

## V-9. 超合成 VLBI による電波星の分解

高橋富士信\* 川尻 轟大\*

### RESOLUTION OF CELESTIAL RADIO SOURCES WITH SUPER-SYNTHESIS VLBI

By

Fujinobu TAKAHASHI and Nobuhiro KAWAJIRI

#### 1. はじめに

既でに、本号の初めの方(緒言, I-1. 参照)に触れられているように、元々VLBI観測法のよってきたる源は、電波天文学者の長年の夢であった天体電波源を高分解のビームで分解し、その構造を探るとともに、そこに演じられている。エネルギーの授受を中心とした物理現象を究明することであった。VLBIによる観測法で、既に準星を中心として多くの天体電波源が分解され、準星等の微細構造に関する我々の知識は飛躍的に増加しつつある。

本章では、従来から通常の電波干渉計で行われてきている、地球回転を利用した超合成法を、VLBIにも適用した超合成VLBIについて、その簡単な理論の説明と外国の観測例、そして日本国内、特に、差し当り実現可能性の高い鹿島—平磯間VLBIを中心に行った超合成干渉システムによるビームパターンのシミュレーション結果等について触れる。

#### 2. 超合成の原理

干渉計で天体電波源の2次元分布を知るためには、いろいろな方向のいろいろな長さの基線による観測が必要である。これは電波源の2次元の輝度分布のフーリエ成分をできるだけ多く知ることに対応する。電波源の輝度分布が時間的に変わらないと仮定すれば、わずかに2個のアンテナでも、地球の回転を利用して多くのフーリエ成分を観測することができる。これを超合成(又は地球回転口径合成)といっている<sup>(1)</sup>。しかし、実際問題として、2素子の干渉計だけでは、各アンテナサイトにおける、大気及び独立なローカル系によって生ずる位相のゆらぎ

により、フリッジフェーズを用いた電波源の微細構造決定は不可能である。しかしながら、三つの干渉用アンテナを用いた、いわゆる“closure phase”法が開発され<sup>(2), (4)</sup>、上記の位相のゆらぎを打ち消すことができ、問題は解決しつつある。

フーリエ成分の定式化に都合のよい方法として、 $U$ - $V$ 平面上の軌跡による方法がある。以下に、超合成につきものの $U$ - $V$ 平面と“closure phase”法について簡単に解説する。

##### 2.1 $U$ - $V$ 平面

$U$ - $V$ 平面とは、観測する電波源の方向に垂直な平面への基線ベクトルの射影の赤経方向成分 $U$ と、赤緯方向成分 $V$ から成立する座標平面である。 $U, V$ ともに観測波長 $\lambda$ で正規化して、次式で与える<sup>(2)</sup>。

$$U = \frac{D}{\lambda} \cos d \cdot \sin(H-h), \quad \dots\dots(1)$$

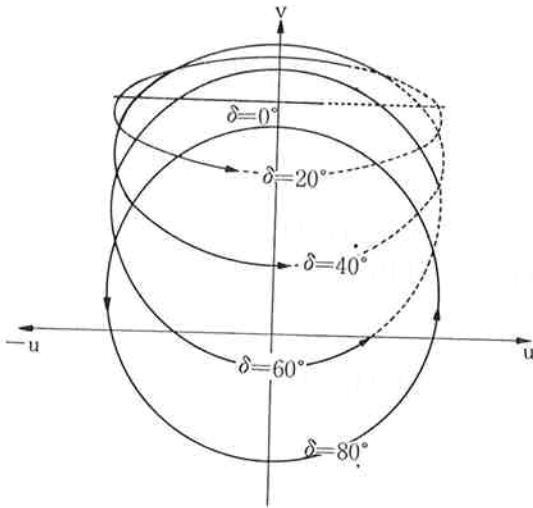
$$V = \frac{D}{\lambda} [\sin d \cos \delta - \cos d \sin \delta \cos(H-h)]. \quad \dots\dots(2)$$

ここで $D$ は基線長、 $h, d$ は基線が天球と交差する点の時角と赤緯を示し、 $H, \delta$ は電波源の時角と赤緯を示す。(1), (2)式より $(H-h)$ を消去すると、

$$\left( \frac{U}{\frac{D}{\lambda} \cos d} \right)^2 + \left( \frac{V - \frac{D}{\lambda} \sin d \cos \delta}{\frac{D}{\lambda} \cos d \sin \delta} \right)^2 = 1 \quad \dots\dots(3)$$

となる。つまり地球の回転とともに、点 $(U, V)$ は、第1図のような楕円を描くことになる。 $D, h, d$ をいろいろ変えることにより、 $U$ - $V$ 平面上に種々の楕円が重ねられる。式(3)の表す楕円の大まかな特徴として、 $\delta = \frac{\pi}{2}$ の場合、楕円は円となり、 $\delta = 0$ のときは直線となる。また、基線が東西方向に対し角度をもつ( $d \neq 0$ )と楕円の中心が原点からずれてくる。

\*鹿島支所 第三宇宙通信研究室



第1図 鹿島—平磯  $U-V$  平面基線の北半球点の軌跡  
 $\delta$  は電波源の赤緯、実線は仰角  $10^\circ$  以上の可視時間帯を示す。

干渉計のビームは、 $U-V$  平面上の軌跡から一定個数をサンプルして2次元のフーリエ変換を施せば求めることができる<sup>(3)</sup>。第1図は鹿島—平磯間の基線について、

$U-V$  平面上の軌跡を示している。実線の部分が仰角  $10^\circ$  以上の可視時間帯を示すので、点線部分のフーリエ成分は利用できない。第1図からわかるとおり、 $\delta$  が  $\frac{\pi}{2}$  に近いほど円に近くなり、可視時間が長い。したがって、 $\delta$  の大きい電波源ほどフーリエ変換の対称性が良くなり、マッピングが容易である。

## 2.2 “Closure Phase” 法<sup>(3)</sup>

一般に、二つのアンテナ  $i$  及び  $j$  (ただし、 $i, j = 1, 2, 3, i \neq j$ ) によって得られたデータから導かれるフリッジ・フェーズ  $\phi_{ij}$  は、おおよそ(4)式によって与えられる。

$$\begin{aligned} \phi_{ij}(t_i') \simeq \omega_0 [(1-R_j)\tau_{ij}(t_i) + (E_i - E_j) \\ + (R_i t_i - R_j t_j)] \pm (\phi_i - \phi_j) \\ + (\Phi_i - \Phi_j) + \theta_{ij} \end{aligned} \quad \dots\dots(4)$$

ここで、 $\omega_0$  は全体のローカル周波数、 $\tau_{ij}$  は2アンテナ間の幾何学的遅延時間、 $t_i'$  はアンテナにおける時計の読み、 $t_i$  はフリッジフェーズ  $\phi_{ij}$  を生じさせる波面がアンテナに到達するときの共通の協定時、 $E_i$  及び  $R_i$  はそれぞれ、アンテナ  $i$  における時計のエポック及び歩度の誤差、 $\phi_i$  は左旋を+、右旋を- (IEEEの定義による。)とする円偏波の給電位置角、 $\Phi_i$  は電波源とアンテナ  $i$  間の伝搬媒質による位相変化、そして  $\theta_{ij}$  は  $i-j$  2アンテナの対によるフリッジ・ビジビリティ・ファンクション (fringe visibility function) の位相、を表

わす。上に述べた  $t_i, t_i', E_i, R_i$  の間には、次の関係がある。

$$t_i' \equiv t_i + E_i + R_i t_i. \quad \dots\dots(5)$$

ここで(4)式の関係をもつ三つの基線について、代数的に加える。各項の符号を考慮すると、ほとんどの項が消え、次の関係式が得られる。

$$\begin{aligned} \phi_{12}(t_1') + \phi_{23}(t_2') - \phi_{13}(t_1') = \theta_{12}(t_1') \\ + \theta_{23}(t_2') - \theta_{13}(t_1'). \end{aligned} \quad \dots\dots(6)$$

ただし式(6)を導くに当たり、次の関係を用いた。

$$\tau_{ij} = t_i - t_j, \quad \dots\dots(7)$$

$$\tau_{12}(t_1) + \tau_{23}(t_2) - \tau_{13}(t_1) = 0 \quad \dots\dots(8)$$

また、これらの議論を展開するにあたり、電波源の拡がりの中では大気による位相の変化は一定であること、式(4)にはっきり表れていない局内遅延時間は式(6)の関係の中で消去されることを仮定している。式(6)の両辺の値(代数和)を便宜上“closure phase”と呼ぶ。これは複雑なフリッジフェーズの中で、3局についてではあるが位相の一定の関係を与えることになる。これにより時々刻々の3基線による三つの振幅と一つの自由度の位相がわかることになる<sup>(5)</sup>。

## 3. これまでの観測例

V L B I システムが開発されてから10年以上経ったが、V L B I 観測で受信波の位相を決定し、電波源の形を決定するのに役立っているのは容易ではない。特に2アンテナ間の単基線では、大気や独立なローカル系のゆらぎのため、位相を決定するのは難しい。これまで単基線のV L B I では、 $U-V$  平面上の楕円に沿ってフリッジ振幅 (fringe amplitude) が変化する様子から、逆に微小電波源の構造をモデル化する方法をとっていた。そこで三つ以上のアンテナ間で同時観測し、特定の三つのアンテナ間で位相差の代数和を求める“closure phase”法が、電波源の構造探索に利用されるようになった。以下に、“closure phase”法の代表的な2例を紹介することにする。

### 3.1 3C273B 及び 3C84 の分解<sup>(4)</sup>

まず、1974年 October 15の Ap. J. に載ったV L B I 観測は、California (G), Massachusetts (H), Alaska (A), Onsala (S)のうち、H-G-AとH-G-Sの間で1972年 May から1973年 October にかけて行われた、世界最初の“closure phase”観測法であった。この一連の観測についてのまとめは、第1表に示されている。

(1) 3C273B

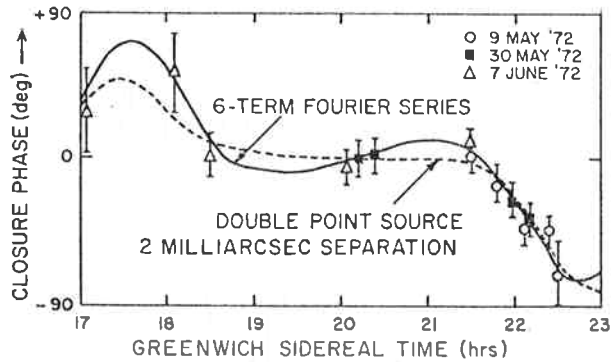
3C273Bの解析を進めるにあたり、Rogersらは、こ

第1表 最初にクロージャーフェーズ法を使った VLBI 観測例<sup>(4)</sup>

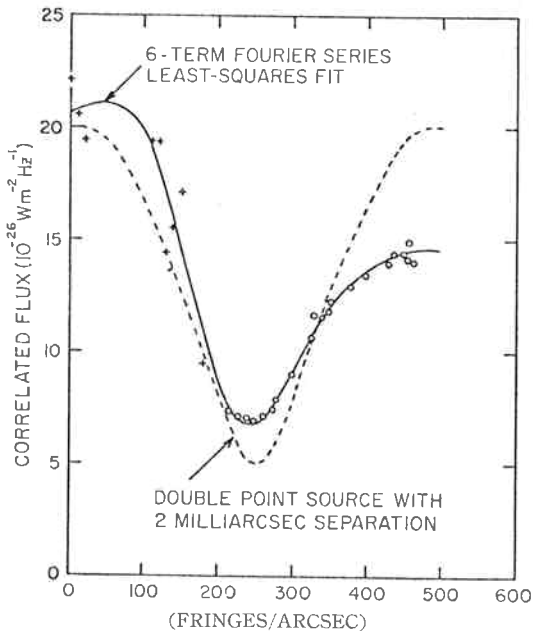
干渉計*	基線	基線成分†			観測日‡	電波源	フラックス強度 §(fu)
		X ( $\times 10^6$ wavelengths)	Y	Z			
H-G-A.....	H-G	-100.7	+ 4.8	-16.2	1972 May 9	3C273	55 ± 5
	H-A	- 98.8	-78.6	+38.2	1972 May 30		51 ± 3
					1972 June 7		54 ± 4
H-G-S.....	H-S	+ 49.2	-135.3	+27.6	1973 May 18	3C84	56 ± 3
					1973 August 13-14		54 ± 3
					1973 October 14-15		57 ± 3

\* H=ヘイスタック, 37 mφ アンテナ, G=ゴールドストーン, 210 mφ アンテナ, A=ギルモアクリーク(アラスカ) 26 mφ アンテナ, S=オンサラ(スウェーデン) 26 mφ アンテナ

† X, Y, Z は基線ベクトルの, それぞれ, 赤道面内のグリニッジ方向, それと直角方向, 及び自転軸方向成分, ‡ 全観測周波数は 7850 MHz, § フラックス強度はゴールドストーンでの測定結果。



第2図 3C273B のクロージャーフェーズのグリニッジ恒星時に対する変化<sup>(3)</sup> (本文参照)。

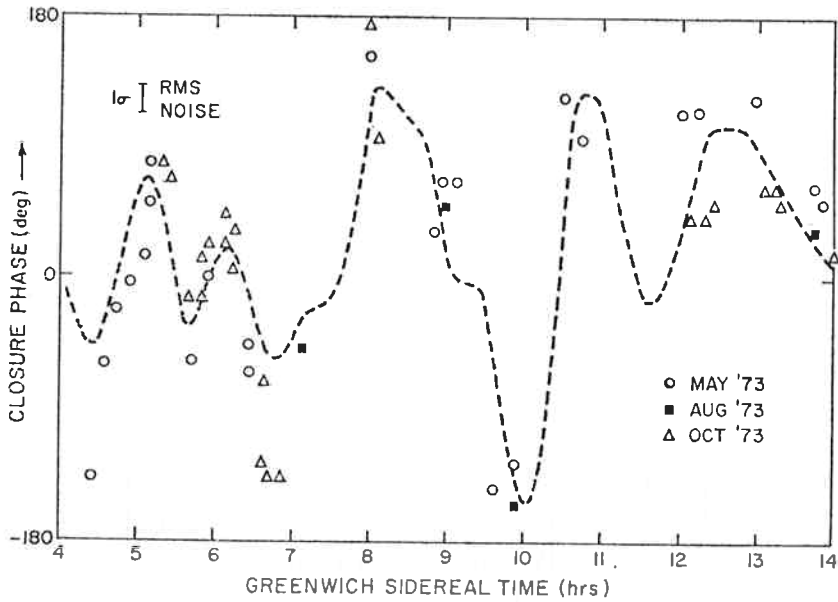


第3図 3C273B のフリッジ振幅の, 位置角 60° への基線の投影成分に対する変化<sup>(3)</sup>。○EP は H-G 基線のデータ, +印は G-A 基線のデータ。

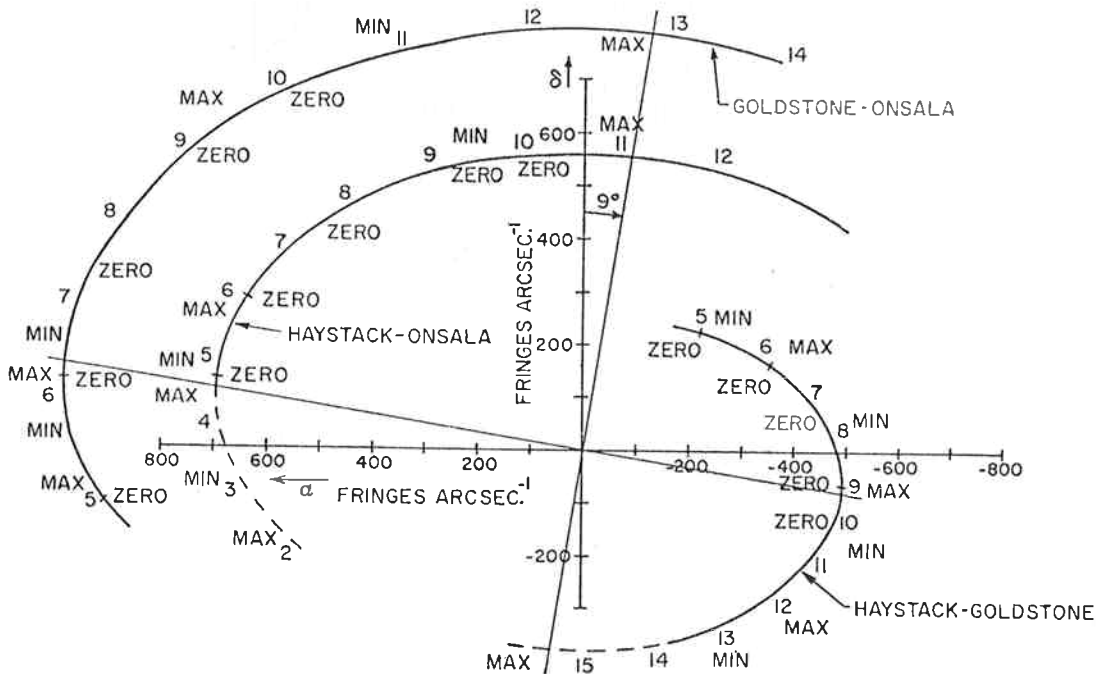
これまでの観測データに近い電波源のモデルとして次のような仮定をしている。この電波源が, ある特定の位置角(電波源の分布方向)をもった2点からなるとした。解析を進めていくうちに, この2点の間隔は2ミリ秒角, 位置角は, 60°そして弱い方の電波源は, 他の60%の相関強度(correlated flux)を持つとすればよいことがわかった。第2図に, “closure phase” について, モデル及び実測値のグリニッジ恒星時に対する変化を。第3図に, 同じく相関強度と, 基線の 60° 位置角方向への投影成分との関係を示している。点線(2重点電波源)及びフーリエ級数(振幅及び位相の, 上記投影成分による展開式<sup>(4)</sup>参照)ともよく実測値を説明しているのがわかる。

(2) 3C84

この電波源は, 光学的には有名な NGC1275 セイファート星雲であり, これまでの観測から, 電波源はダブルソースモデルでは説明できないほど複雑であり, 位置角 -10° 方向に光学的フィラメントが延びていることはわかっていた。ただ, この場合も電波源の分布は直線的と



第4図 3C84 に対するクロージャフェーズをグリニッジ恒星時を関数として示したものの。点線はクロージャフェーズの級数項<sup>(4)</sup>を12項までにとって観測値にベストフィットさせた。



第5図 3C84 の3基線 Haystack-goldstone-Onsala 干渉計による  $U-V$  平面上の軌跡。フリンジ振幅の極大、極小の位置がゼロクロージャフェーズの位置と共に示してある。点線部分はゴールドストンから見えない時間帯を意味する。

仮定し、 closure-phase データから位置角を求めている。すなわち、一つの基線のある空間面に対する投影が、直線的に並んだ電波源に垂直な場合は、その基線のクロージャフェーズに対する寄与は0となり、他の基

線による相互位相差は互いに打ち消すこととなる。第4図に、3C84 の closure phase のグリニッジ恒星時による変化を示している。第4図中の点線は、位相を表すフーリエ級数 (式(4)参照) の12項までとって、観測値にベ

ストフィットさせた曲線である。第5図に、Haystack-Goldstone-Onsala 3基線の3 C84 観測の際の  $U-V$  平面上の軌跡を示す。第5図の軌跡中の ZERO は、第4図の closure phase が0の時刻を指している。また、第5図中の MIN, MAX は、フリッジ振幅 (fringe amplitude) がそれぞれ極小、極大となる時刻を示す。第5図から、closure phase 0 と垂直方向の直線により位置角  $-9^\circ$  が得られる。この closure phase 0 はフリッジ振幅の MIN, MAX と対応しており、この位置角  $-9^\circ$  方向に電波源の分布があることを物語っている。

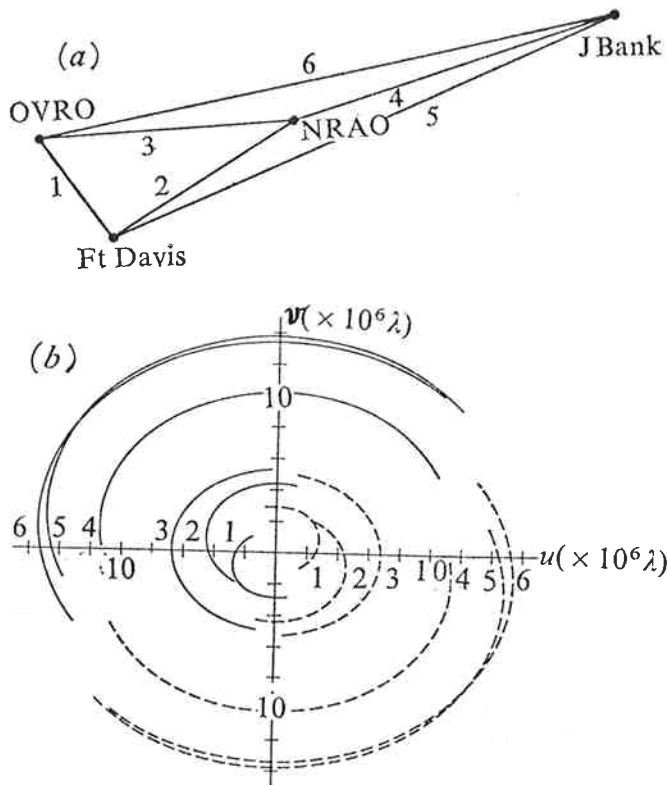
3.2 3C147 のマッピング<sup>(6)</sup>

最近 Nature 誌上に発表された観測例として、3C147 のマッピングがある。3C147 は強度一定の準星として、これまでよく標準電波源として用いられてきたが、このような電波源までマッピングされる時代となった。この観測は、第6図(a)のような四つのアンテナ (オーエンスバレー (OVRO), フォトデービス (Ft. Davis),

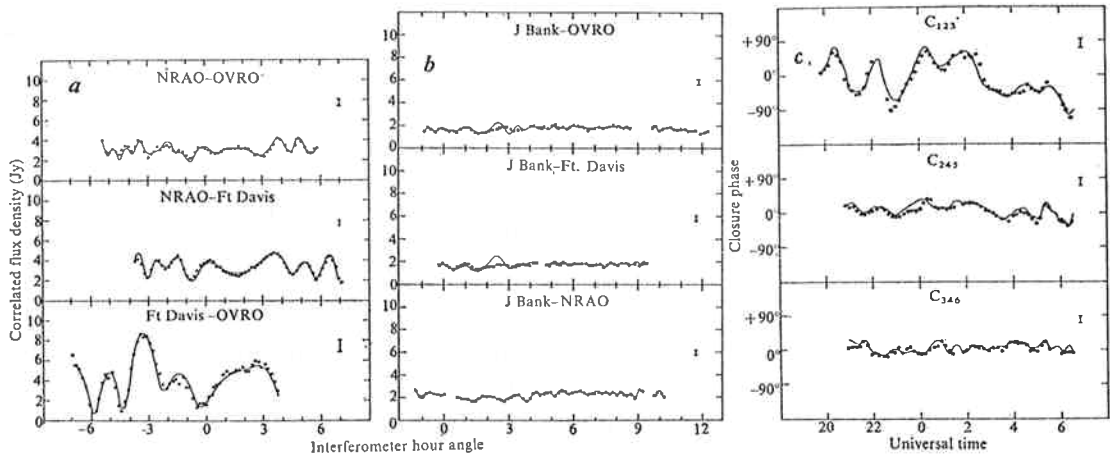
第2表 3C147 のマッピングに使ったアンテナ群

位 置	機 関	直径 (m)	システム 温度 (K)	感 度 (KJy <sup>-1</sup> )
Jodrell Bank, Cheshire, UK	Manchester Univ.	76	140	0.95
Green Bank, W. Va., USA	NRAO	43	160	0.21
Ft. Davis, Texas, USA	Harvard Univ.	26	300	0.08
Big Pine, Calif., USA	Caltech	40	260	0.18

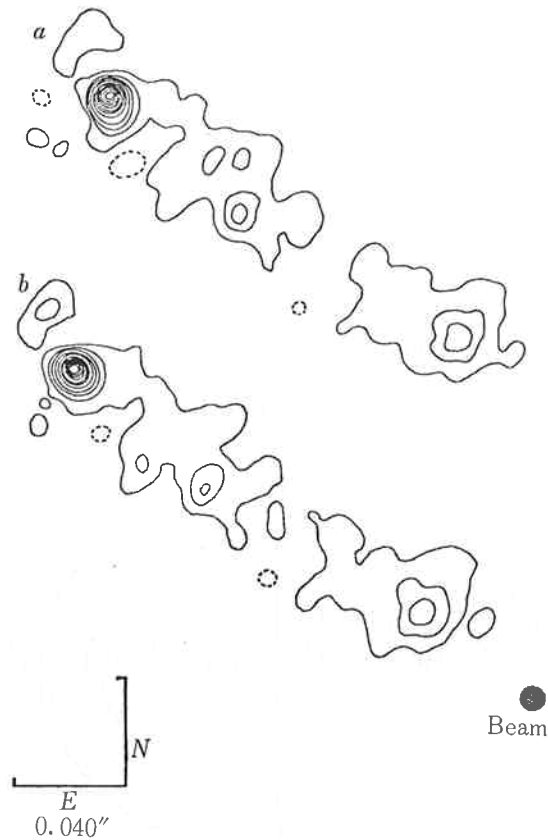
米国国立電波天文台 (NRAO 及びジョドレルバンク (J. Bank), 第2表参照) による六つの基線のうち、主として1-2-3, 2-4-5, 3-4-6の基線間に closure phase 法が適用された。使用周波数は609 MHz と低い。結果については、第7図に、フリッジ振幅の基線の時角による変化と "closure phase" の UT による変化を、第8図 (a), (b) に、実際のマッピングを示す。また、微細構造についての解析結果が、第3表に記されている。



第6図 (a) 3C147 のマッピングに使用された4アンテナ, 6基線の模式図<sup>(5)</sup>。このうち特に1-2-3, 2-4-5, 3-4-6の組合せを主に使った。  
(b) (a)の基線による、3C147 観測の際の  $U-V$  平面上の軌跡。



第7図 a, b, はフリンジ振幅の干渉計時角による変化。cは3種の独立なクロージャーフェーズを UT に対して表したもの。観測は1975年3月, a, b, cの実線は, 第8図の輝度分布より得られるフリンジ振幅, (a, b), とクロージャーフェーズ(c)。



第8図 1975年3月に得たフリンジ振幅及びクロージャーフェーズのデータから得た輝度分布。  
 (a)は点電波源を仮定した位相よりスタート, (b)は1973年12月のマッピングよりスタート。コントアの単位は  $25 \times 10^8 \text{ K} = 62 \text{ mJy}$  / 単位ビーム。

第3表 3C147 の 微 細 構 造

成 分	$S_{\text{peak}}$ (Jy)	$\nu_{\text{peak}}$ (MHz)	$\theta_{\text{oa}}$ (arc s)	$\theta_{\text{obs}}$ (arc s)	全体のエネルギー ギ一 (erg)	圧 力 (dyn cm <sup>-2</sup> )
外 側 の ロ ー プ	70±10	120±30	0°.35	~0°.6×0°.15	5×10 <sup>57</sup>	~10 <sup>-8</sup>
ジ ョ ッ ト	20±8	420±100	0°.05	~0°.2×0°.025	5×10 <sup>56</sup>	≥3×10 <sup>-7</sup>
コ ア	3.2±0.5	500±200?	0°.012	~0°.006		
*コア (スペクトルの直線部分 にのっている場合)	3.2	609	≥0°.0055	~0°.006		

4. 環状 U-V 軌跡による干渉パターン

第1図からわかるように、固定2局の超合成による U-V 点は環を描く。したがって、環によるフラウンホーファ回折つまり far field pattern の解析的性質を知る必要があるが、この環による回折は、よく知られた丸穴による回折の微分の関係をもつ。

丸穴によるフラウンホーファ回折は、次式のとおりベッセル関数で与えられる<sup>(9)</sup>。

$$U_p(r) = \pi r^2 A \frac{2J_1(z)}{z}, \quad \dots\dots(9)$$

$$Z = kr \sin \theta. \quad \dots\dots(10)$$

ここでは  $r$  丸穴の半径、 $k$  は波数、 $\theta$  はビーム中心からの角度である。ここで  $J_1(z)$  は、次のような無限級数で与えられるが、解析的には扱いやすい性質を持っている。

$$J_1(z) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m!(m+1)!} \left(\frac{z}{2}\right)^{2m+1} \quad \dots\dots(11)$$

第9図(a)の左側に、 $2J_1(z)/Z$ 、同図(b)の左側に  $\sin x/x$  を示しているが、両者は大変よく似た性質をもつことがわかる。 $\sin x/x$  は1次元の帯域制限雑音の自己相関を示しており、以下の議論において両者の類似性は良い見通しを与える。

幅  $\Delta r$  の環による回折パターン  $R_p(r)$  は、次式で与えることができる。

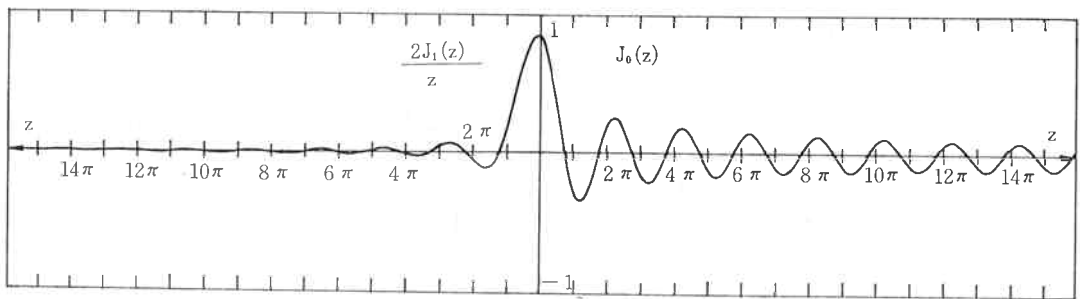
$$R_p(r) = U_p(r) - U_p(r - \Delta r), \quad \dots\dots(12)$$

$$= U_p'(r) \Delta r + (\text{微小項}). \quad \dots\dots(13)$$

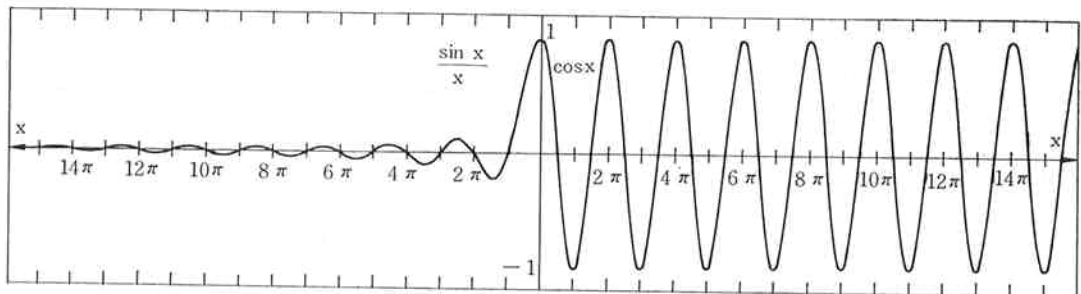
ここで微小項は  $\Delta r/r$  を十分小さくすれば無視できるので、 $U_p'(r)$  の性質を知ればよい。 $U_p'(r)$  は(9)式の微分により、次式で与えられる。

$$U_p(r) = \frac{2\pi A}{k \sin \theta} \{ J_1(z) + Z J_1'(z) \}. \quad \dots\dots(14)$$

(11)式の級数の性質を利用すれば、



第9図(a) 2種のベッセル関数の比較



第9図(b) 1次元フリンジパターンの比較

$$ZJ_1'(z) = ZJ_0(z) - J_1(z) \quad \dots\dots(15)$$

となる。ここで  $J_0(z)$  は 0 次のベッセル関数である。したがって、(14)式は、

$$U_p'(r) = \frac{2\pi A}{k \sin \theta} ZJ_0(z) \quad \dots\dots(16)$$

となる。結局、

$$R_p(r) = 2\pi r A J_0(z) dr \quad \dots\dots(17)$$

である。(17)式中の  $J_0(z)$  項は 1 次元の場合の  $\cos x$  に対応する。第 9 図(a), (b)の右側に  $J_0(z)$  と  $\cos x$  の関数形を図示した。1次元の  $\cos x$  の周期はフリッジと考えることができる。つまり 1 次元干渉計では、フリッジの情報だけからフリッジ自身の位相を知ることができない。しかし、地球の自転によって基線が回転すると、フリッジは  $J_0(z)$  となり、中心フリッジが明確に現れる。したがって、フリッジの位相を知ることができ、像合成や電波源の分解に利用できるようになる。ただし、実際に干渉させる場合には、局内遅延やローカル周波数の位相差に未知のファンクタが残るので、2局だけでは位相差を打ち消すことはできない。3局以上でクロージャフェーズ法によって位相差を打ち消すことが必要である。

しかし、原理的には 2局だけでもマッピングが可能であることを(17)式は教えている。

### 5. 超合成に必要なソフトウェア

#### 5.1 高速 2次元フーリエ変換サブルーチン FFT 2D

超合成においては、2次元のフーリエ変換を繰り返し実行する必要があり、その高速性は必須条件である。2次元フーリエ変換では、1次元フーリエ変換をサンプル点数  $N$  の 2倍だけ繰り返す必要がある。つまり、 $U$  方向に  $N$  回と  $V$  方向に  $N$  回の  $2N$  回である<sup>(7)</sup>。サンプル点数  $N$  の 1次元フーリエ変換に必要な時間を  $t_1$  とすると、2次元フーリエ変換に必要な時間は、

$$t_2 = t_1 2N \quad \dots\dots(18)$$

である。実行時間の中で大きな割合を占めるのは積の回数である。1次元の高速フーリエ変換(以下 FFT 1D と呼ぶ)の積の回数は、次式で与えられる<sup>(8)</sup>。

$$M1 = 2N \log_2 N \quad \dots\dots(19)$$

したがって、FFT 1D を  $2N$  回繰り返す 2次元の高速フーリエ変換(以下 FFT 2D と呼ぶ)では次式、

$$M2 = 4N^2 \log_2 N \quad \dots\dots(20)$$

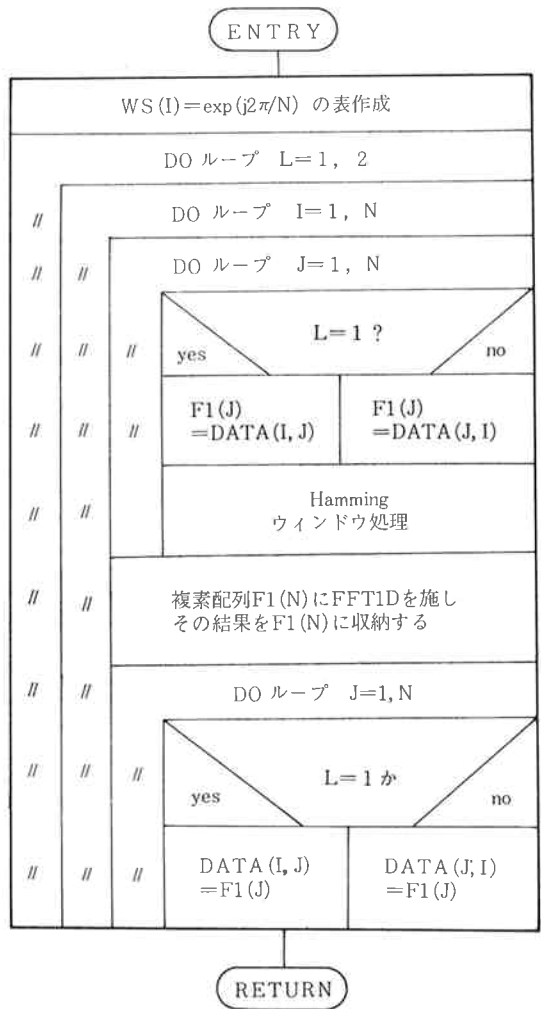
の回数を繰り返すことになる。1回の積の実行時間を  $\Delta t$  (sec) とすれば、実際に必要な時間  $t_2$  は、

$$t_2 = 4N^2 \log_2 N \Delta t \text{ (sec)} \quad \dots\dots(21)$$

である。実際に NEAC-3200 の CPU を独占して FO RTRAN の FFT 2D を走らせると  $N=64$  の場合に

は  $t_2$  は約 50 秒であり、 $N=32$  の場合には約 10 秒であるので、 $\Delta t=500 \mu \text{ sec}$  とすれば(21)式はおおむね成立していることがわかる。この場合浮動小数点ソフトウェア乗算を用いているので、これをハードウェアによる固定小数点乗算を用いて、アSEMBラーでサブルーチン化すれば 10 倍以上高速になると思われる。

第 10 図に、FFT 2D の構造化チャート<sup>(9)</sup>を示す。構造は非常に単純である。DATA ( $N, N$ ) の複素配列に対し、 $U$  方向の  $N$  回の FFT 1D を施した後、 $V$  方向に  $N$  回繰り返している。フーリエ変換の結果は、再び複素配列 DATA ( $N, N$ ) に収納される。ウィンドウとしては Hamming のものを用いる。



第10図 2次元フーリエ変換サブルーチン FFT 2D の構造化チャート

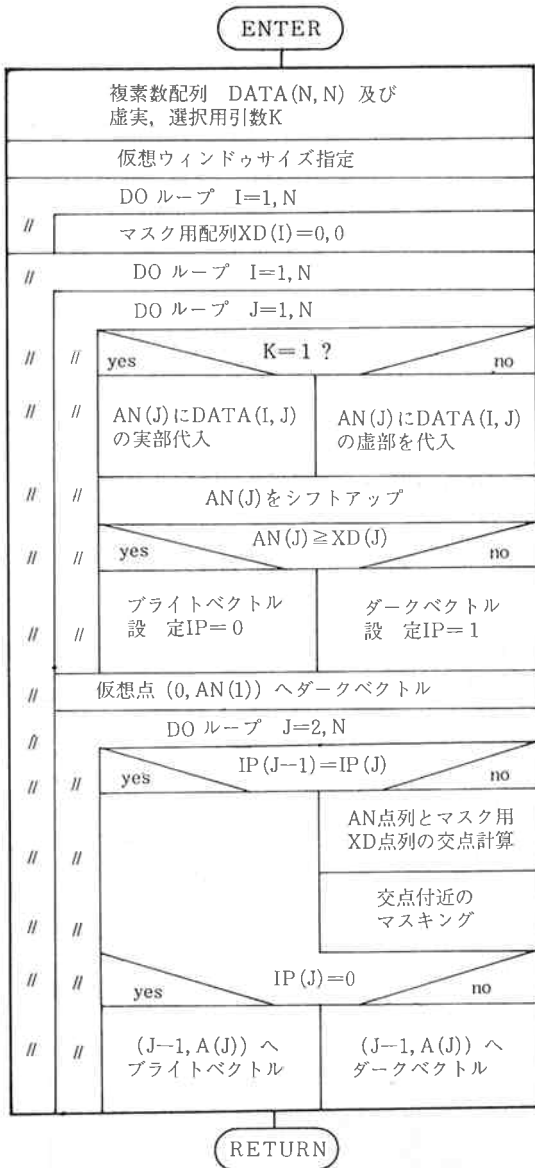


5.2 仮想スクリーン上における

立体表示サブルーチン MAP 3 D

一般に2変数関数は、2次元平面に立体的に表示すると直観的で都合が良い。しかし、立体図形を厳密に平面上に投影することは、いたずらにソフトウェアを大きくして好ましくない。

ここで述べる MAP 3 D (第11図参照) というサブルーチンは、立体投影の近似として、シフトアップとマスキングの二つの方法で効果を上げている。



第11図 仮想スクリーン上における立体表示サブルーチン MAP 3 D の構造化チャート

MAP 3 Dに引き渡すデータは、2次元の複素配列であるので、MAP 3 Dではその配列の実成分・虚成分それぞれの表側と裏側を見ることができる。

このサブルーチンは TOSBAC-5600 のグラフィックターミナル (DDS-250) のもとで動作する。DDS-250の大きな特徴は仮想スクリーン機能をもつことである。これはグラフィックサブルーチンの汎用化に、非常に都合である。なぜならばサブルーチン中に最終的な絵をかかせる機能をもつことは、メインからの引数の渡しを複雑にし、メインもサブも、そのインタフェース部分の処理ステップが大きくなりやすい欠点をもつ。仮想機能があれば、サブルーチン中では、ある固定のスケールで仮想絵を書いておき、メインプログラムで、その仮想絵を自由な位置に自由な形式で転写すればよい。実際にはメインプログラムでは、MAP 3 D を呼ぶ前にソフトウィンドルーチン SWINDO で転写条件を指示する<sup>(10)</sup>。

第11図に、MAP 3 D の構造化チャートを示す。メインプログラムから渡される複素配列 DATA(N,N) から、I列ごとに一定値を増加させるシフトアップを行って配列 AN(J) を作り、AN(J) とマスク用配列 XD(J) との大小比較から、ベクトルの明暗を決めている。また、AN(J) と XD(J) の交点を直線近似で求めて、交点付近のマスキングを行っている。

次節6. のシミュレーションでは、この仮想機能を有効に利用した。

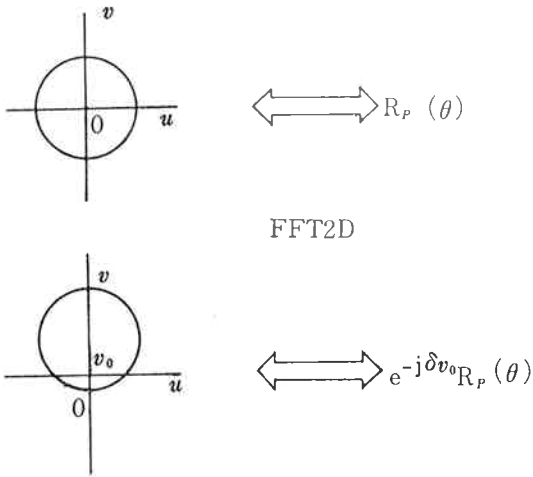
6. 超合成ビームのシミュレーション

第1図に示すように、固定2局による U-V 平面上の軌跡は原点に対して対称性を持たない。したがって、フーリエ変換結果には早い振動成分がのる。例えば、第12図に示すような原点对称の u-v 環に FFT 2 D を施して Rp(θ) を得たとする (θ はビーム中心からの半径方向角)。すると、原点から v 方向へ v0 だけ平行移動した環の FFT 2 D 後の解は、Rp(θ) に e<sup>-iδv0</sup> を掛けたものになる。ここで δ は赤ソ方向のビーム中心からの角度である。これは、ちょうど1次元フーリエ変換において、

$$f(t-t_0) \xrightarrow{\text{FFT1D}} e^{-i\omega t_0} \cdot F(\omega) \quad \dots\dots(2)$$

の定理が成立することに対応する。

オフセット量 v0 が正確にわかれば、得られた像を e<sup>-iδv0</sup> で割って Rp(θ) の真の像を得ることは可能であるが、3. で述べたように、絶対位相の決定の困難さから、正確な v0 を得ることは難しいので、位相をうま



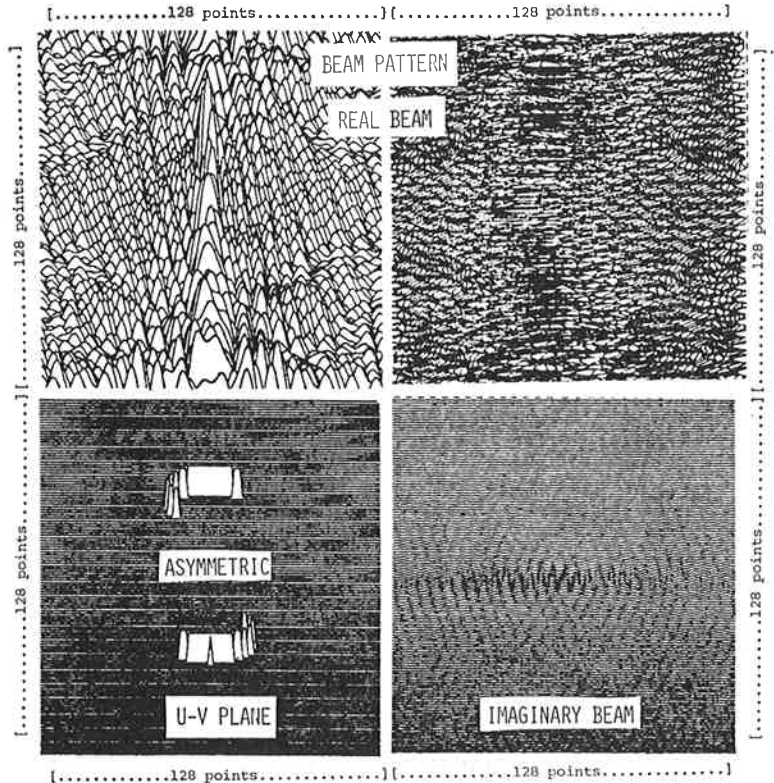
第12図 原点对称の  $u-v$  軌跡を  $v$  方向へ  $v_0$  だけオフセットかけたときのビームパターンの変化

く打ち消し合うクロージャフェーズが必要になる。しかし、2局であってもある程度の像再生は可能であろう。

以上のことから、以下のシミュレーションでは、原点对称の  $u-v$  丸穴と環についてビームパターンを計算し図化した。また、非対称の例としては、第13図に1例を示す。

第13図

原点非対称の例(左下图)。実ビームを  $\alpha$  方向から見ると非常に早い振動成分(右上図)。があるが、 $\delta$  方向から見ると(左上図)、中心ビームがわかる。また、虚ビームが現れ始めている(右下図)。

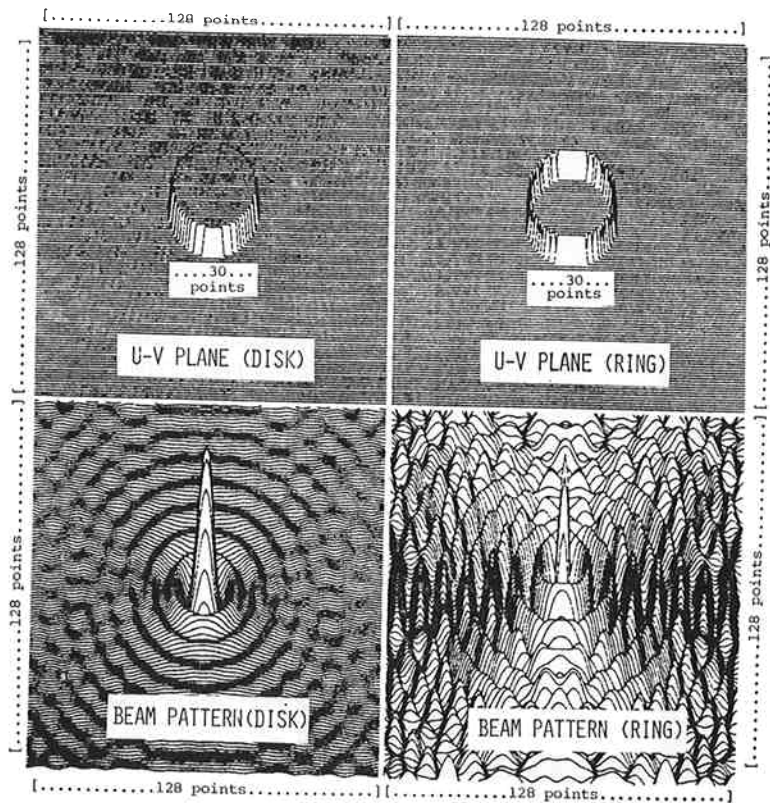


第14図から第17図までは、同一の出力フォーマットをもつ。上側の二つの図は  $U-V$  面上の照度分布、下側はそのビームパターンを示す。左側が丸穴(照度からみれば円盤)によるもの、右側が環によるものである。この例では、全て  $128 \times 128$  のサンプル点数をもつ。

第14図から第17図へと丸穴及び環の半径が大きくなるとともにビームが細くなることがわかる。丸穴と環を比べるとビーム幅は環の方が細い。これは、第9図(a)の両曲線の最初の零交差点の座標を比較すれば納得できる。  $128 \times 128$  という有限の窓でフーリエ変換するので、単純な Hamming のウィンドウだけでは、次のような不正確さを取り除くのに十分ではない。

(1)丸穴や環の半径が大きくなるとともに、サイドローブレベルが小さくなるように見えるが、実際には、第9図(a)に示すように、サイドローブレベルはメインビームに対して一定比である。この見掛上のサイドローブの減少は、サイドローブ周期がサンプル周期に比して同程度以上大きくなったことによる。

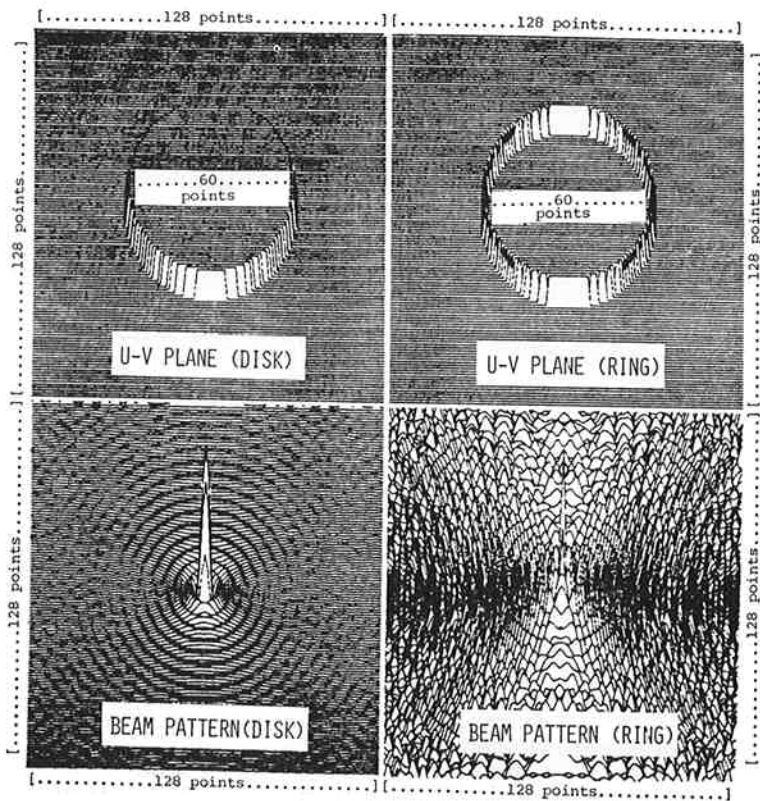
(2)周辺部で軸対称性が失われ、軸回転方向にリップルが現れる。これは丸穴よりも環の方に特に顕著である。



第14図

$\frac{30}{128}$  の直径の円盤と環状  $U-V$  軌跡によるビームパターン。

第9図(a)の関数形と良く一致している。



第15図

$\frac{60}{128}$  の直径の円盤と環状  $U-V$  軌跡によるビームパターン。

第9図(a)の関数形とほぼ一致している。