$ or $QF = D$) have been eliminated in our plots of Figure 2, but the quality factors of the observations are indicated for all measured closure quantities. Observations appearing with bad quality factors might in some cases be correct but it is more difficult to draw firm conclusions concerning structure effects in such cases. It seems that observations with bad quality factors affect more drastically closure delay rates than closure delays. Enhancement of the quality of data at the correlator is necessary in the future to analyse the finest details of VLBI quantities such as source structure effects.

2) Integration times:

It is important that integration times be comparable for all observations in order to eliminate systematic errors due to propagation delays and instrumentation at each station when computing closure quantities (delays and delay rates). In CDP North-Pacific 2 experiment, large differences are sometimes found between integration times. For example, in the case of 3C345, 40% of the observations have integration times 30% below the maximum integration time and 20% of the observations have integration times 50% below this maximum value. Such differences are not suitable to form and compare closure quantities and might limit high-precision geodesy and astrometry.

3) structure correction uncertainties:

We have not computed structure correction uncertainties. These uncertainties depend on the quality of the map, that is on delta function uncertainties in position and flux density. Unfortunately, the hybrid-mapping technique does not provide these latter values. Thereby, it is rather difficult to estimate structure correction uncertainties.

Some simulations have shown that very accurate measurements of positions and flux densities are required for modelling properly structure effects in the case of nearly equal two-component models (paper II). In real cases, we have tested our corrections by calculating them from slightly different maps; these tests indicate that structure effects near null visibility points are very sensitive to the map used (see also the case of NRAO140 in paper II).

Emission far from the core (5-10 mas) can produce significant structure effects even if its intensity is only a few percents of that of the core. For example, the rapid structure effect oscillations seen for 3C454.3 at 8.4 GHz (Figure 2) are only due to the weak components of the curved jet, especially the one with 2% intensity located ~ 10 mas away from the core. In the case of a 7000 km baseline, we estimate from our map that the amplitude of the oscillations produced by this 2% component is ~ 100 ps. But it would be ~ 150 ps for a 3% component and ~ 50 ps for a 1% component. Hence, structure effects not finer than 50 ps can be modelled from a map with a dynamic range of 1:100 in this case.

Finally, we note that the measured and computed closure delays agree very well in the case of 3C273 at 2.3 GHz although the map produced has a 10% spurious feature (see above). In fact, it is normal that this feature does not affect structure corrections for our data since it probably appeared in the map due to a lack of constraint of these data, as explained above. The hybrid map of 3C273 at 2.3 GHz should not be used to compute structure corrections for other baselines or at other UT times because this spurious feature may then affect the calculations.

4) other systematic errors:

From examining the closure delays measured for the quasi point-like source DA193 at 8.4 GHz, we argue that other systematic errors than those mentioned above sometimes occur in these quantities. Figure 3 shows that the measured closure delays at UT=14 h 44 mn and UT=19 h 35 around the triangle Vandenberg-Hatcreek-Kashima are ~ 0.2 ns with an uncertainty of ~ 0.05 ns. This shift can be explained neither by structure effects (the magnitude of the effect is ten times smaller, see Table 2), nor by fringe detection problems (all quality factors are 9), nor by different integration times around the triangle (integration times differ by less than 10%). Hence, other explanation should be searched. The closure phase plot in Figure 3 shows that these shifts exist in the closure phases as well. A review of closure errors has been given by Pearson and Readhead (1984). Point-sources are useful to calibrate such errors because closure quantities should all be zero.

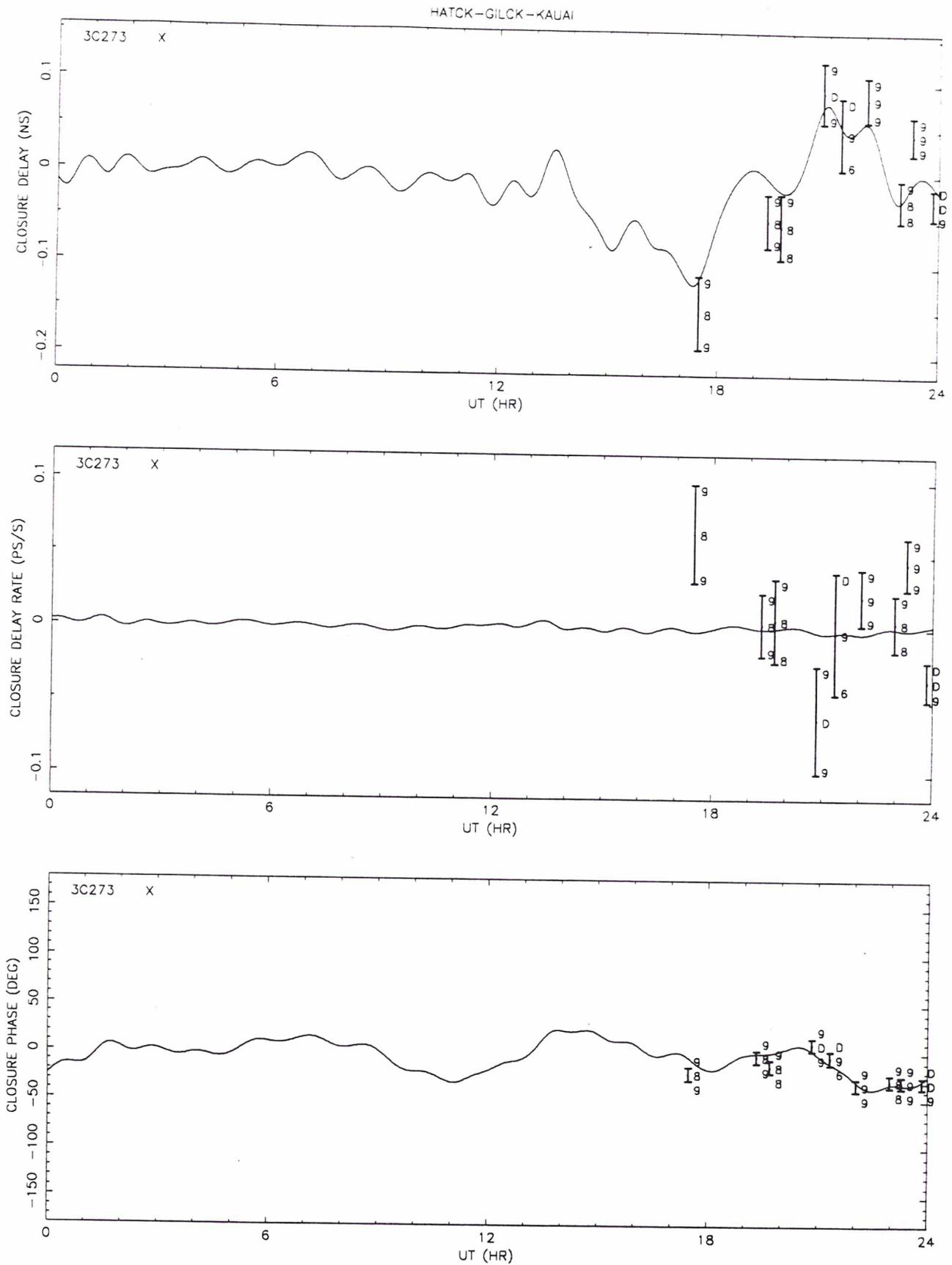


Figure 2: Comparison of measured closure quantities (vertical bars) and computed closure quantities (continuous curves) derived from the 2.3 and 8.4 GHz maps of 3C273, 3C345, 3C454.3 and 4C39.25 at epoch 1985.75. Quality factors of observations are indicated near vertical bars for all measured closure quantities. Source name and frequency information (X=8.4 GHz, S=2.3 GHz) are in the top left-hand corner of each plot. Stations are: Mojave (MOJAV), Vandenberg (VANDE), Hatcreek (HATCK), Gilmore Creek (GILCK), Kauai (KAUAI) and Kashima (KASHI)

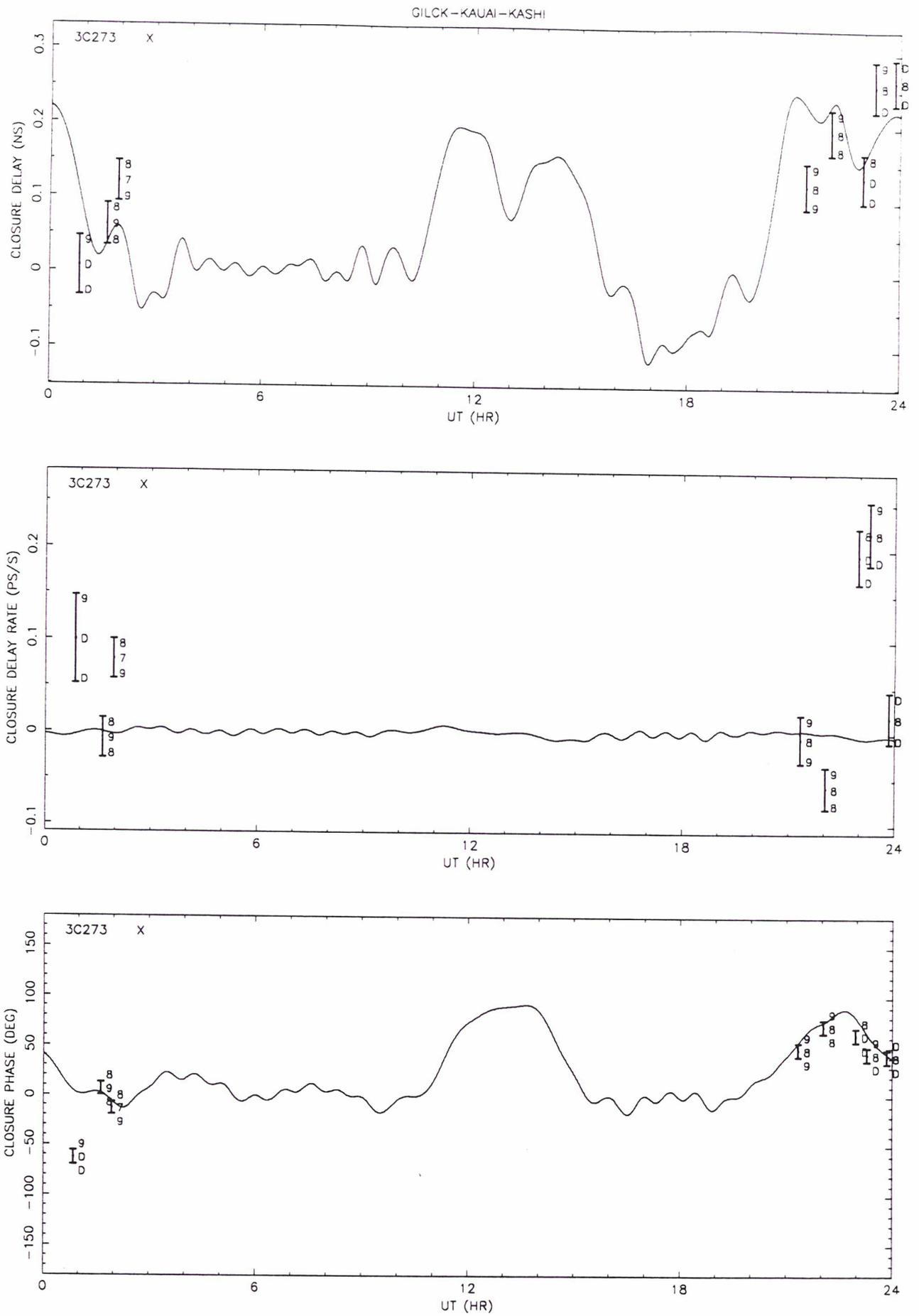


Figure 2 -continued

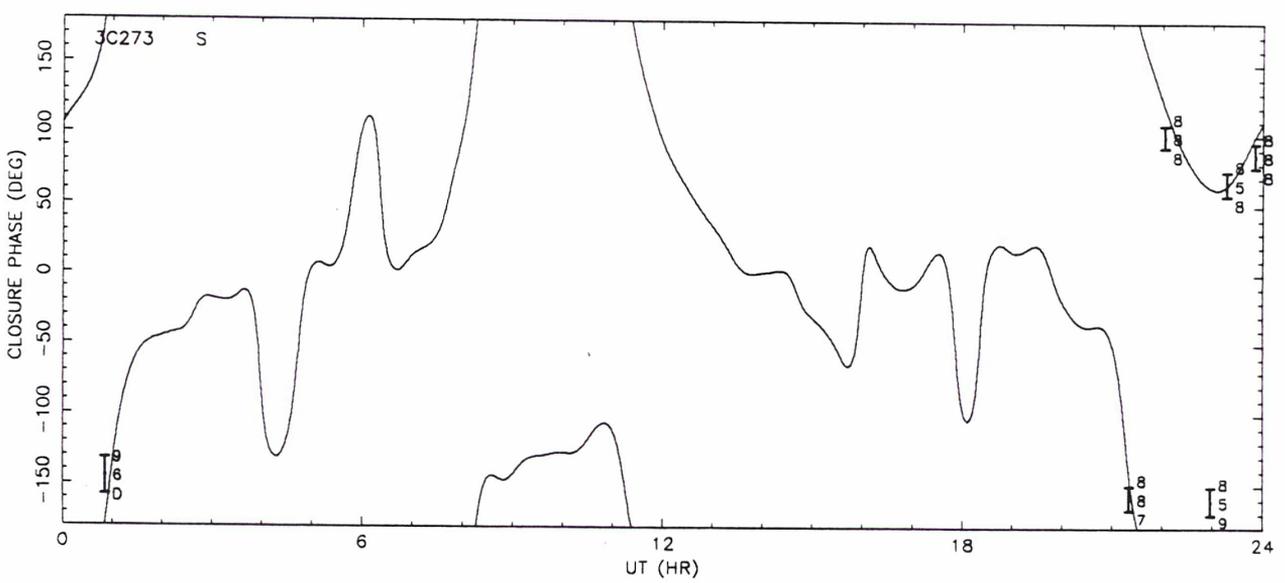
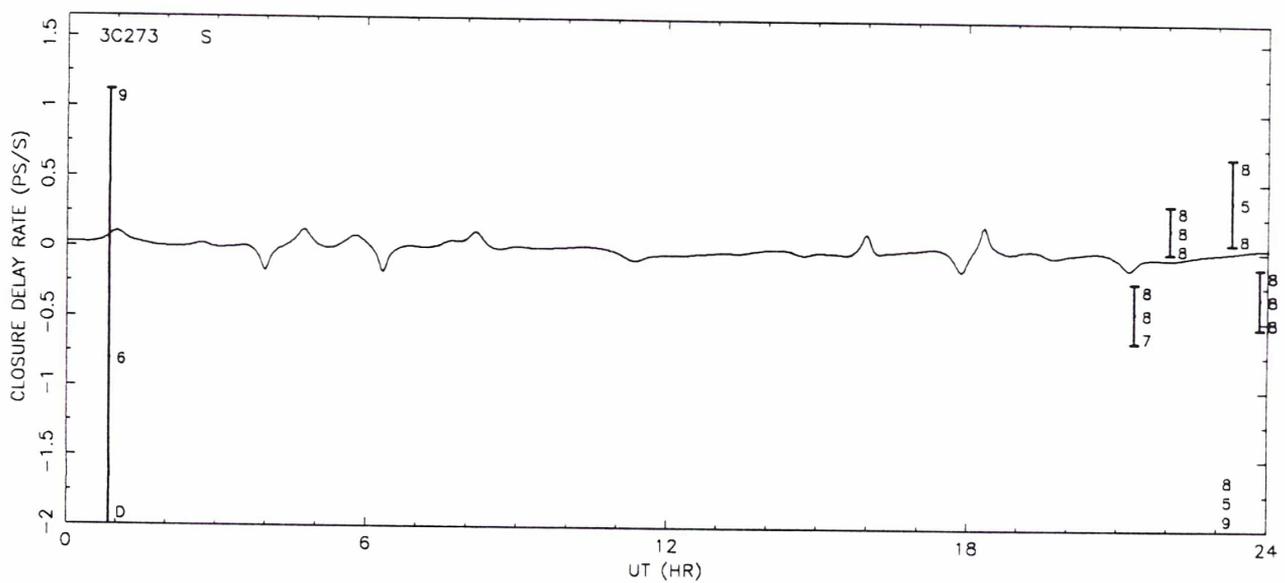
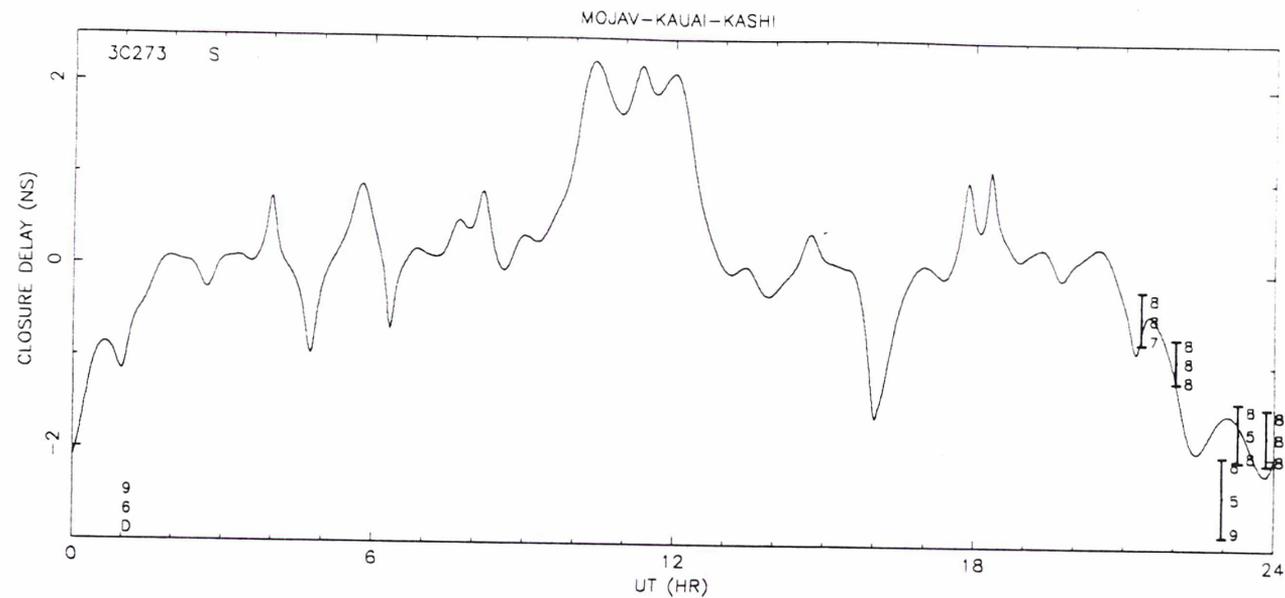


Figure 2 -continued

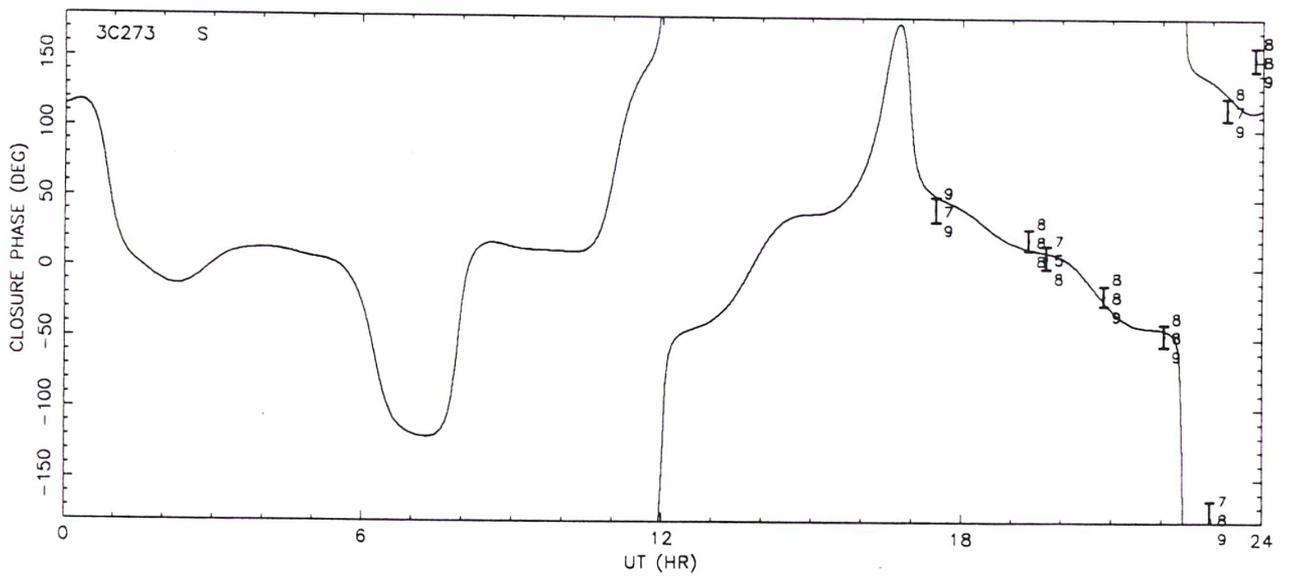
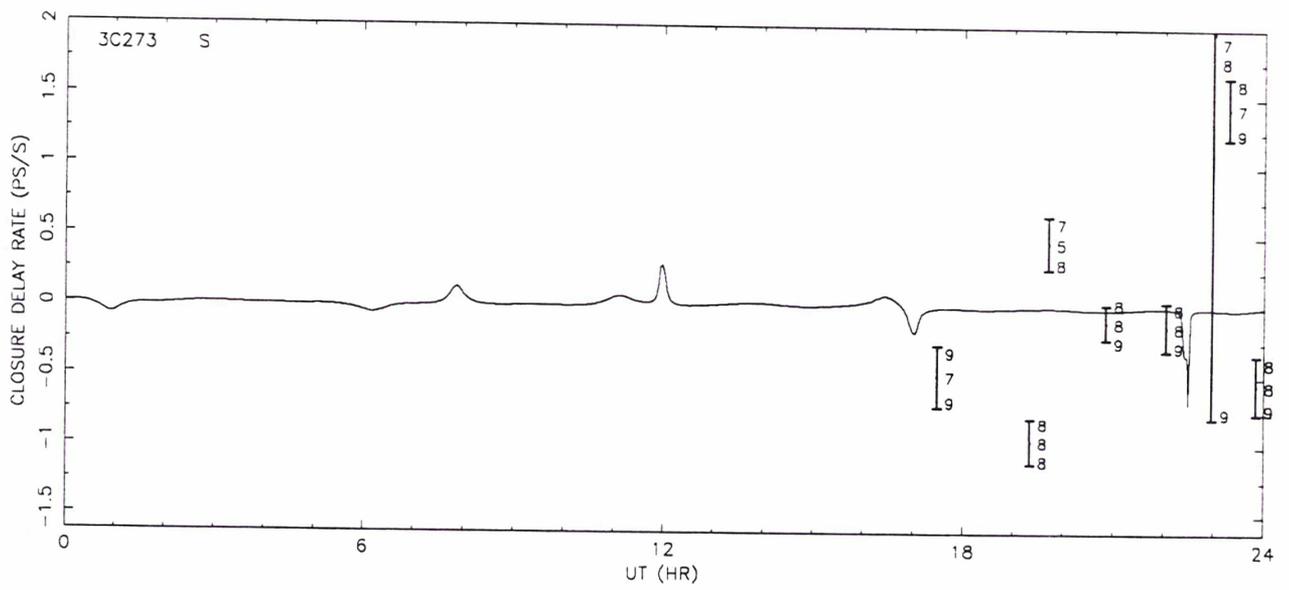
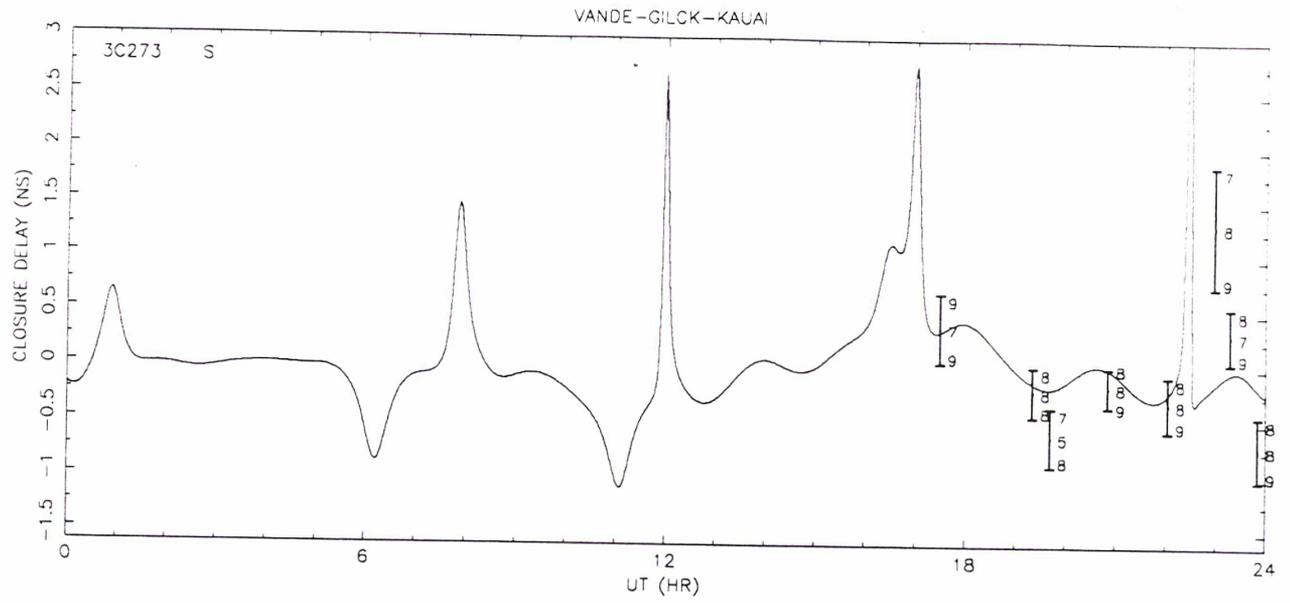


Figure 2 -continued

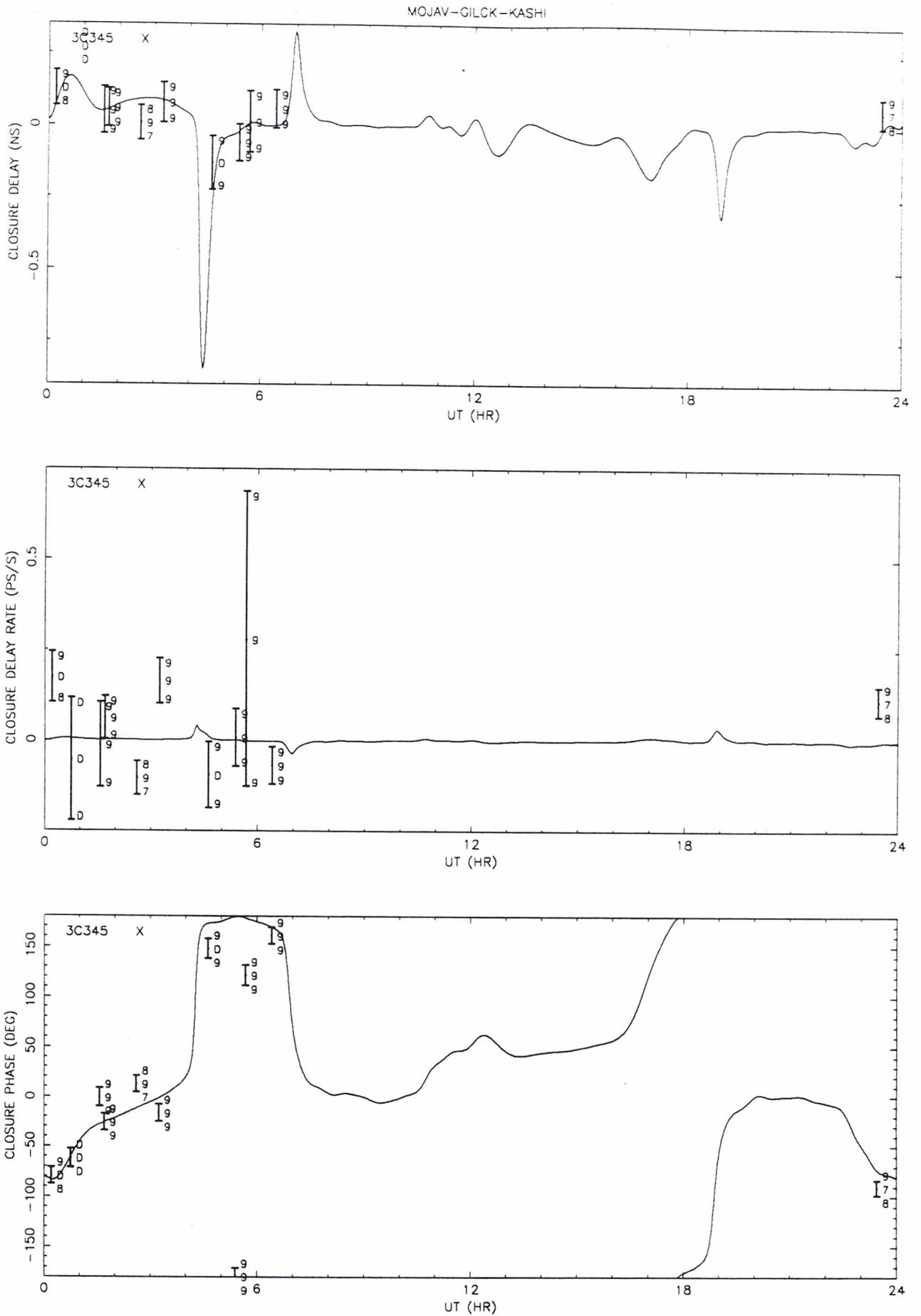


Figure 2 -continued

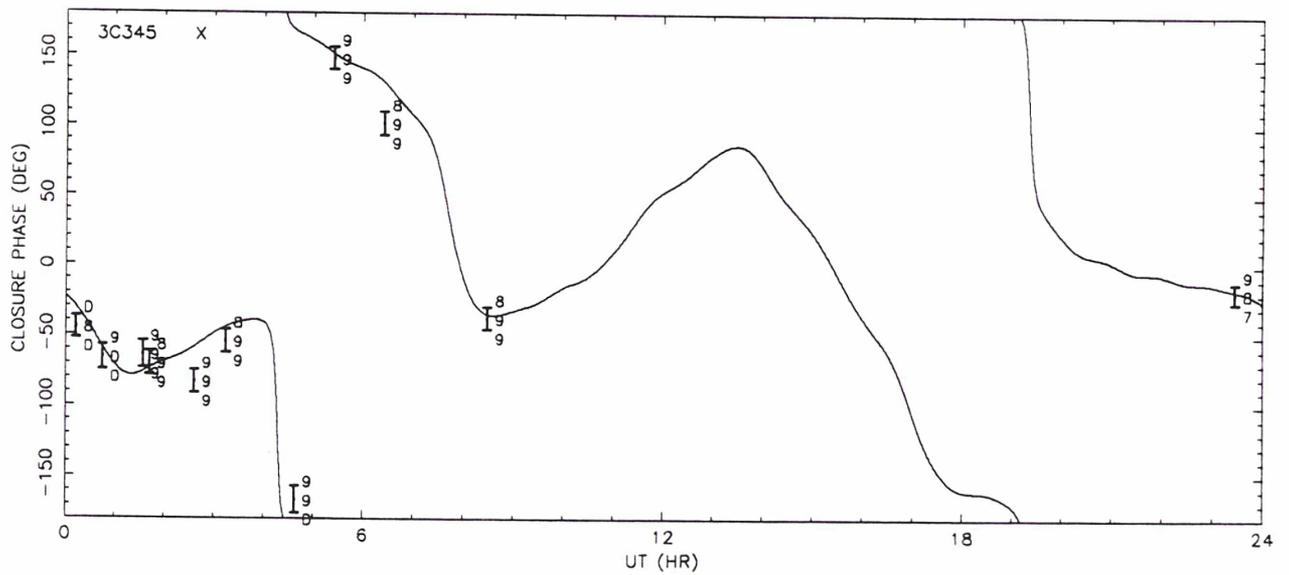
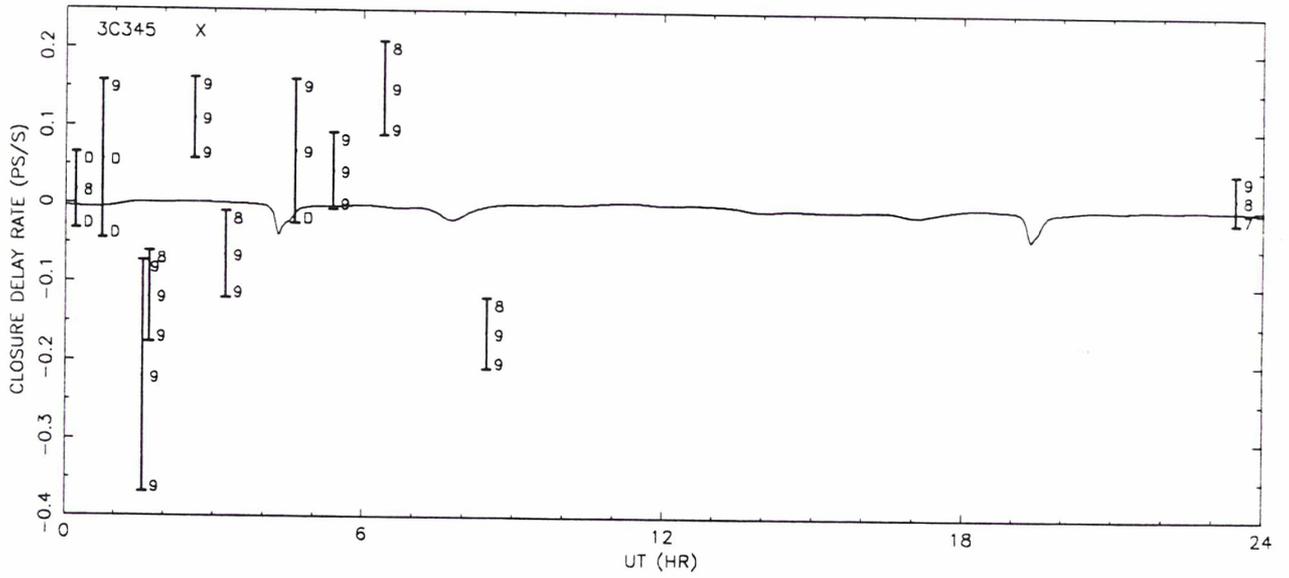
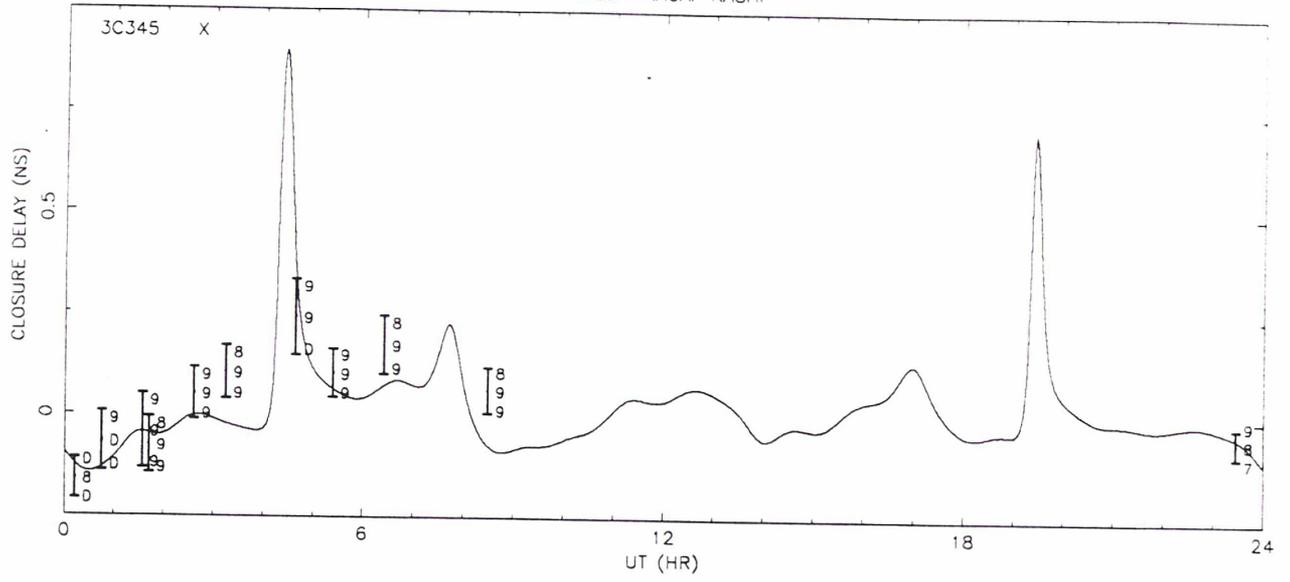


Figure 2 -continued

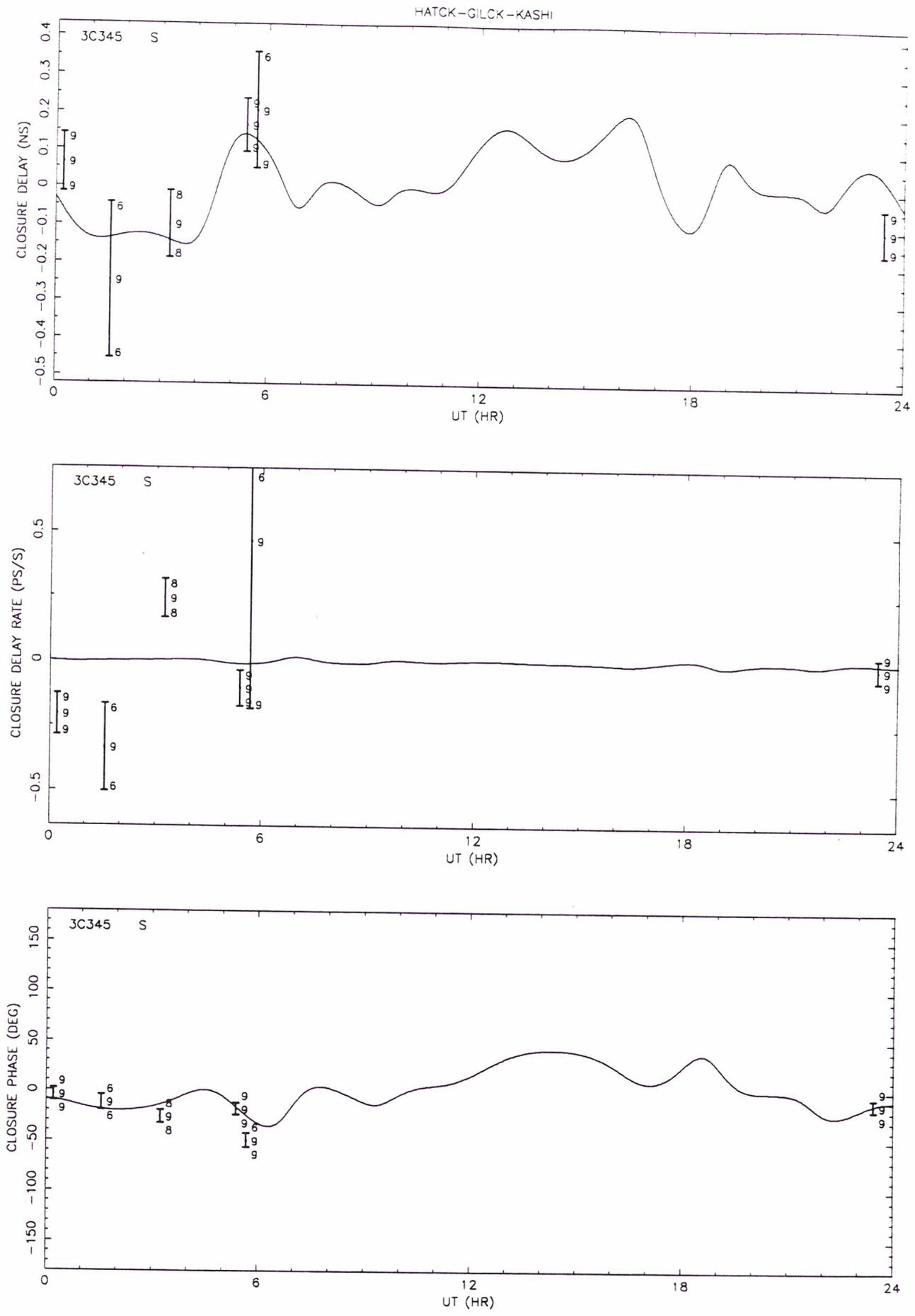


Figure 2 -continued

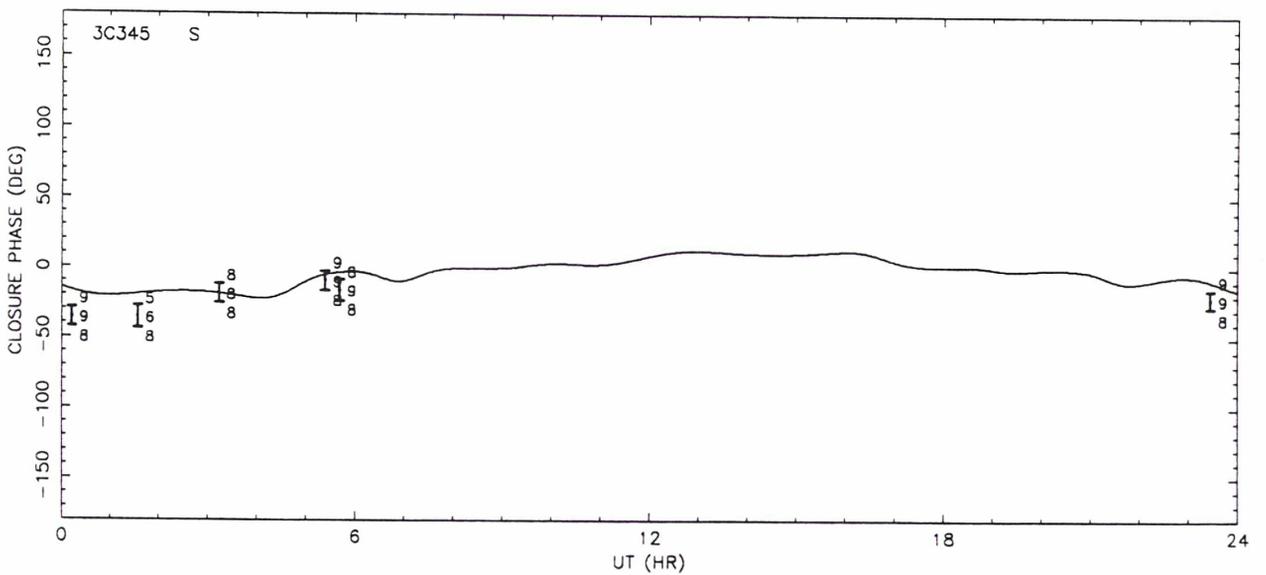
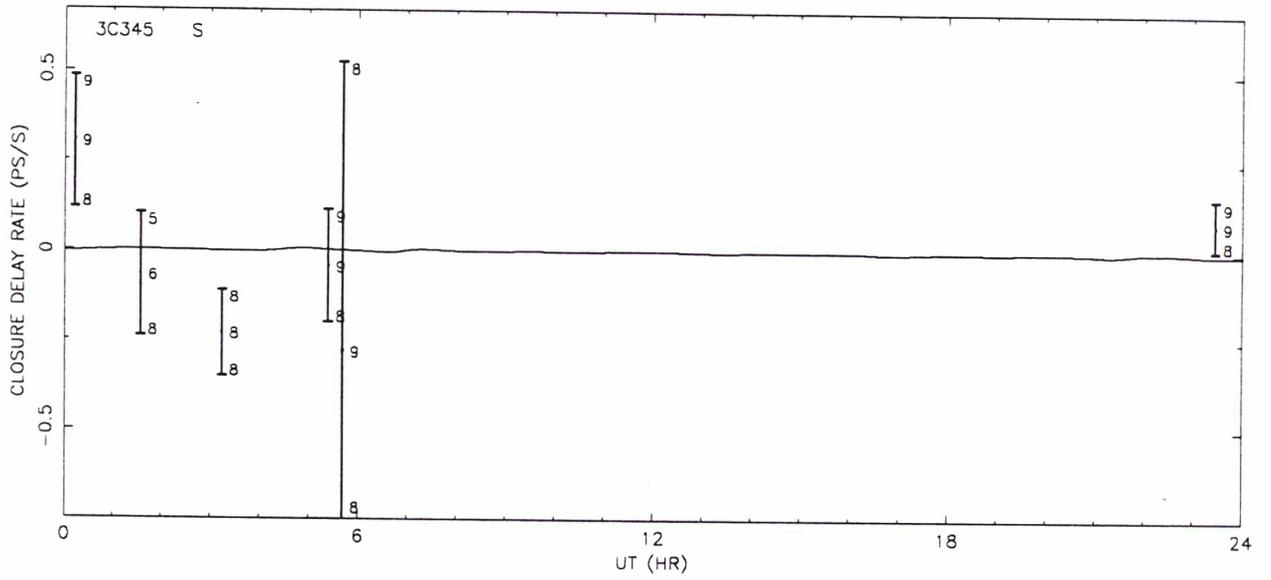
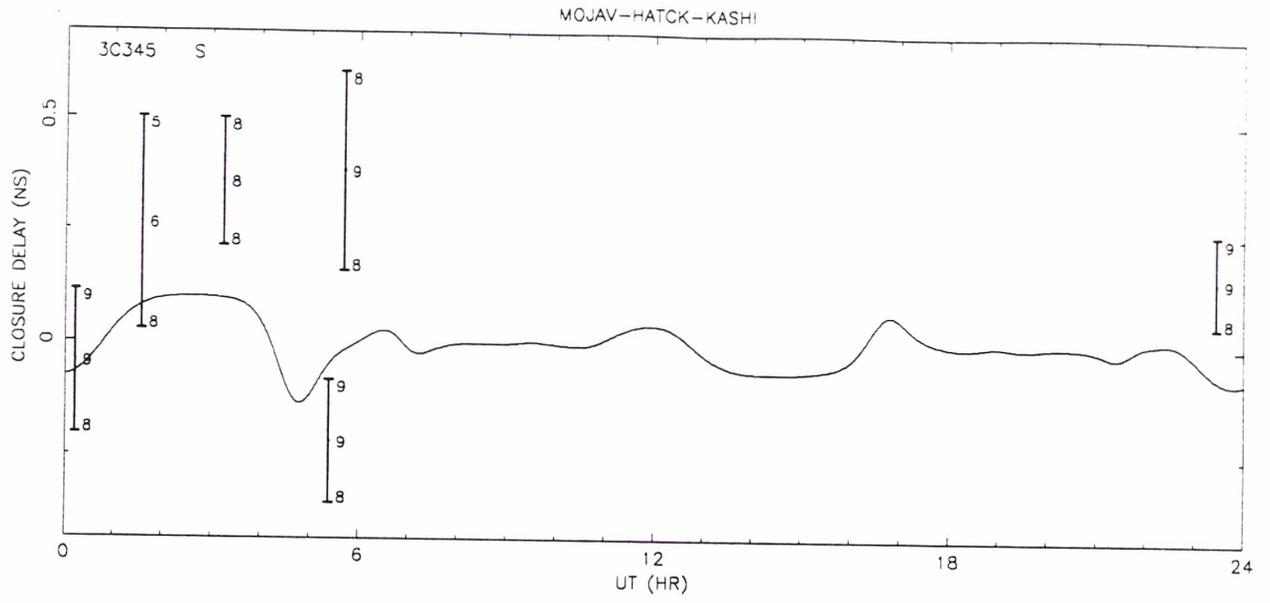


Figure 2 -continued

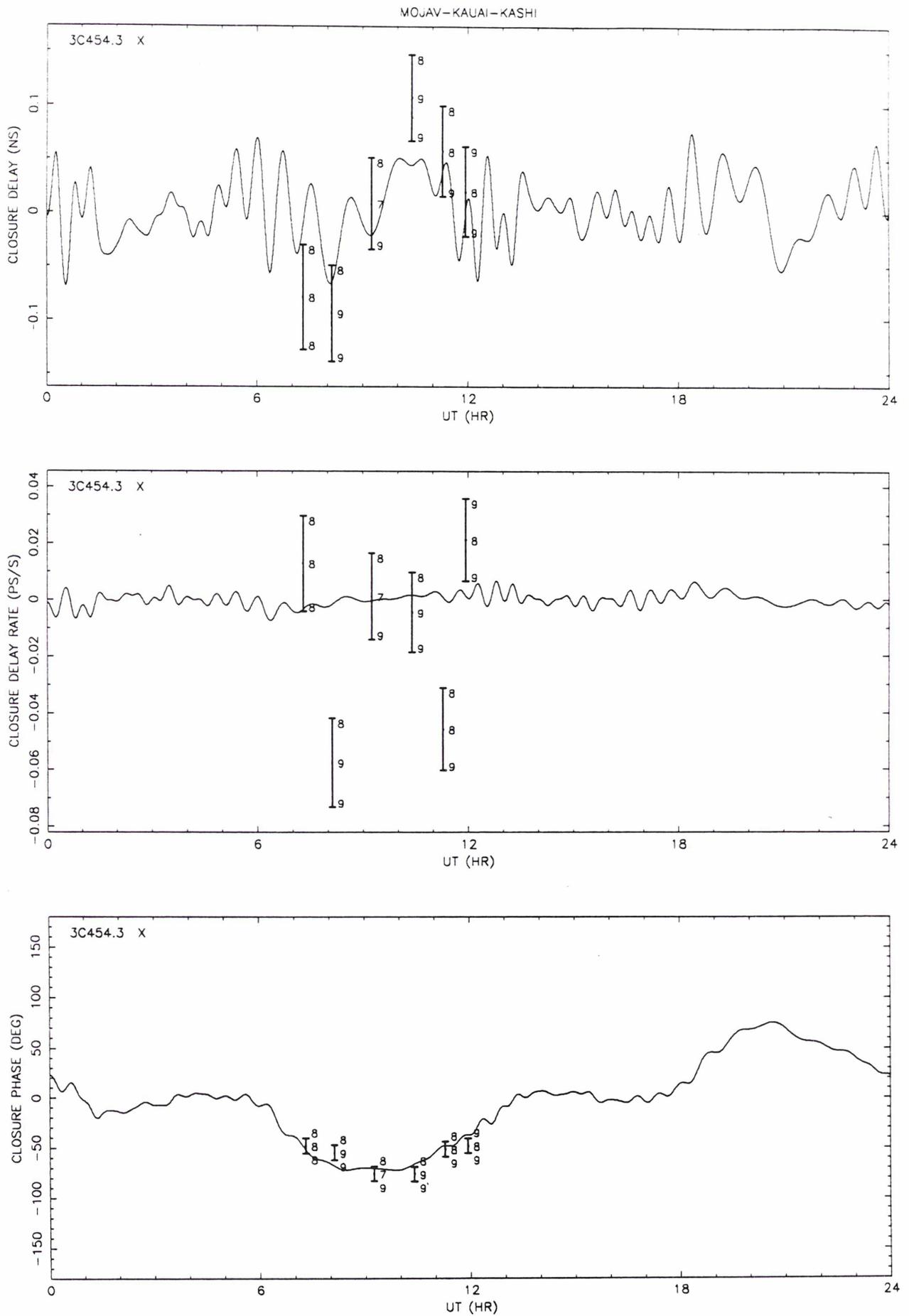


Figure 2 -continued

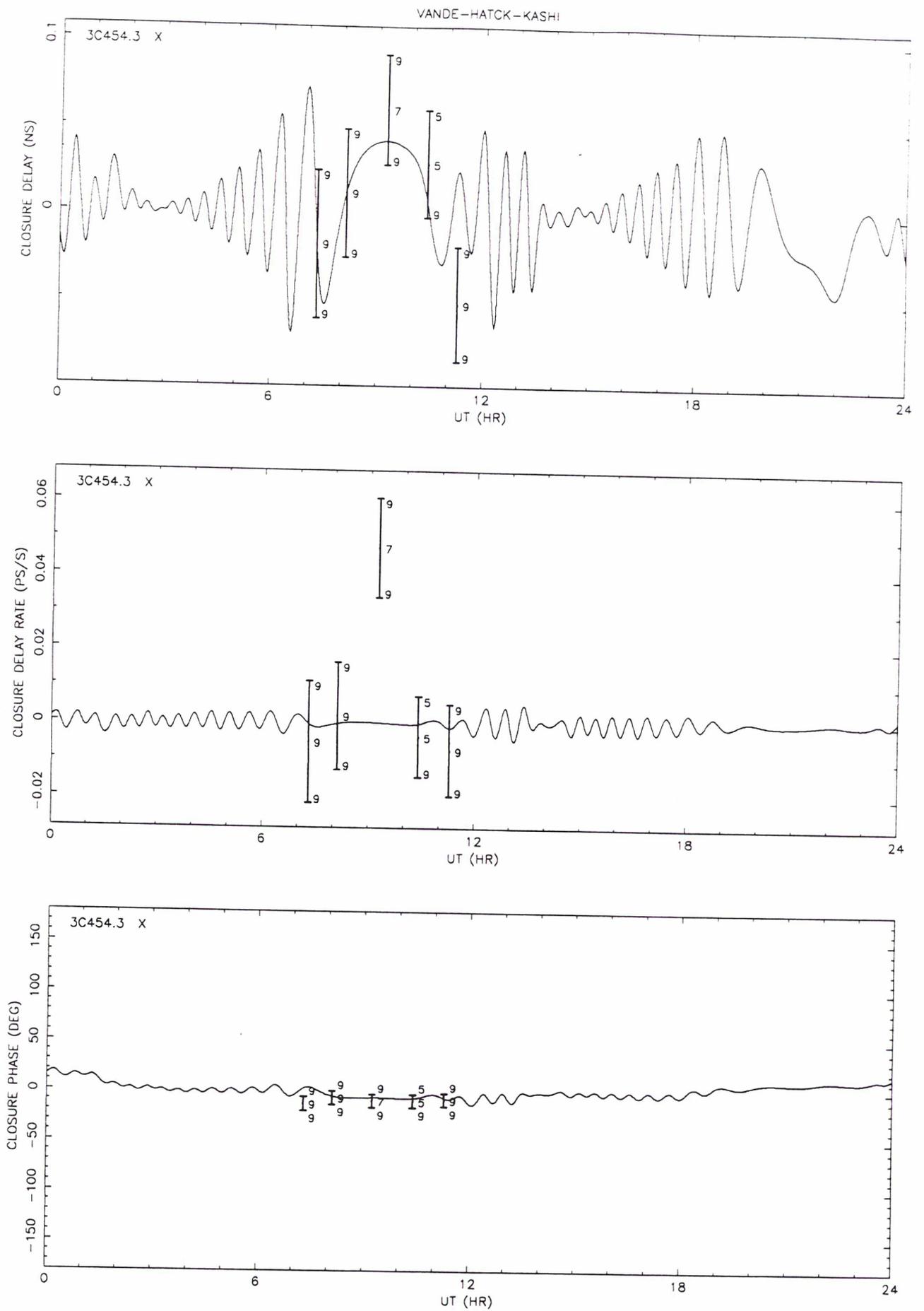


Figure 2 -continued

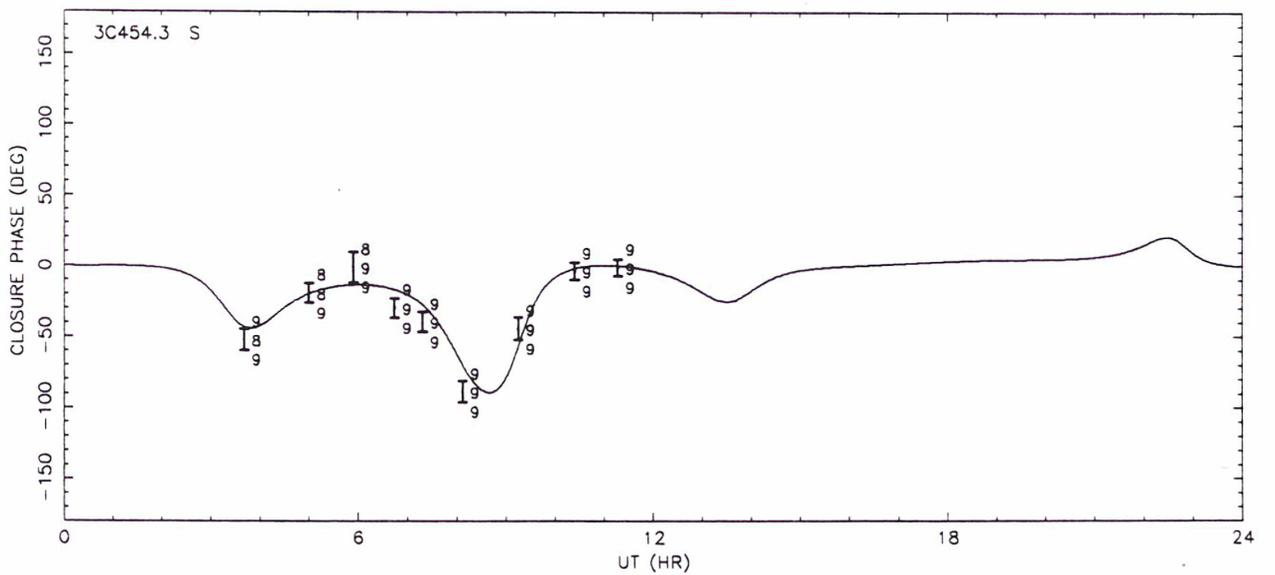
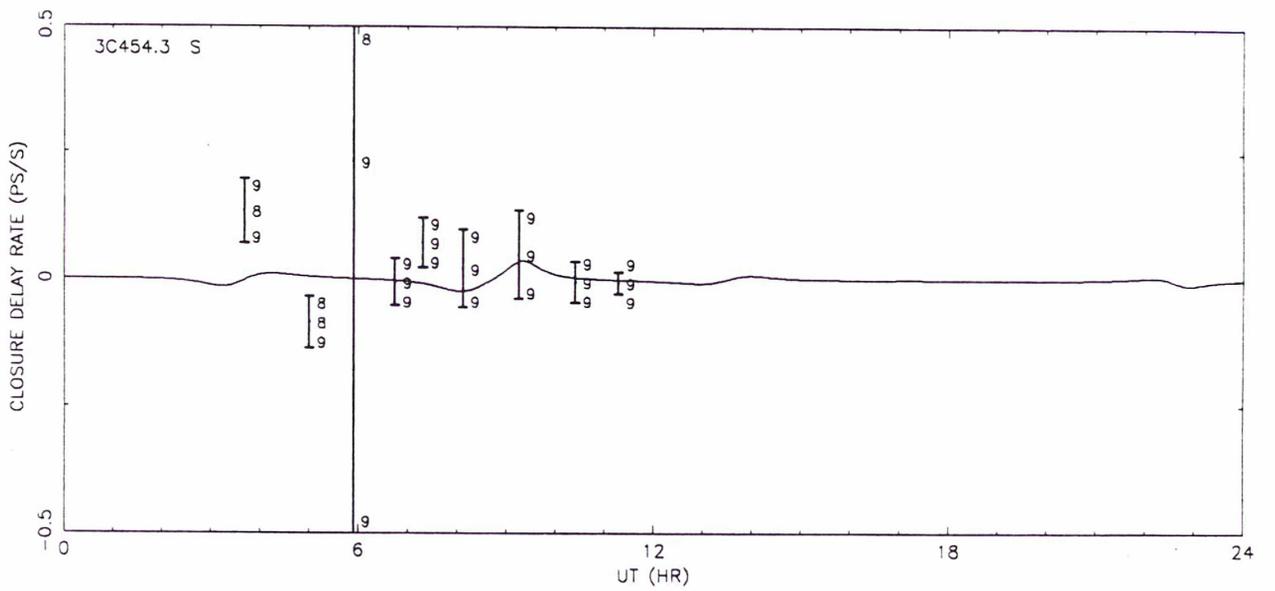
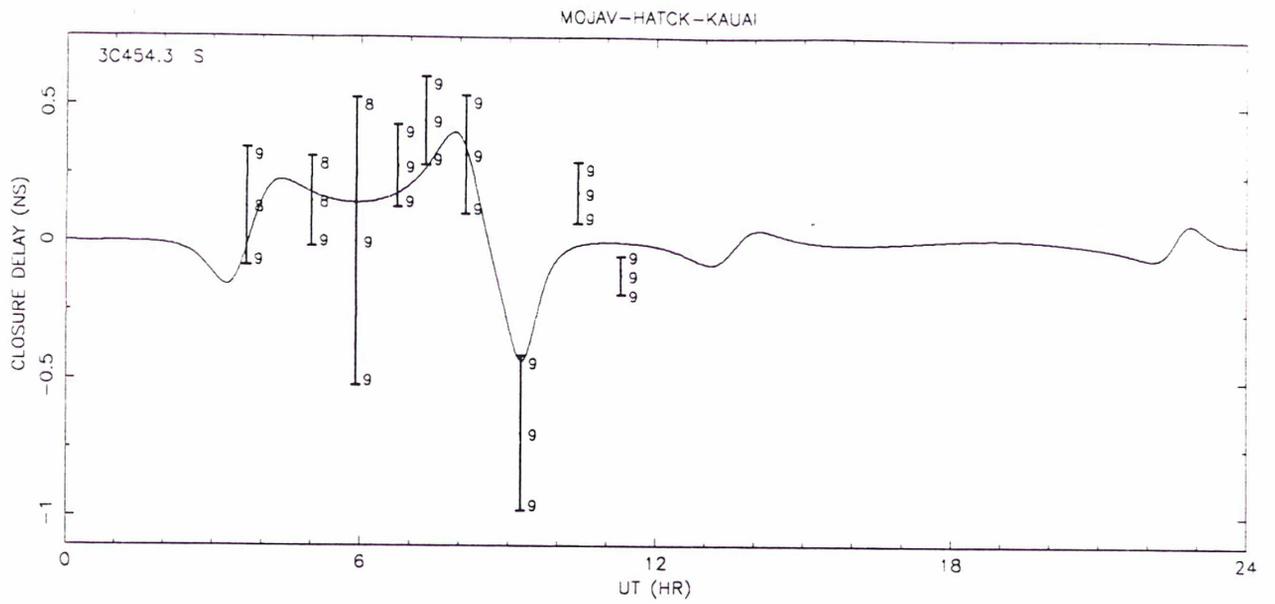


Figure 2 -continued

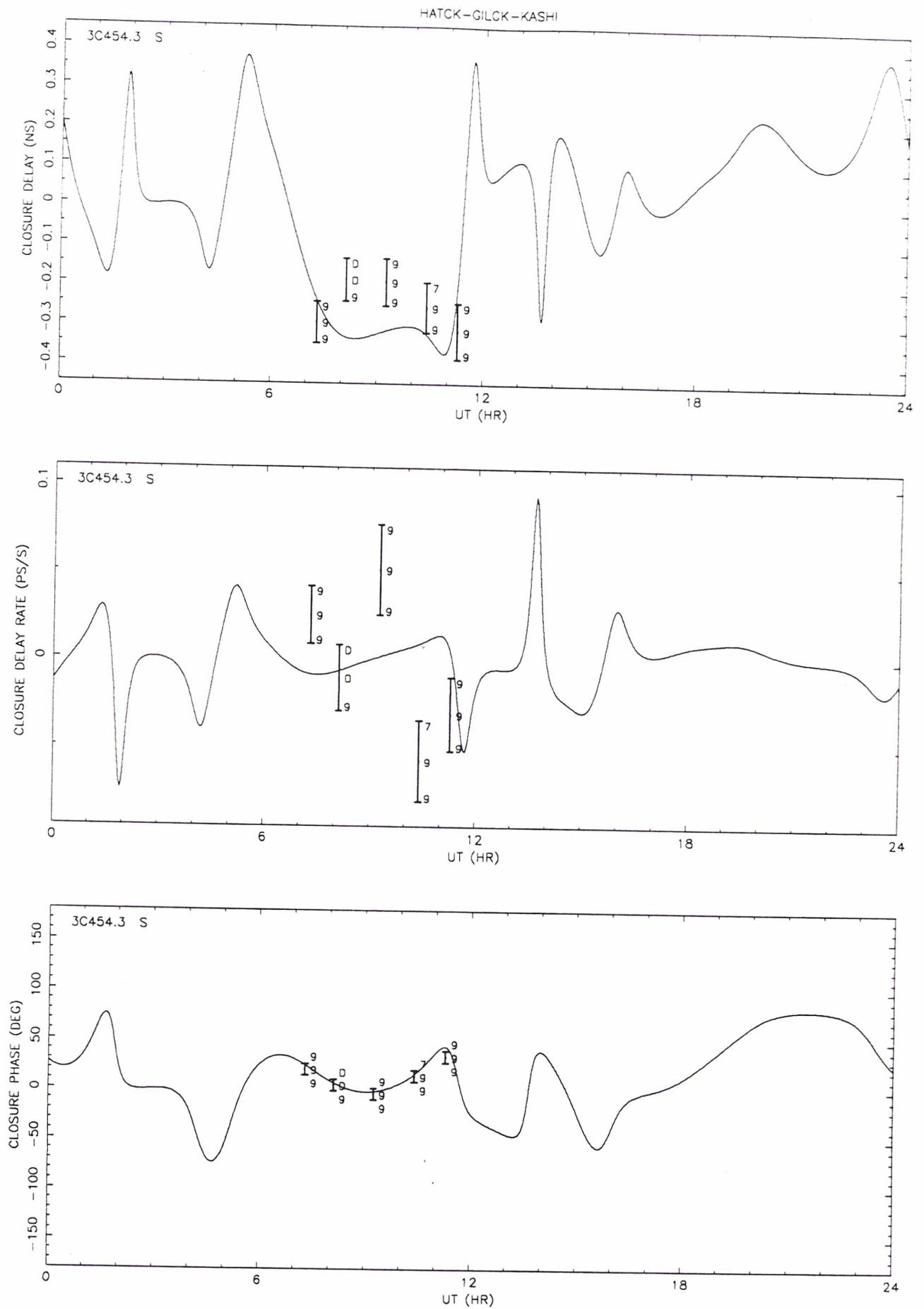


Figure 2 -continued

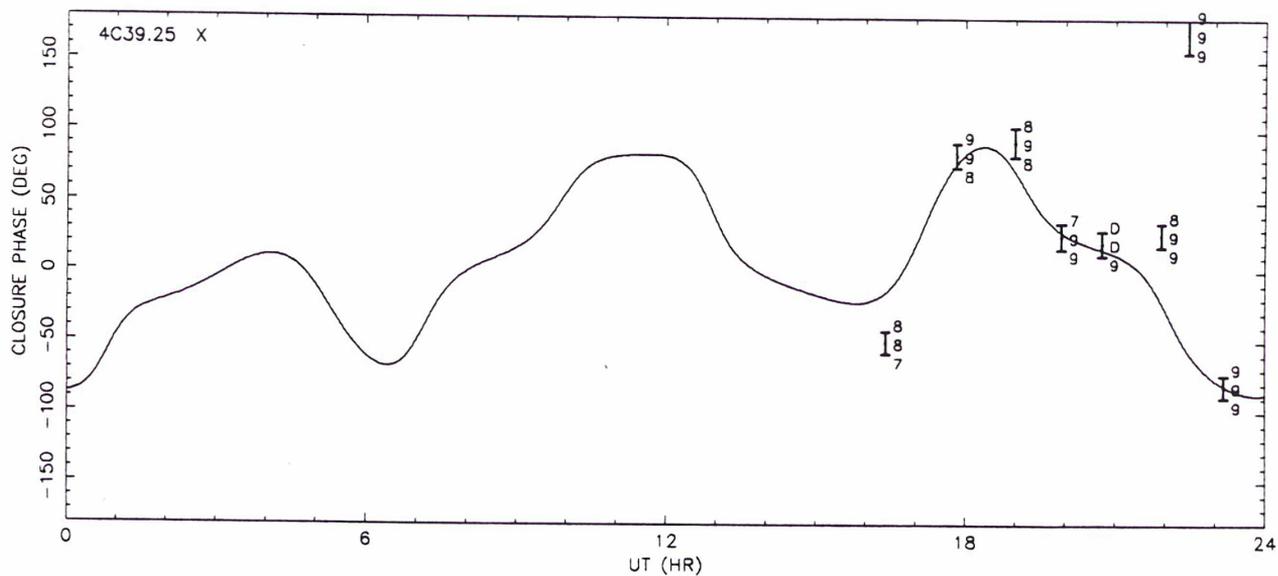
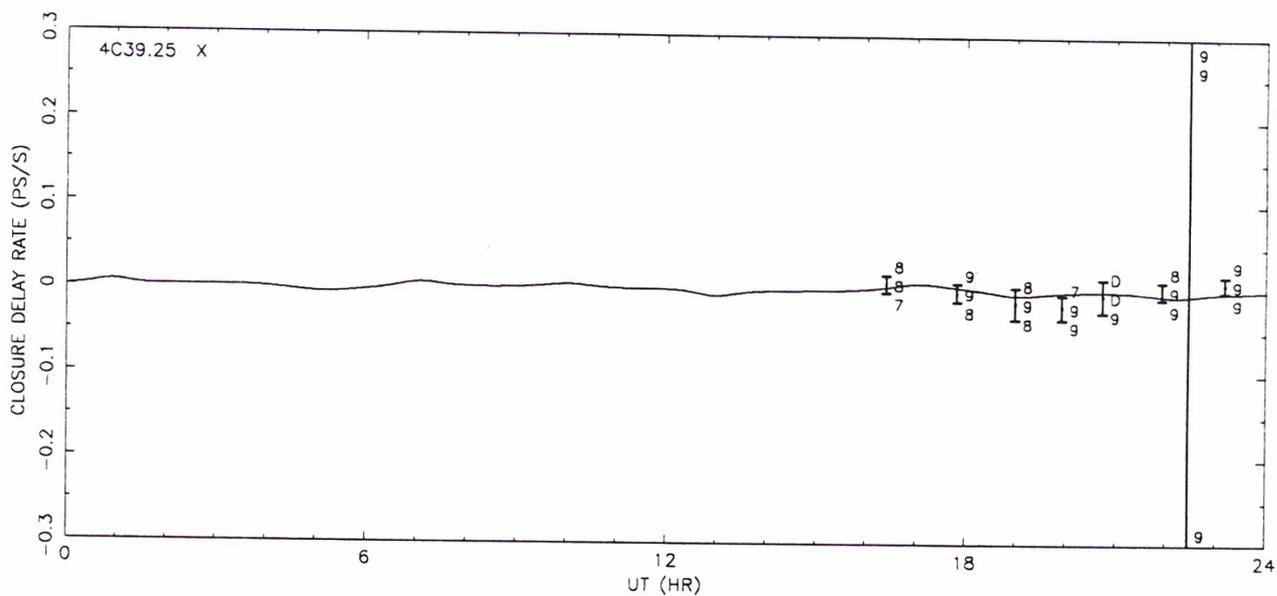
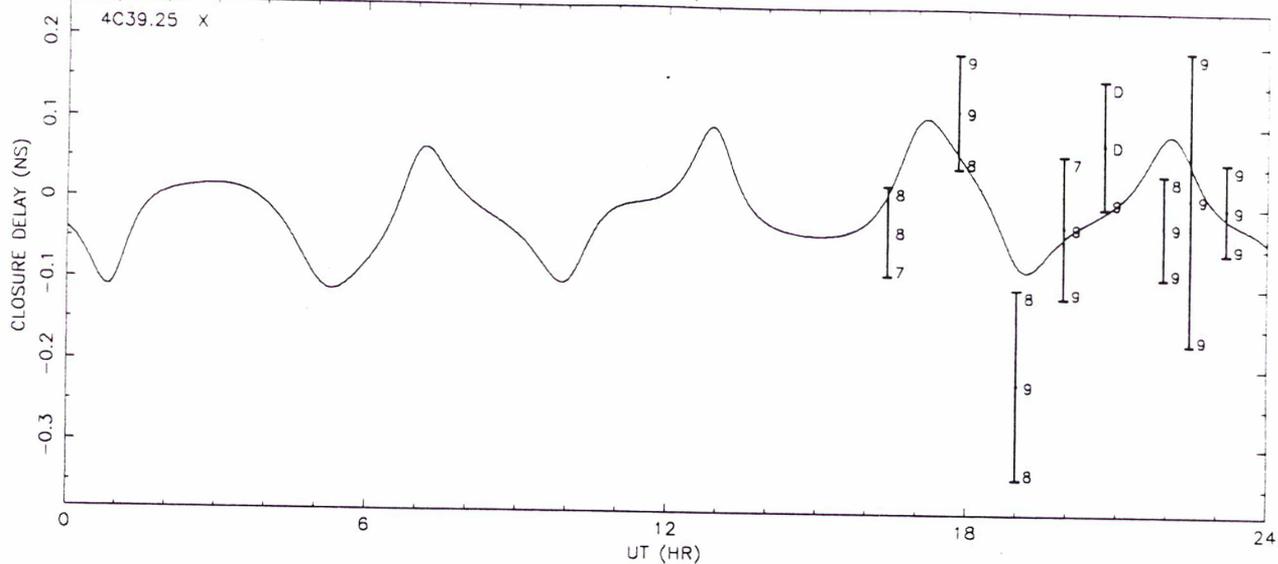


Figure 2 -continued

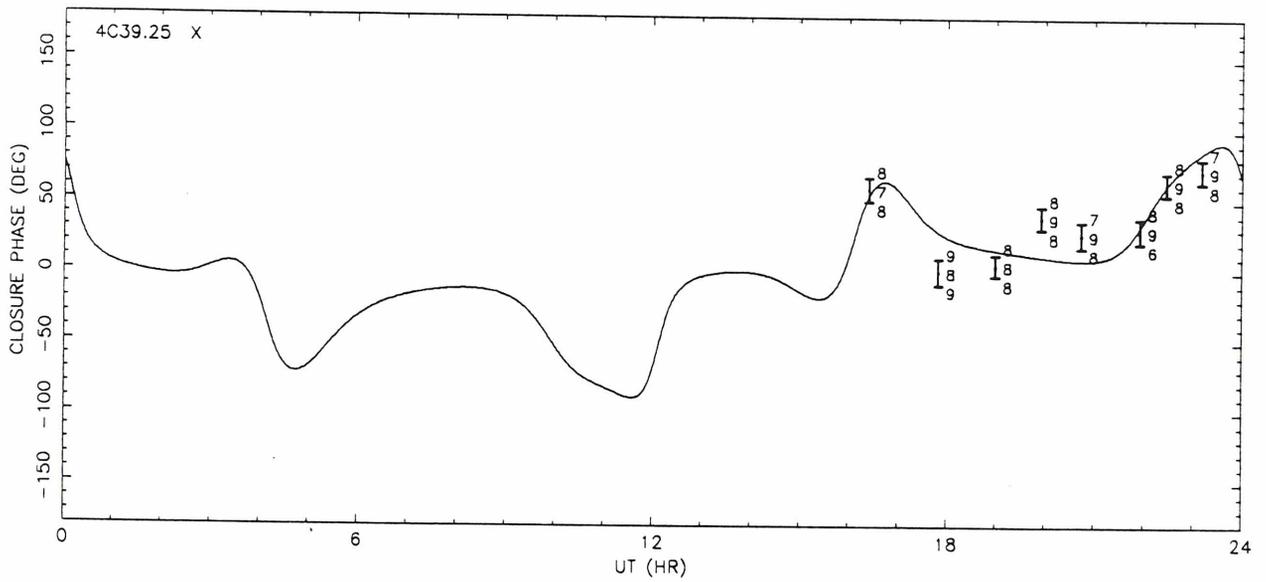
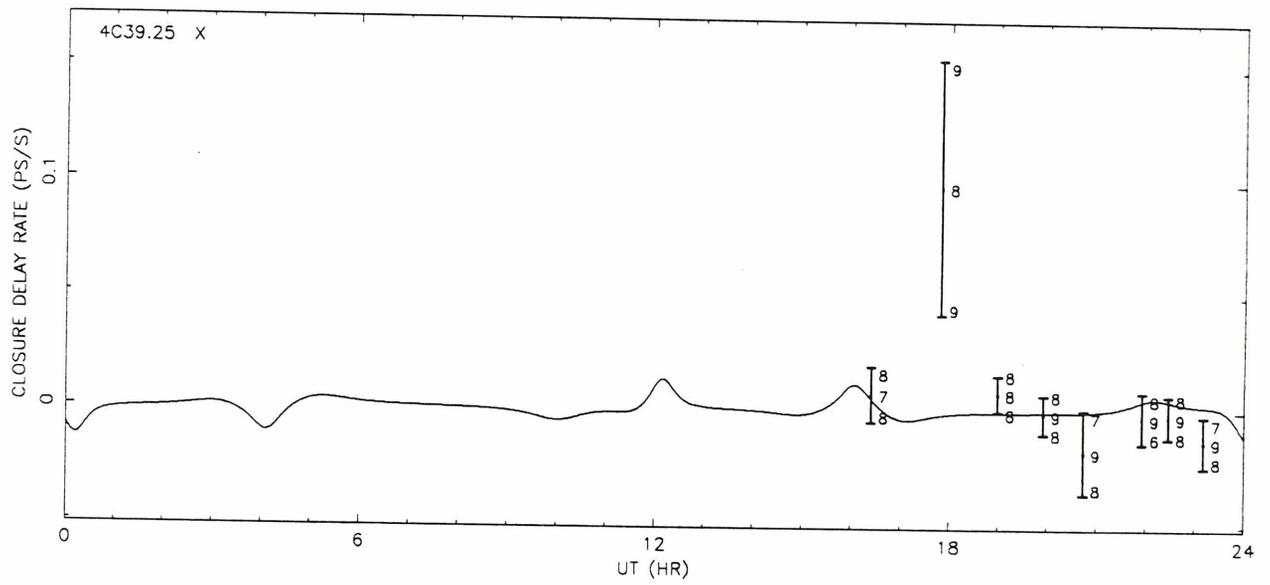
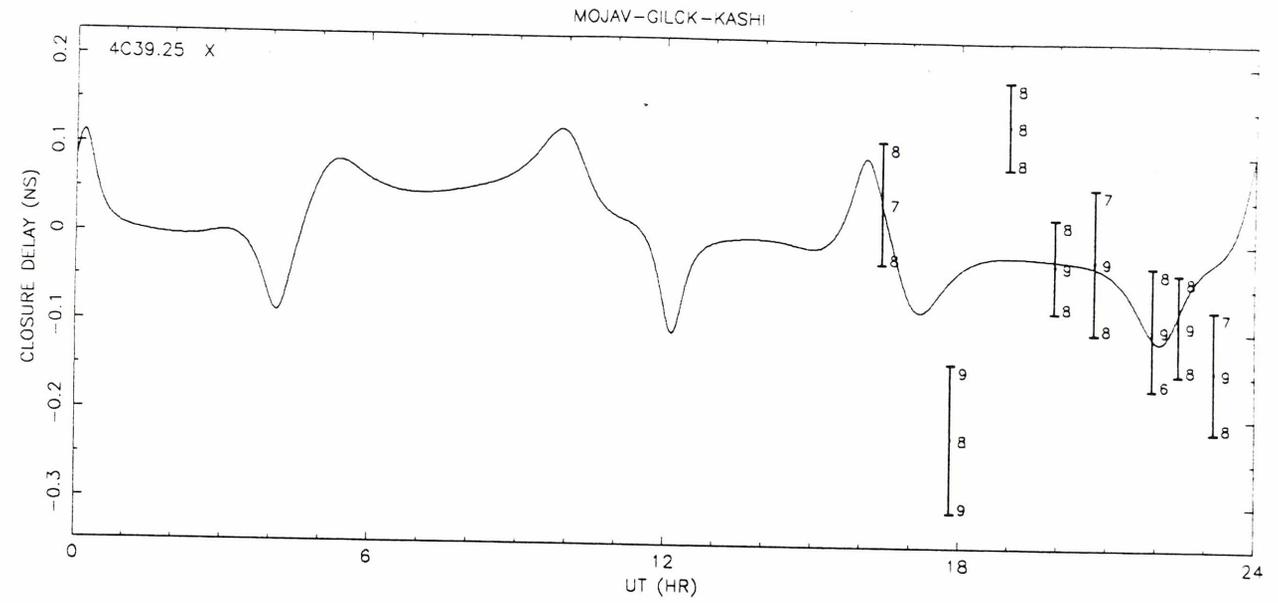


Figure 2 -continued

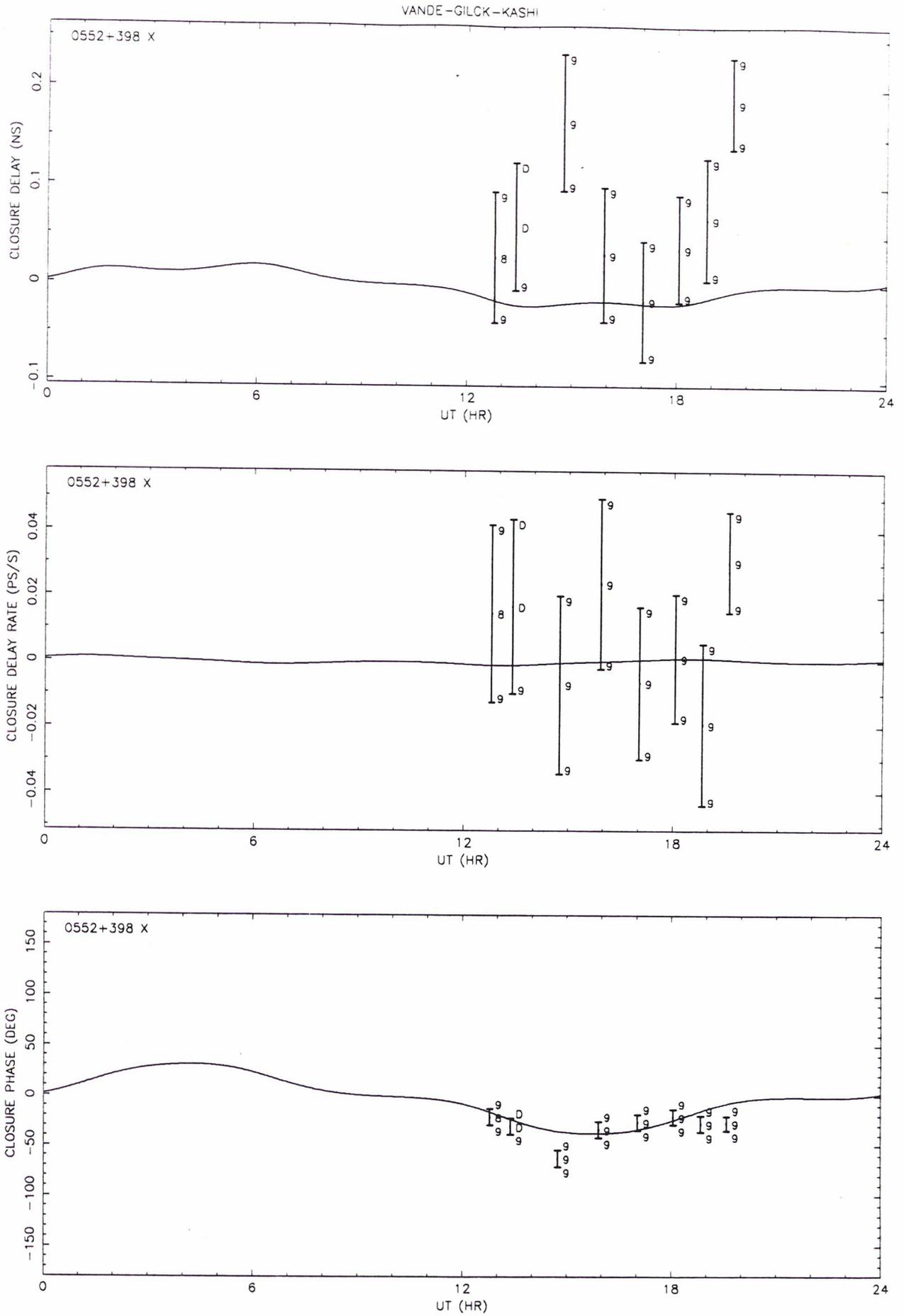


Figure 3: Same as Figure 2 for DA193 at 8.4 GHz.

For closure delay rates, we note that a significant number of observations with good quality factors are shifted from zero by more than 3σ . Investigations should be carried out to infer whether these shifts are due to systematic errors or to underestimations of the uncertainties of the measurements. Improving our procedure for calculating closure delay rates is also necessary because it does not replicate exactly the one used at the correlator for obtaining this quantity (see paper II).

Statistical distribution of closure delays:

Since the magnitude of the structure corrections is at the noise level of the measurements, it is useful to do some statistics in order to show that these corrections are properly calculated.

We have studied the distributions of closure delays for 3C273, 3C345, 3C454.3 and 4C39.25 at 2.3 and 8.4 GHz. For this purpose, we first selected ten independent triangles of baselines; then, we normalized the distributions by dividing all measured closure delays by their uncertainties; and finally we made histograms. Left histograms in Figures 4, 5, 6 and 7 show the distributions of measured closure delays when no structure corrections are applied; right histograms in Figures 4, 5, 6 and 7 show the distributions of measured closure delays when removing structure effects. These latter distributions should be closer to Gaussian distributions, provided structure effects are correctly calculated.

In fact, by comparing visually left and right histograms in Figures 4, 5, 6 and 7, we see that right distributions are generally better. The improvement is particularly evident for 3C273 and 3C454.3 at 2.3 GHz. In order to quantify it, we have compared our distributions to Gaussian distributions by using χ^2 test. Reduced χ^2 values are indicated for all histograms in Figures 4, 5, 6 and 7. To calculate these χ^2 values, we have eliminated all observations above 4σ because most of them are due to bad quality factors. This assumption leads in some cases to eliminate observations whose shifts are actually due to structure effects (see for example, the histograms of 3C273 and 3C454.3 at 2.3 GHz in Figures 4 and 6), but it is necessary since useless very large values of χ^2 are obtained otherwise. However, visual inspection of the plots indicates where large biases are properly corrected by accounting for structure effects.

For the largest structures indicated in Table 2 (3C273 at 8.4 and 2.3 GHz, 3C345 at 8.4 GHz, 3C454.3 at 2.3 GHz), reduced χ^2 values of the measured closure delay distributions are between 3.5 and 32.7. When removing structure effects from the observations, these values are divided by factors between 2 and 7. Thus, the improvement is significant.

For sources with less extended structures like 3C345 at 2.3 GHz, 3C454.3 at 8.4 GHz and 4C39.25 at 8.4 GHz (see Table 2), reduced χ^2 values of the measured closure delay distributions are around unity or below, and they do not change much when correcting for structure effects.

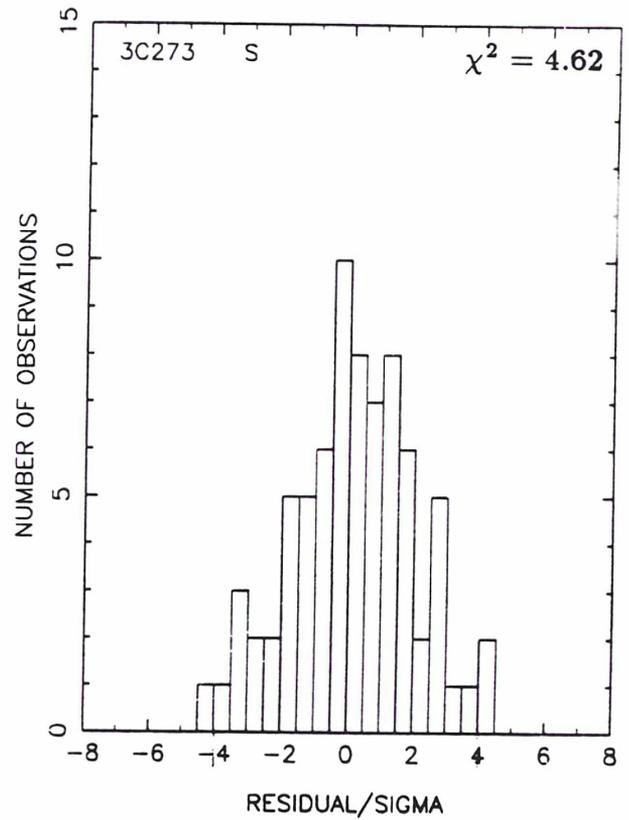
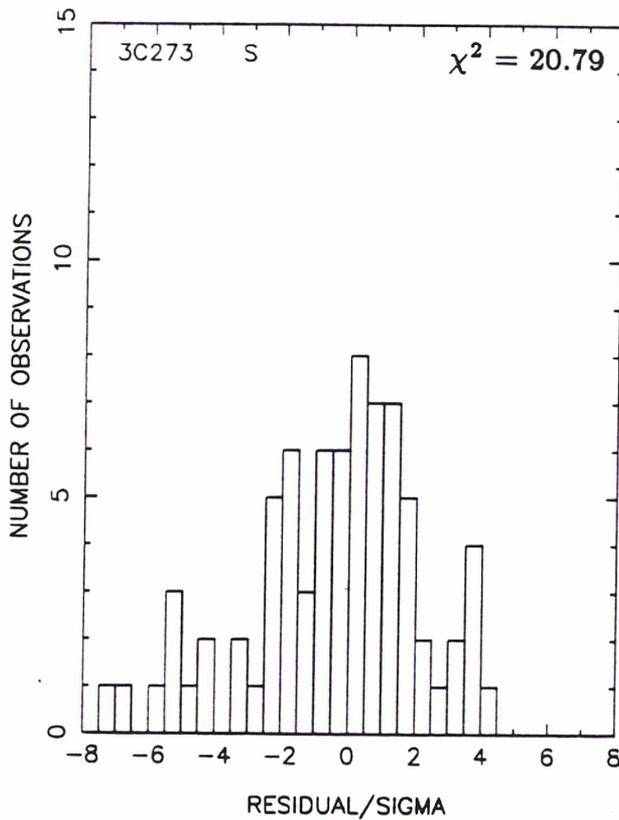
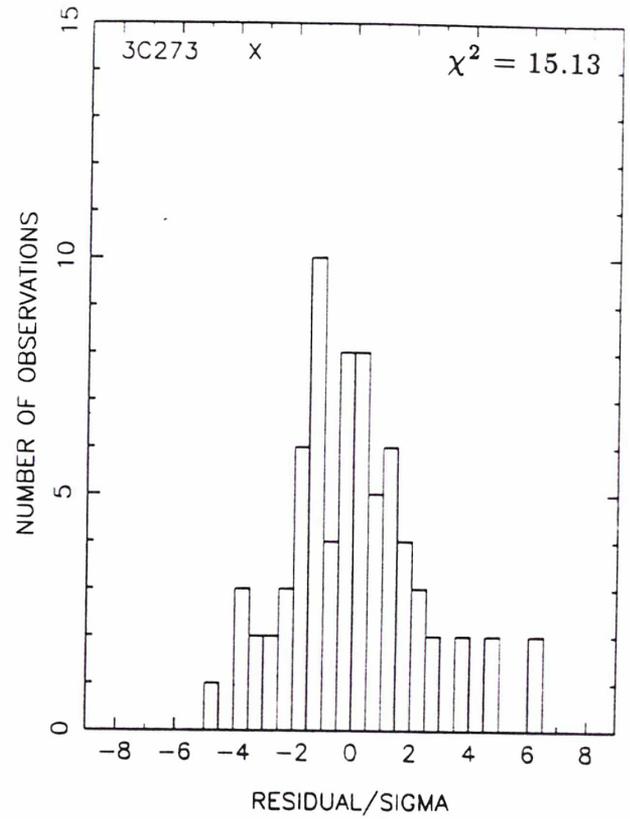
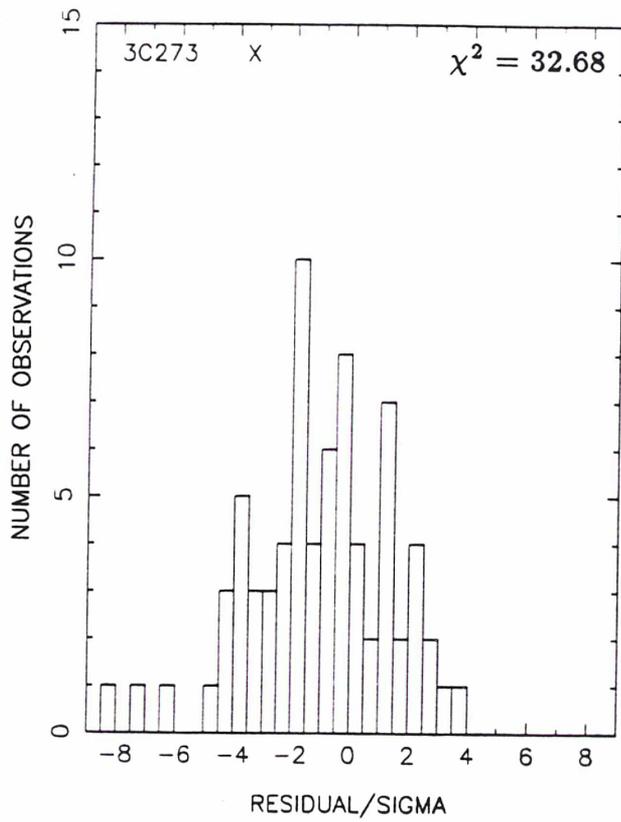


Figure 4: Statistical analysis of the distribution of measured closure delays for 3C273. Left: when no structure corrections are applied. Right: when structure corrections are applied. Top is for 8.4 GHz and bottom is for 2.3 GHz. Reduced χ^2 value is indicated in the top right-hand corner of each histogram.

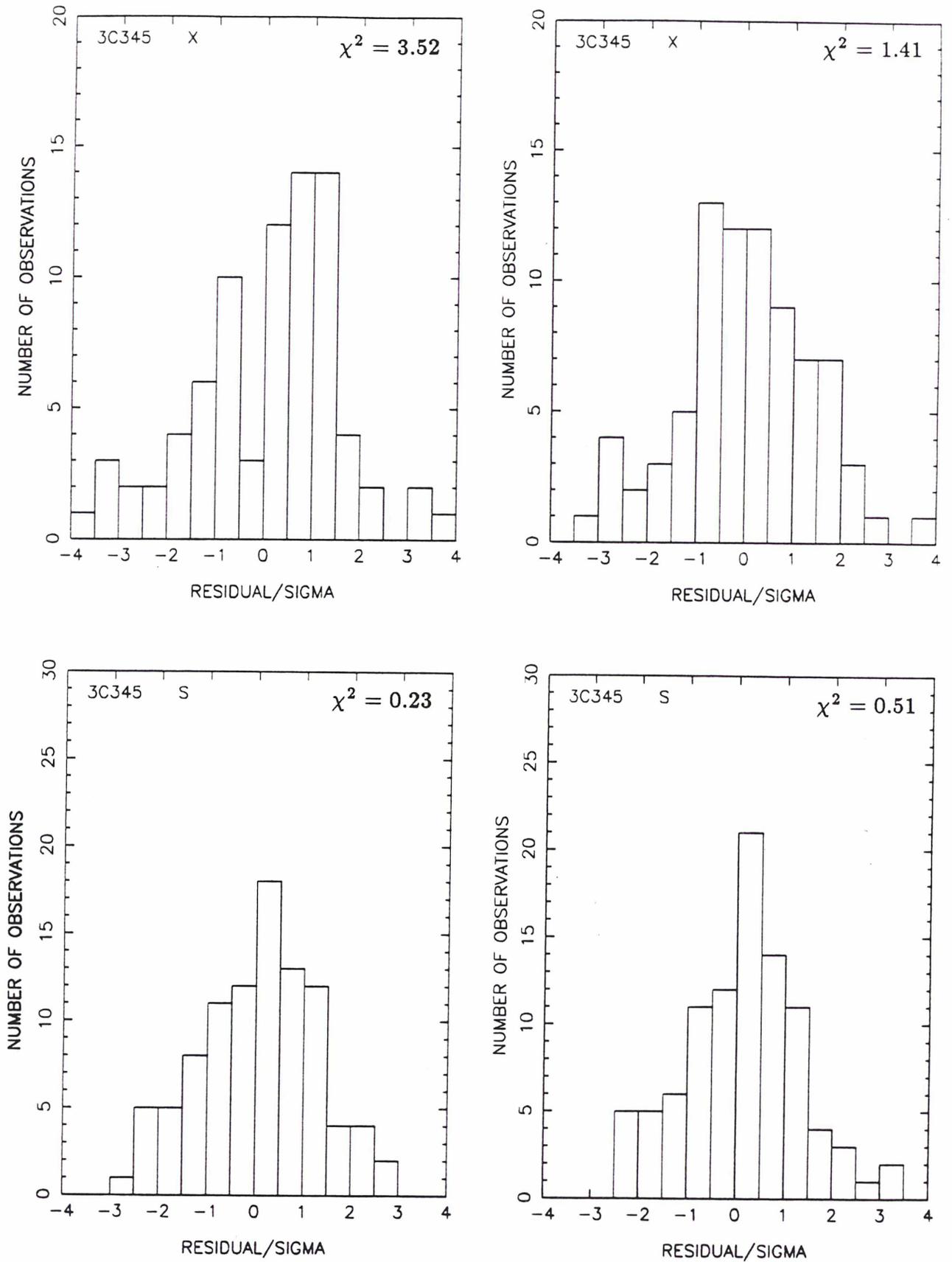


Figure 5: Statistical analysis of the distribution of measured closure delays for 3C345. Left: when no structure corrections are applied. Right: when structure corrections are applied. Top is for 8.4 GHz and bottom is for 2.3 GHz. Reduced χ^2 value is indicated in the top right-hand corner of each histogram.

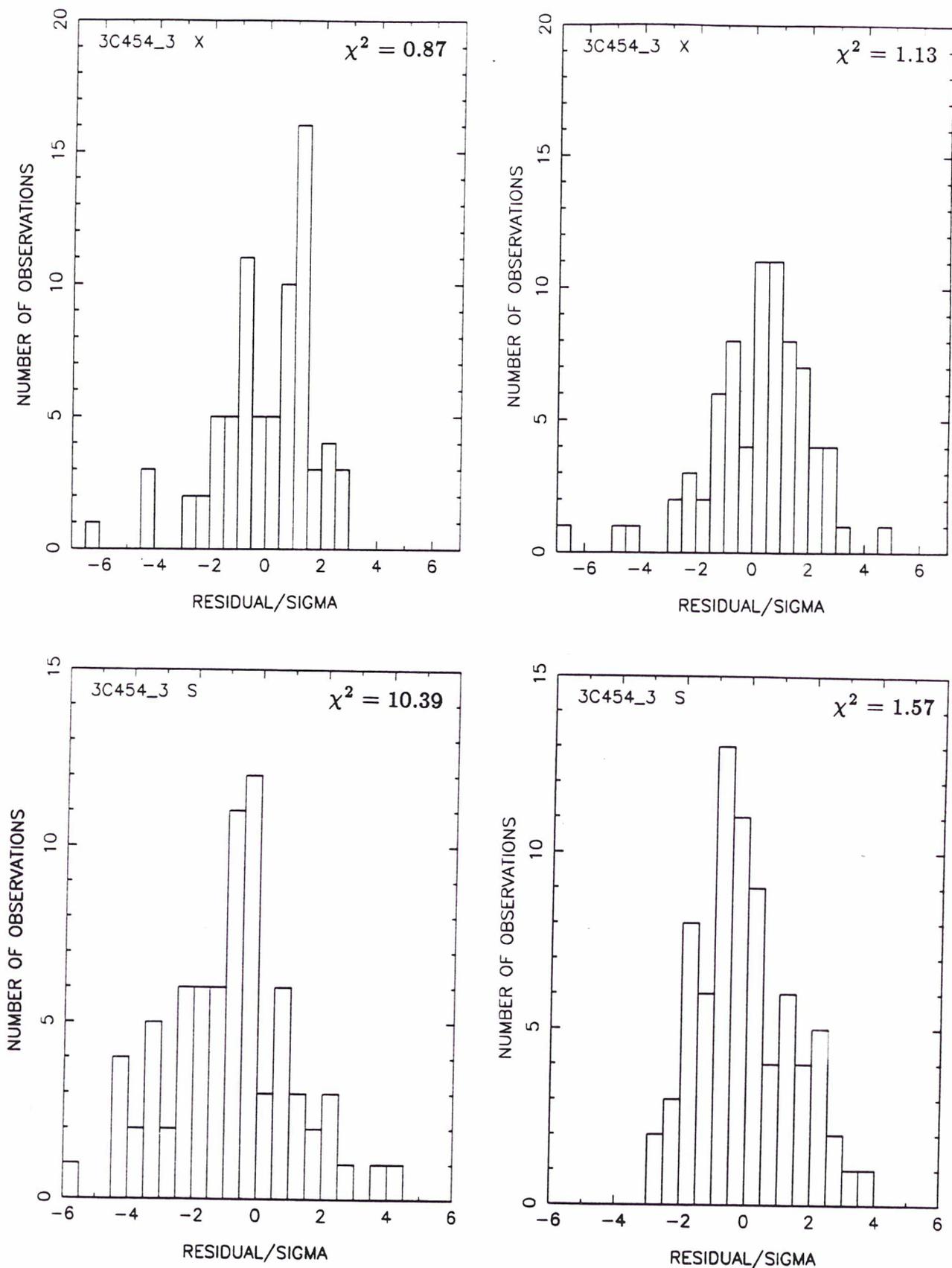


Figure 6: Statistical analysis of the distribution of measured closure delays for 3C454.3. Left: when no structure corrections are applied. Right: when structure corrections are applied. Top is for 8.4 GHz and bottom is for 2.3 GHz. Reduced χ^2 value is indicated in the top right-hand corner of each histogram.

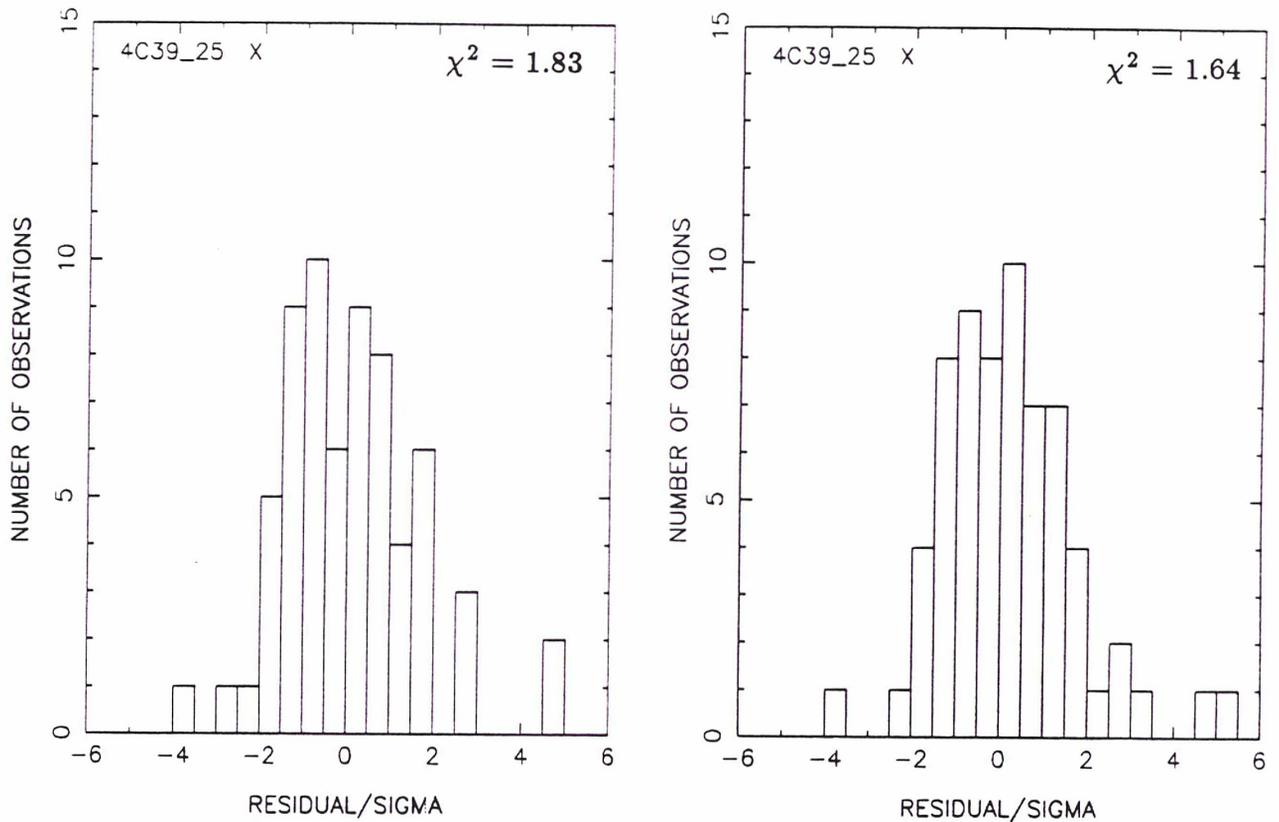


Figure 7: Statistical analysis of the distribution of measured closure delays for 4C39.25 at 8.4 GHz. Left: when no structure corrections are applied. Right: when structure corrections are applied. Reduced χ^2 value is indicated in the top right-hand corner of each histogram.

3. CONCLUSION:

Two CDP VLBI experiments have been analysed in paper I and in this report. High dynamic range maps have been produced in most cases, and source structure corrections for VLBI delays and delay rates have been estimated. Comparisons between measured and computed closure delays indicate that structure effects are significant and can be modelled at some level. However, these structure corrections are the finest effects ever analysed in VLBI data. It is clear that enhancement of quality of the data produced by the correlator is necessary to implement satisfactorily this new part of the VLBI model in “routine” analysis for high-precision geodesy and astrometry.

References:

- Charlot, P.: 1989a, *Astron. Astrophys.* (submitted) (paper I).
Charlot, P.: 1989b, *Astron. J.* (submitted) (paper II).
Cohen, M. H., Zensus, J. A., Biretta, J. A., Comoretto, G., Kaufmann, P., Abraham, Z.: 1987, *Astrophys. J.*, **315**, L89.
Cornwell, T. J., Wilkinson, P. N.: 1981, *M. N. R. A. S.*, **196**, 1067.
Pearson, T. J., Readhead, A. C. S.: 1984, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **22**, 97.
Tang, G., Rönnäng, B., Bååth, L.: 1988, *Astron. Astrophys.*, (submitted).
Unwin, S. C., Cohen, M. H., Biretta, J. A., Pearson, T. J., Seielstad, G. A., Walker, R. C., Simon, R. S., Linfield, R. P.: 1985, *Astrophys. J.*, **289**, 109.

CHAPITRE VI

CONCLUSION

Nous orienterons les conclusions de cette thèse, d'une part autour des résultats de nature astrophysique, d'autre part autour des résultats de nature astrométrique; puis, nous ajouterons quelques perspectives dans le cadre du "Very Long Baseline Array" (VLBA).

Résultats astrophysiques:

L'étude que nous avons réalisée révèle le potentiel des expériences "Crustal Dynamics" pour la cartographie des sources extragalactiques. Ce potentiel a été ignoré jusqu'à présent car on pensait que dans ce type d'expérience, le nombre limité de données pour chaque source (3 à 4 fois moins que dans les expériences VLBI conçues pour l'astrophysique), ainsi que leur calibration incomplète ne permettraient pas d'obtenir des cartes hybrides d'une qualité suffisante. Or, malgré ces difficultés, les 38 cartes que nous avons produites à 2.3 et 8.4 GHz sont d'une qualité comparable à celles réalisées à partir d'expériences VLBI à but astrophysique. Les données "Crustal Dynamics" peuvent donc contribuer à améliorer notre connaissance des sources extragalactiques. Ces données présentent deux avantages: d'une part, elles existent, ce qui est loin d'être négligeable quant on connaît la complexité de la chaîne d'acquisition de données VLBI; d'autre part, les expériences sont réparties régulièrement dans le temps (elles sont répétées plusieurs fois par an). Cette couverture temporelle régulière est très importante pour l'étude des mouvements superluminiques dans les sources extragalactiques car elle permet d'identifier les composantes des jets à toutes les époques et d'établir leurs mouvements sans ambiguïté. Ceci n'est pas toujours le cas actuellement et il est possible que certaines fausses identifications aient eu lieu par le passé (voir par exemple le cas de la composante C_6 dans la source 3C273 au chapitre V). Une quantité considérable de données de haute qualité a été accumulée depuis 1980 par le programme "Crustal Dynamics". Elles pourraient être utilisées pour constituer une banque de cartes VLBI qui serait utile aussi bien pour les besoins de l'astrophysique que pour ceux de l'astrométrie.

Les principaux résultats astrophysiques déduits des cartes réalisées avec les expériences "North-Pacific" 1 et 2 de 1985 du "Crustal Dynamics Program", sont la possible découverte d'une nouvelle source superluminique (DA193) et la mise en évidence d'un jet présentant une courbure de presque 90° dans la source 3C454.3. Nous projetons d'utiliser d'autres expériences "North-Pacific" pour confirmer ces résultats. Signalons également que ces expériences ont permis de cartographier cinq nouvelles sources.

Il faut enfin mentionner que les données de type "Crustal Dynamics" ont peut-être le potentiel de réaliser des cartes ou modèles fonction des indices spectraux des composantes des sources. La technique de synthèse de bande utilisée dans ces expériences conduit en effet à observer une source simultanément dans huit canaux compris entre ~ 8.2 et ~ 8.6 GHz. Il serait donc possible de réaliser une carte VLBI pour chaque canal. Nous avons montré au chapitre V que les deux composantes principales de la source 3C454.3 présentaient probablement une différence d'indice spectral de 2.5 à l'époque 1985.37. Dans ce cas, on devrait observer une variation de plus de 10% de l'intensité relative de ces deux composantes lorsqu'on passe de 8.2 à 8.6 GHz. Une telle variation est détectable avec la méthode de cartographie

hybride. En soustrayant les cartes obtenues à 8.2 et 8.6 GHz, on pourrait alors en déduire la distribution de l'indice spectral de cette source.

Résultats astrométriques:

Les études effectuées sur le plan astrométrique montrent que les effets de structure sont significatifs. Pour le retard de synthèse de bande, ils sont typiquement de 0.1 ns, mais peuvent atteindre 1 ns dans certains cas. Pour la vitesse du retard de phase, ils sont typiquement de quelques 0.01 ps/s, mais peuvent atteindre 0.1 ps/s dans certains cas.

Ces effets ont été détectés dans les observations VLBI pour cinq sources extragalactiques (NRAO140, 3C273, 3C345, 3C454.3, 4C39.25). Parmi ces sources, 3C273 est celle qui produit les effets les plus importants (jusqu'à 0.6 ns à 8.4 GHz et 5 ns à 2.3 GHz pour le retard de synthèse de bande). C'est aussi l'une des sources extragalactiques qui possède l'évolution apparente la plus rapide (déplacement de $\sim 0.001''$ /an des composantes de son jet). Comme elle servait à définir l'origine du système céleste VLBI jusqu'en 1987, il est possible que ce choix historique malheureux ait entraîné des déviations de cette origine au cours du temps du fait des effets de structure.

La modélisation des effets de structure s'effectue à partir de cartes hybrides ou de modèles; différents algorithmes existent pour produire ces cartes et modèles. Dans le cas de la source NRAO140, nous avons comparé les corrections de structure calculées à partir de trois représentations de la structure obtenues par des algorithmes différents. Cette comparaison montre que les corrections de structure fournies par les trois représentations sont cohérentes entre elles, sauf au voisinage des points de visibilité nulle. Près de ces points, les effets de structure sont très sensibles aux cartes adoptées et les techniques de cartographie actuelles ne semblent pas avoir le potentiel suffisant pour qu'on puisse calculer ces effets avec une bonne précision. Il serait souhaitable d'estimer les incertitudes des corrections de structure. Un tel calcul est cependant délicat dans le cas des cartes obtenues par les méthodes CLEAN et MEM car ces incertitudes dépendent des erreurs en position et en flux de chaque fonction δ ou pixel, et ces erreurs ne sont pas connues. Ce calcul peut néanmoins être envisagé dans le cas d'un modèle constitué de composantes gaussiennes ajustées sur les données.

Le prolongement de cette étude pourrait d'abord consister à vérifier sur un plus grand nombre de données les tests statistiques que nous avons effectués sur les retards de fermeture. Pour cela, on pourrait utiliser les données de mai et septembre 1985 du programme IRIS, en calculant les effets de structure à l'aide des cartes que nous avons produites pour ces époques avec les expériences "North Pacific" 1 and 2. On disposerait alors de plusieurs centaines de données par source pour effectuer ces tests, alors que nous n'en avons ici qu'environ 80. L'objectif sera ensuite d'étudier l'impact des corrections de structure sur la détermination des paramètres astrométriques et géodésiques.

La solution qui consiste à éliminer des programmes astrométriques les sources ayant trop de structure peut éventuellement permettre de résoudre le problème des effets de structure à court terme, mais pas à long terme. En effet, la plupart des sources extragalactiques produisent des effets de structure d'au moins 10 ps dans

le retard de synthèse de bande, car peu d'entre elles sont ponctuelles. A l'heure actuelle, les observations VLBI n'ont pas encore atteint cet ordre de précision, mais on s'y achemine; il faudra donc tôt ou tard prendre en compte les effets de structure dans la modélisation théorique du retard de synthèse de bande. D'autre part, la densification du repère extragalactique liée à certains besoins comme la navigation spatiale (observations VLBI différentielles entre une sonde spatiale et un quasar) ou le raccordement du repère stellaire Hipparcos au repère extragalactique (observations VLBI différentielles entre une étoile et un quasar) impose de pouvoir utiliser des sources extragalactiques ayant des positions appropriées, qu'elles aient de la structure ou pas. Il est donc important dans ce cas, de pouvoir corriger les effets de structure.

L'étude présentée ici rentre dans le cadre des recherches effectuées pour améliorer la modélisation théorique des quantités observées en VLBI. Une étude critique doit aussi être faite au niveau du corrélateur pour améliorer la qualité des mesures. C'est en analysant tous les maillons de la chaîne VLBI que l'on peut espérer un jour faire de la géodésie millimétrique et de l'astrométrie au 1/10000 de seconde de degré avec cette technique.

Perspectives dans le cadre du "Very Long Baseline Array" (VLBA):

Le VLBA sera constitué de dix radiotélescopes destinés entièrement aux observations VLBI. Il devrait être opérationnel en 1992 et sera piloté depuis le centre de contrôle du NRAO à Socorro (Nouveau Mexique).

La plus grande ambition du VLBA est de développer une technique de cartographie qui aille au delà de la méthode hybride utilisée actuellement en VLBI. Cette nouvelle technique de cartographie, dite à *référence de phase*, est basée sur la calibration très fréquente de la phase (toutes les quelques minutes) à l'aide d'une source radio de référence qui est observée en plus de la source à cartographier. La phase calibrée sur chaque base devient ainsi utilisable pour cartographier la source programme, par inversion des visibilité complexes comme en interférométrie connectée. Cette technique a déjà été testée avec succès sur des bases continentales US (3500 km) lors d'une expérience d'astrométrie de haute précision sur une étoile radio (Lestrade *et al.* 1988).

L'une des difficultés de la technique de cartographie à *référence de phase* est que la source de référence devrait, dans l'idéal, être ponctuelle pour assurer une calibration correcte. Or, à la résolution angulaire du VLBI ($0.001''$), il y a très peu de sources dans le ciel radio qui satisfont ce critère. La condition de source ponctuelle peut néanmoins être évitée si les effets de structure dans la phase de la source de référence sont correctement modélisés. Cette modélisation est réalisable comme l'a montré notre travail sur les corrections de structure et nous pensons dès à présent posséder le logiciel qui permet de tenir compte de ces effets.

Références:

Lestrade, J.-F., Rogers, A. E. E., Niell, A. E., Preston, R. A.: 1988, dans *IAU Symposium 129, The Impact of VLBI on Astrophysics and Geophysics*, Eds M. J. Reid et J. M. Moran, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, p. 323.