

Szuperfényssebességű mozgás és jetdinamika: a J1429+5406 blazár rádiószerkezetének feltérképezése

OTDK dolgozat

Készítette:

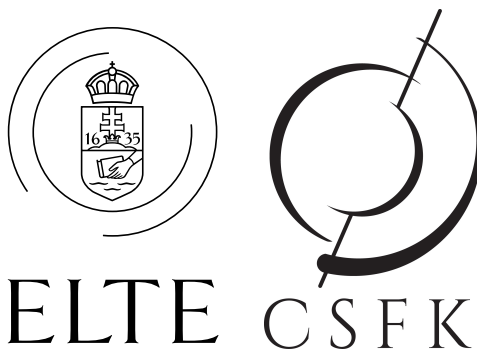
Koller Dávid

ELTE TTK Csillagászat MSc 1. évfolyam

Témavezető:

Dr. Frey Sándor

HUN-REN Csillagászati és Földtudományi Kutatóközpont Konkoly Thege
Miklós Csillagászati Intézet



Eötvös Loránd Tudományegyetem Fizikai és Csillagászati Intézet

HUN-REN Csillagászati és Földtudományi Kutatóközpont Konkoly Thege Miklós
Csillagászati Intézet

Budapest, 2025. január 03.

Tartalomjegyzék

1. Bevezető	3
2. Elméleti áttekintés	3
2.1. Aktív galaxismagok	3
2.1.1. Felépítésük	3
2.1.2. Aktív galaxismagok egyesített modellje	7
2.1.3. AGN-ek csoportosítása	8
2.2. A vizsgált J1429+5406 blazár	10
2.3. Rádióinterferometria	12
3. Mérések	13
3.1. VLBA	13
3.2. EVN	14
3.3. A mérések leírása	15
4. Adatfeldolgozás	16
4.1. Difmap	16
4.1.1. Térképek készítése	20
4.1.2. Gauss-modell illesztése	22
5. Eredmények	23
5.1. Térképek	23
5.2. S sáv	26
5.3. X és C sáv	28
5.4. A belső jetkomponensek kinematikai jellemzői	31
5.5. Hibaszámítás	32
6. Diskusszió	33
7. Összegzés	35
A. Saját eredmények	37

Kivonat

Dolgozatomban vizsgálom egy $z = 3,01$ vöröseltolódású, fényes, rádiósugárzó blazár, a J1429+5406 rádiószerkezetét. Kutatómunkám célja, hogy meghatározzam a kimutatható sajátmozgással rendelkező komponensek látszólagos mozgásának nagyságát, a komponensek pozíciószögének változását, becslést adjak a jet Lorentz-faktorának és a látóirányhoz viszonyított hajlásszögének mértékéről. Tekintve, hogy a $z \geq 3$ -as kvazárok jetjeinek mozgásáról alkotott képünk még manapság is egy viszonylag korlátozott, kb. 25 tagú mintán alapul [49], a jelen dolgozatban bemutatott eredmények is hozzájárulhatnak ismereteink pontosításához, valamint érdekesek lehetnek más hasonló objektumok jellemzőivel való összehasonlításban. A blazárt interferométeres módszerrel, a Very Long Baseline Array (VLBA) műszereivel, továbbá az Európai VLBI Hálózat (EVN) 11 rádióteleszkópjával figyelték meg 1994 és 2018 között. A méréseket öt rádiófrekvencián végezték, L sávon (1,7 GHz), S sávon (2,3 GHz), C sávon (5 GHz), X sávon (8 GHz) és U sávon (15 GHz). A bemutatott eredmények ezen öt frekvenciasáv feldolgozásán alapulnak. A fentiek mellett bemutatom a nagyon hosszú bázisvonalú interferometria (VLBI) módszerét és az adatfeldolgozáshoz használt Difmap nevű programot. Emellett ismertetem az aktív galaxismagok (AGN) szerkezetét, típusaikat és az AGN-ekre vonatkozó egyesített modellt.

Abstract

In my study, I examine the radio structure of J1429+5406, a bright, radio-emitting blazar with a redshift of $z = 3.01$. The aim of my research is to determine the magnitude of the apparent motion of components with detectable proper motion, the changes in the position angle of these components, and to estimate the Lorentz factor of the jet and its inclination angle relative to the line of sight. Considering that our understanding of the motion of jets in $z \geq 3$ quasars is still based on a relatively limited sample of about 25 objects [49], the results presented in this work may contribute to refining our knowledge and could be of interest for comparisons with the characteristics of other similar objects. The blazar was observed using the interferometric method with the Very Long Baseline Array (VLBA) instruments and 11 radio telescopes of the European VLBI Network (EVN) between 1994 and 2018. Observations were conducted at five radio frequencies: L band (1.5 GHz), S band (2.3 GHz), C band (5 GHz), X band (8 GHz), and U band (15 GHz). The presented results are based on the processing of data from these five frequency bands. In addition, I introduce the method of Very Long Baseline Interferometry (VLBI) and the Difmap software used for data processing. Furthermore, I describe the structure of active galactic nuclei (AGN), their types, and the unified model of AGN.

1. Bevezető

Az Univerzum még jórészt feltérképezetlen, nagy vöröseltolódású ($z \gtrsim 3$) tartománya a kulcs az aktív galaxismagok evolúciójának megértéséhez [31]. Elemzésük révén meg tudhatjuk, hogy a korai világegyetemben az aktív galaxismagok (AGN, active galactic nuclei) jetjei hasonlóan működtek-e, mint a közelebbi környezetünkben lévő képviselőikben. Egyes kutatások szerint a szupernagy tömegű fekete lyukak gyorsabban fejlődnek a jetes kvazároknak, mint a rádiócsendes AGN-ekben [37], ami kapcsolatot jelez a jet és a fekete lyuk növekedése között [13].

A ma ismert legtávolabbi blazár közel $z = 6$ -os vöröseltolódással rendelkezik, míg AGN-ből ismerünk $z = 10$ -es vöröseltolódással rendelkezőt is [6]. A jettel rendelkező társaik nem tűnnek dominánsnak az Univerzum hajnalán, ugyanis csak $z < 7$ -nél ismertek [5], sőt a rádióhangos kvazárok még $z \sim 4$ -nél is ritkaságnak számítanak a jelenlegi megfigyelések szerint. Mivel jelenleg csak körülbelül kéttucatnyi kvazár jetkinematikai vizsgálatát [49] és a jetek fizikai paramétereinek elemzését sikerült elvégezni $z \geq 3$ fölötti kvazárok esetében, a $z = 3,01$ vöröseltolódású J1429+5406 blazár vizsgálatának eredményei kifejezetten érdekesek lehetnek más hasonló objektumok jellemzőivel való összevetésben.

A kvazárra jellemző paraméterek kiszámításához egy olyan kozmológiai modellt feltételeztek a dolgozatban, amelyben $H_0 = 67,8 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_m = 0,308$ és $\Omega_\Lambda = 0,692$.

A következő fejezetben vázlatosan bemutatom a galaxismagok tulajdonságaival, felépítésével és osztályozásával kapcsolatos ismereteinket. A dolgozat áttekintő fejezeteinek megírása során a korábbi, hasonló témában íródott TDK dolgozatomat¹ vettem alapul.

2. Elméleti áttekintés

2.1. Aktív galaxismagok

Az aktív galaxismagok olyan galaxisok központi régiói, amelyek jelentős energiaki-bocsátást mutatnak azon túlmenően, ami a csillagokból, a csillagközi anyagból és azok kölcsönhatásaiból eredő normál folyamatoknak tulajdonítható. A következő alfejezetben bemutatom ezen galaxismagok részletes felépítését, mely a 2. ábrán is látható.

2.1.1. Felépítésük

Központi szupernagy tömegű fekete lyuk

Szupernagy tömegű fekete lyukaknak (supermassive black hole, SMBH) azokat a fekete lyukakat nevezzük [30], amelyeknek tömege nagyságrendileg $10^6 - 10^{10} M_\odot$ közé esik. Ilyen fekete lyuk feltehetőleg minden nagyobb galaxis középpontjában jelen van [4]. Aktív mag esetében az SMBH gravitációs hatása révén nagy mennyiségű anyagot nyel el, ennek során a körülötte lévő gáz akkréciókorongba rendeződik és keringése során súrlódás révén veszít az energiájából. Az energiavesztés miatt az anyag fokozatosan egyre közelebbi pályán kering a fekete lyukhoz, eközben az elvesztett energiáját kisugározza. Emiatt a

¹Koller D. (2023): A nagy vöröseltolódású PKS 2215+020 kvazár rádiósugárzó plazmanyalábjának nagy felbontású vizsgálata, TDK dolgozat, ELTE TTK

galaxis magja akár ezerszer fényesebb lesz, mint egy normál galaxis egésze. Ez az eddig ismert leghatékonyabb energiatermelési folyamat, a gravitációs energia akár 29%-a is képes hőenergiává alakulni.

Akkréciós korong

Az aktív galaxismagokban található anyag egy része az SMBH gravitációs hatása és a sűrűlési erők következtében spirális pályán zuhan a fekete lyukba. A folyamat során a gravitációs energia hőenergiává alakul és kisugárzódik. Bár a legtöbb AGN esetében megfigyelt bolometrikus fényesség a becslések szerint kisebb, mint az elektronszórás opacitás Eddington-értéke, sok esetben még mindig szuper-Eddington akkréciós sebességet várhatunk. Például széles körben úgy tartják, hogy a keskeny vonalas Seyfert-1 galaxisok (NLS1) olyan SMBH-kat tartalmaznak, amelyek akkréciós rátája közel van az Eddington-határhoz vagy meghaladja azt. A $\sim 10^9 M_\odot$ tömegű fekete lyukak létezése a $z \sim 7$ vöröseltolódás körül arra utal, hogy az SMBH-k körüli szuper-Eddington akkréció az aktív korszak legalább egy részében meg kell történjen annak érdekében, hogy ezek a fekete lyukak ekkora tömeget szerezzenek az Univerzum történetének ilyen korai szakaszában [22].

Por- és gáztórusz

Az aktív galaxismag által kisugárzott energia főként az akkréciós korongban keletkező ultraibolya (UV) és optikai hullámhosszú fotonokból adódik. A por elnyeli az akkréciós korong kibocsátásának egy részét, amely azután felmelegíti a tóruszban található port. A por az elnyelt energia egy részét infravörös sugárzásként újra kibocsátja. A korongban keletkező UV és optikai fotonok egy része az akkréciós korong feletti, forró elektronok plazmájából álló, optikailag vékony koronában az inverz Compton-szórás következtében a röntgentartományba kerülhet.

Az inverz Compton-szórás az aktív galaxismagban látható három fő komponens egyikét hozza létre röntgentartományban, ez a belső kontinuum. A második és harmadik komponens a belső kontinuum és a vas emissziós vonal visszaverődése 6,4 keV-on (Fe K α). Ez a két komponens a tórusz belső falain vagy a széles vonalas régióban (broad-line region, BLR) szóródó röntgensugárzás miatt keletkezik [12].

Jet

A fekete lyuk mágneses mezejének hatása miatt az akkréciós korongból származó plazma nem zuhan maradéktalanul bele a fekete lyukba, ehelyett az SMBH forgási tengelye mentén relativisztikus sebességgel kilövell. A feltekeredő mágneses tér ezt a kiáramlást egy egységes nyalábbá kollimálja. Ezekben a relativisztikus plazmanyalábokban (jetekben) lévő töltött részecskék a mágneses tér miatt fellépő Lorentz-erő hatására spirális pályán gyorsulnak tovább. A spirális pályán gyorsuló részecskék pedig szinkrotronsugárzást bocsátanak ki, amely a rádiótartományban is észlelhető.

A 100 kpc nagyságrendű kiterjedéssel rendelkező nagy teljesítményű jetek az esetek túlnyomó többségében olyan AGN-ekből indulnak ki, amelyek elliptikus galaxisokban he-

lyezkednek el, nem pedig spirálgalaxisok magjából. Bár mind az elliptikus, mind a spirálgalaxisok tartalmazhatnak rádiócsendes AGN-eket, rádióhangos AGN-ek leginkább csak elliptikus galaxisokban találhatók. A kvazárok körülbelül 10%-a rádióhangos, ennek oka máig ismeretlen [21]. Valószínű, hogy a rádióhangos és a rádiócsendes AGN-ek közötti fő különbség a fekete lyuk alapvető tulajdonságaihoz kapcsolódik, nevezetesen a tömegéhez, a spinjéhez és az akkréciós rátájához.

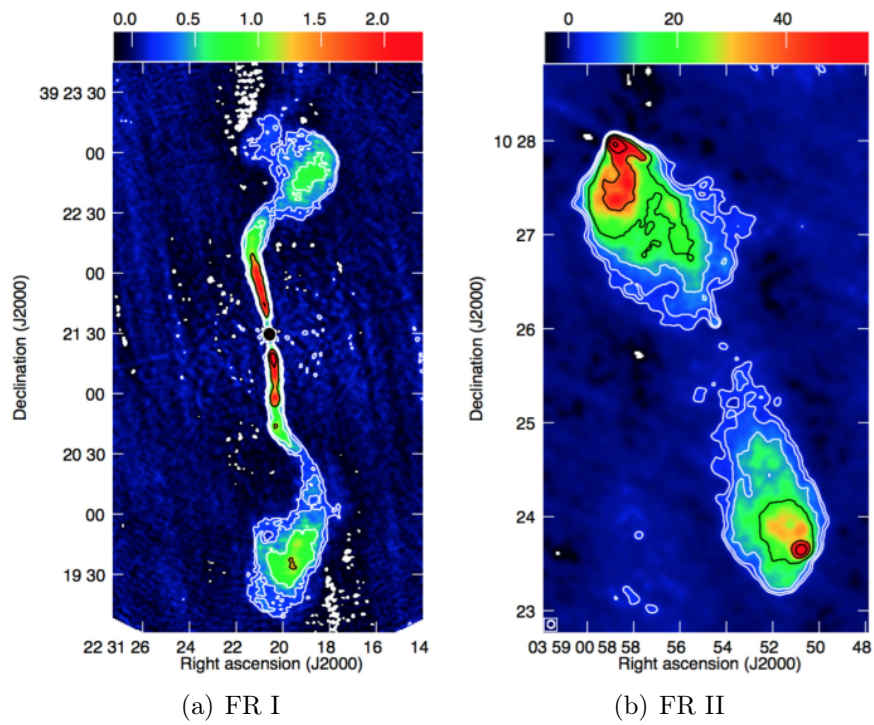
Sok esetben kétoldali, szimmetrikus jet helyett erősen aszimmetrikus jetekeket tudunk megfigyelni. A különböző vizsgálatok során gyakran találkozhatunk olyannal is, hogy a galaxismagnak pusztán az egyik oldalán látható csak jet, nincs ellenjet. Ez a jelenség a Doppler-nyalábolás elnevezésű relativisztikus effektus számlájára írható. Ez alapján, az akár csak részlegesen felénk mutató jet sugárzása felerősödik, míg az ellenkező irányú jet sugárzása elhalványodik [47].

Rádiólebeny

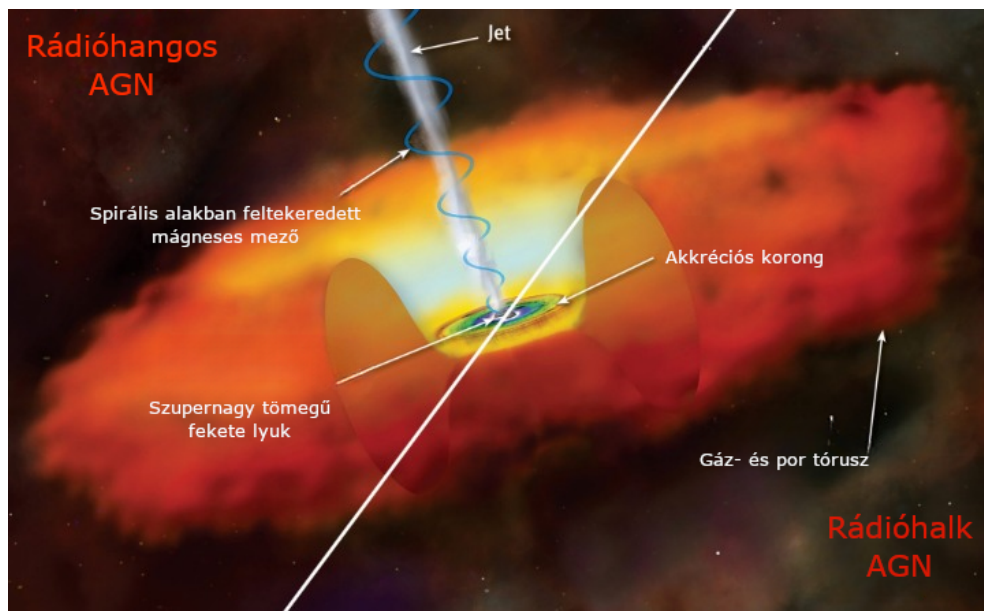
A rádiógalaxisok kpc-es skálán számos kiterjedt komponenszt mutatnak, mint például a fent említett jetek, valamint találhatunk még forró pontokat és lebenyeket. A lebenyek a rádióhangos aktív galaxismagok mindkét oldalán megtalálható nagy kiterjedésű kettős objektumok. Általában nagyjából szimmetrikusak és közelítőleg ellipszoid alakúak. Akkor alakulnak ki, amikor a jet beleütközik egy a galaxis körüli gázfelhőbe.

Fanaroff és Riley [14] vette észre először, hogy az extragalaktikus rádióforrások kiterjedt komponenseiben a magas és alacsony felületi fényességű területek egymáshoz viszonyított helyzete korrelál a rádiótartománybeli fényességükkel. Azt találták, hogy szinte minden $L_{178\text{MHz}} \leq 2 \cdot 10^{25} h_{100}^{-2} \text{ W Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ forrás I. osztályú (azaz FR I), míg a fényesebb források szinte mindegyike II. osztályú (azaz FR II)². Az FR I felületi fényessége nagyobb a mag felé, míg az FR II-eké a jetek végei felé. Kiderült, hogy a rádiógalaxisok morfológiája tükrözi a rádióforrásban történő energiaszállítás módját. Az FR I rádiógalaxisok középpontjában jellemzően fényes jetek találhatók, mint az 1(a) ábrán, míg az FR II-es galaxisoknak halvány nyalábjai, de fényes forró pontjai vannak a lebenyük végén, ez az 1(b) ábrán látható. A lebenyekből származó rádiósugárzást úgy értelmezik, hogy az a szinkrotronsugárzásnak köszönhető, míg a nagyenergiájú sugárzást sikeresen leírják inverz Compton-emisszióként a kozmikus mikrohullámú háttérből (IC/CMB modell). A rádiólebenyek kiterjedése jellemzően 100 kpc nagyságrendű, ami azt jelenti, hogy növekedésük időskálája több tízmilliótól több százmillió évig terjed [26].

²A képletben szereplő paraméter jelentése: $h_{100} = \frac{H_0}{100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}}$



1. ábra. Példák a Fanaroff–Riley-féle osztályozás két alosztályának jellemzőire valódi mérések alapján. A függőleges tengelyeken a deklináció, míg a vízszinteseken a rektaszcenzió látható.



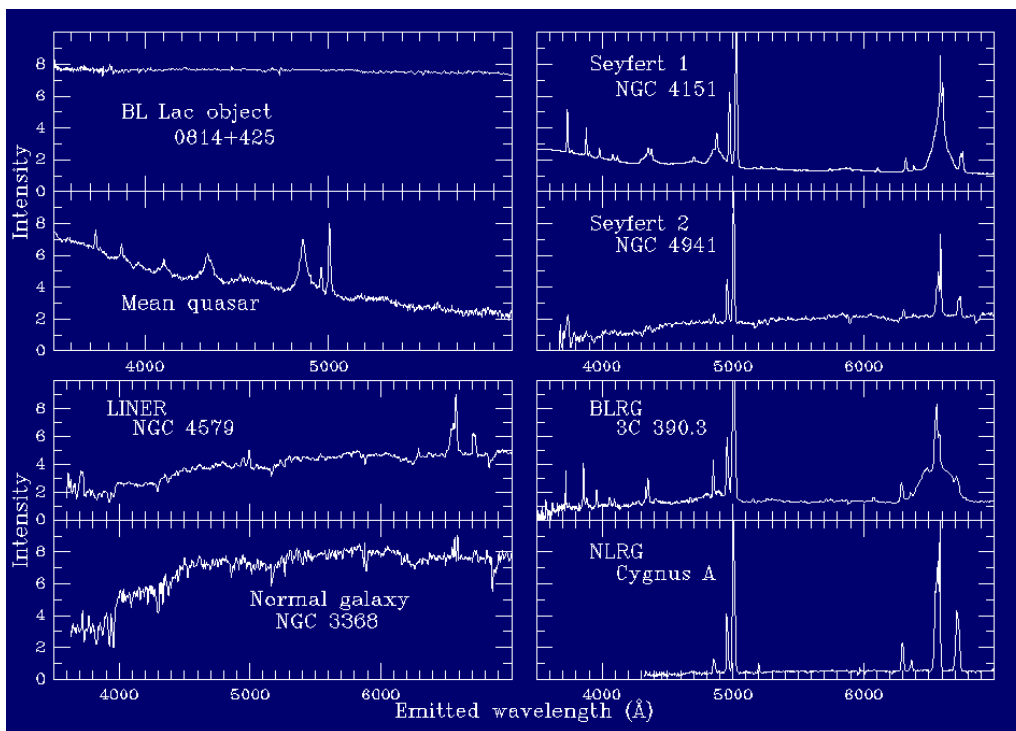
2. ábra. Az aktív galaxismagok felépítése.

2.1.2. Aktív galaxismagok egyesített modellje

Az aktív galaxismagok egyesített modellje alapján úgy gondoljuk, hogy a megfigyelt különböző típusú AGN-ek abból adódnak, hogy az adott objektumokra más-más szögből látunk rá. Ez alapján értelmezhetővé válnak az AGN-ek spektrális energiaeloszlásában (spectral energy distribution, SED), spektrális jellemzőiben és fényváltozásaiban megfigyelt különbségek. A különböző AGN típusok optikai színeképei a 3. ábrán láthatóak. Hiszen a rálátás szögétől függ, hogy az AGN-nek a 2.1.1. alfejezetben ismertetett részeiből mely komponenseket tudjuk megfigyelni.

Ha az adott aktív galaxismag úgy helyezkedik el, hogy rálátunk a központi régióra, akkor az akkréciós korongból származó sugárzás szabja meg a kontinuum és a vonalprofilok alakját. Ha a por- és gáztórusz irányából látunk rá, úgy a központi régiók takarásban lesznek, ekkor a gazdagalaxis fényéből származik a kontinuum, míg az emissziós vonalak a keskeny vonalas régióból (narrow-line region, NLR) származnak. Esetenként a kitakart széles vonalas régió (BLR) sugárzása szóródhat az NLR felhőin, amit széles vonalprofilú polarizált sugárzásként tudunk észlelni [46].

Vannak olyan esetek is, amikor a galaxismagból kiáramló jet közelítőleg felénk mutat, ekkor a jet sugárzása lesz a meghatározó. Ilyenkor nem látunk erős emissziós vonalakat, a SED maximuma pedig a gamma- és az infravörös tartományban lesz.



3. ábra. Az aktív galaxismagok főbb csoportjainak vöröseltolódásra korrigált optikai spektrumai. A vízszintes tengelyeken a kibocsátott sugárzás hullámhossza látható ångström egységekben, míg a függőleges tengelyeken a mért intenzitások relatív egységekben.

2.1.3. AGN-ek csoportosítása

Seyfert-galaxisok

A Seyfert-típusú galaxisok többségében spirálgalaxisok. Aktív galaxismagjuk általában nem rendelkezik jettel, esetleges kisebb energiájú kifúvások azonban előfordulhatnak esetükben. Emissziós vonalaik szélessége alapján két csoportra bonthatóak. Az 1-es és 2-es típus között megkülönböztetünk átmeneteket is [32]. Az 1.5-ös típusnál a $H\alpha$ és a $H\beta$ széles és keskeny vonalai hasonló erősségűek. Az 1.8-as típusnál a $H\alpha$ és a $H\beta$ széles vonalai már kevésbé láthatóak. Az 1.9-es típusban a $H\beta$ széles vonalai gyakorlatilag már nem is találhatók meg.

Seyfert-1:

Az 1-es típus esetén az infravörös tartománytól egészen a röntgentartományig erős kontinuumot tapasztalhatunk. Emellett spektrumukban láthatóak mind a széles megengedett emissziós vonalak (HI, HeI, HeII), mind a keskeny tiltott emissziós vonalak (OIII, NII, SII) [46]. Azért láthatunk széles emissziós vonalakat, mert ennél a típusnál rálátunk az aktív galaxismagra (face-on rálátás).

Bizonyos körülmények között az aktív galaxismag spektroszkópiailag és fotometriailag is SN IIn típusú szupernóvakhoz hasonlíthat. Például az SN 1987F és SN 1988I (később SN IIn-nek minősített) korai címkéje „Seyfert 1-like” volt. Az AGN szabálytalan fotometriai viselkedése (amit például a szupernagy tömegű fekete lyuk akkréciós sebességének változása okoz) optikai tartományban változó időszakokhoz vezethet, amelyek időtartama és amplitúdója összemérhető néhány SN IIn-nel [28].

Seyfert-2:

A 2-es típus esetén alapvetően a gazdagalaxis csillagaiból származó gyenge kontinuumot tapasztalhatunk. Emellett szinte csak a keskeny emissziós vonalak vannak jelen a spektrumukban, széles emissziós vonalak nem, vagy csak nagyon gyengén láthatóak. Ennek oka, hogy ez esetben oldalról, az aktív galaxis mag „élét” látjuk (edge-on rálátás), így a portórusz kitakarja a széles vonalakért felelős régiót.

Rádiógalaxisok

A rádiógalaxisok jetjei rendkívül kiterjedtek, hosszuk elérheti a gazdagalaxisuk átmérőjét vagy akár jóval meg is haladhatja azt. Egyes esetekben akár a Mpc-es nagyságrendet is elérhetik. Luminozitásuk kisebb, mint a kvazároké, valamint gamma-tartományban is igen ritka esetekben sugároznak csak [17]. A kvazárokhoz és blazárokhoz hasonlóan gazdagalaxisuk elliptikus galaxis.

A Fanaroff–Riley-típusú osztályozásukat a 2.1.1. alfejezetben a rádiólebenyek ismertetésénél már bemutattam. Létezik azonban egy másfajta osztályozásuk is, az optikai spektrumuk alapján. A BLRG (broad-line radio galaxy) típus esetén széles és keskeny vonalakat is találhatunk a spektrumban, míg az NLRG (narrow-line radio galaxy) típusnál kizárólag keskeny vonalakat láthatunk. Ez a típusú osztályozás hasonlít a Seyfert-galaxisoknál bemutatotthoz.

Kvazárok

A kvazárok a legfényesebb aktív galaxismagok, luminozitásuk akár ezerszeresen is meghaladhatja egy egész galaxisét, mint amilyen például a Tejútrendszer.

A nagy vörösetolódású kvazárok egyedülálló nyomjelzők a legkorábbi szupernagy tömegű fekete lyukak kialakulásának és a kozmikus reionizáció történetének tanulmányozásához. A kiterjedt erőfeszítések ellenére eddig csak kevés kvazárt találtak $z \geq 7,5$ -nél [48].

Bár először rádiósugárzásuk miatt figyeltek fel a kvazárokra, a legtöbb kvazár rádiócsendes. A kvazárok mintegy 10%-a rendelkezik jettel és sugároz rádiótartományban. A kvazárok túlnyomó többségének spektrumában erős és nagyon széles emissziós vonalak találhatók. Jelen vannak a Balmer-sorozat vonalai, a hidrogén Lyman α vonala, valamint a CIII, CIV és Mg II vonalak.

Az emissziós vonalak mellett abszorpciós vonalak is megfigyelhetők színeképükben, ennek oka azonban nem az aktív galaxismag vagy a gazdagalaxis, hanem a látóirányba eső gáz, vagy köztes objektum elnyelése.

Blazárok

Azokat a jettel rendelkező kvazárokat, melyekre $\sim 10^\circ$ -nál kisebb szögben látunk rá, blazároknak nevezzük [34]. Plazmanyalábjaikra erősen jellemző a szuperfénysebességű mozgás és magjukra a magas fényességi hőmérséklet [38]. A blazároknak két kategóriáját különböztetjük meg, a BL Lac és az FSRQ (flat-spectrum radio quasar) típusokat. A BL Lac típus a BL Lacertae nevű objektumról kapta a nevét. Ezt kezdetben pár napos időskálán szabálytalanul változó csillagként kategorizálták. John L. Schmitt [39] mérései nyomán lett egy új osztály névadója.

Az FSRQ-k erős és széles optikai emissziós vonalakkal rendelkeznek, míg a BL Lac típusban az optikai vonalak gyengék. Továbbá az FSRQ-k nagyobb bolometrikus luminozitással is rendelkeznek [36], így összességében ezek uralják a nagy vörösetolódású ($z \geq 3$) blazárok ismert populációját, hiszen sokkal fényesebbek, mint a BL Lac populáció [1]. Az FSRQ-k által megfigyelt röntgen- és gamma-sugárzás viszonylag alacsony frekvenciákon (MeV energiákon) tetőzik, ami jól magyarázható az EC-mechanizmussal (external Compton) [2]. Az EC avagy külső Compton-mechanizmus lényege, hogy a különböző AGN komponensek, például az akkréciós korong, a széles vonalas régió és a portórusz által kibocsátott infravörös és ultraibolya sugárzás is „felszóródhat” röntgen- vagy gamma-sugárzássá [41].

A BL Lac forrásokból származó nagy energiájú sugárzás elsősorban szinkrotron ön-Compton-szórással (synchrotron self-Compton, SSC) magyarázható, amely MeV–TeV energiákon tetőzik [44]. Ennél a típusnál nem találhatók az optikai spektrumban emissziós vonalak. Ennek oka, hogy ezekben az esetekben a jetre $\sim 10^\circ$ vagy még kisebb szög alatt látunk rá. Így a jet Doppler-erősített sugárzása dominálja a spektrumot, ahogy azt már az egyesített modell esetében ismertettem. A blazárok gazdagalaxisa a kvazárokhoz hasonlóan elliptikus galaxis.

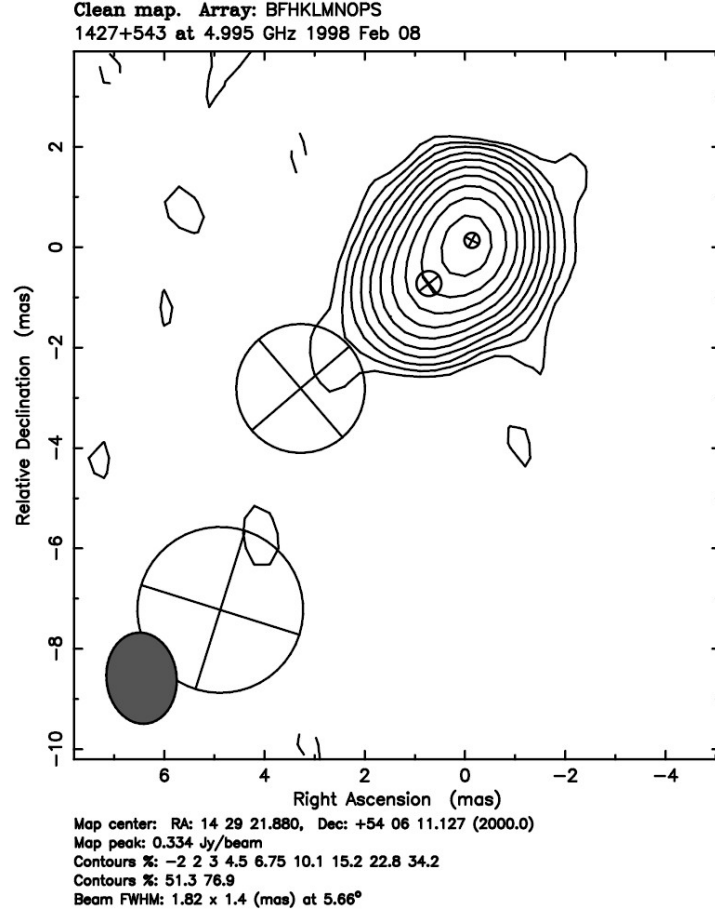
2.2. A vizsgált J1429+5406 blazár

Az általam ebben a dolgozatban vizsgált AGN-t 2007-ben a lapos spektrumú rádióforrások CRATES (Combined Radio All-Sky Targeted Eight GHz Survey) teljeségbolt-felmérése során [43] FSRQ-ként kategorizálták. Vöröseltolódása a DESI (Dark Energy Spectroscopic Instrument) mérései alapján $z = 3,01511$ [11]. A J1429+5406 blazár szerkezetét és sajátmozgását vizsgálták már korábban 2008-ban három C sávú (5 GHz frekvencián végzett) VLBI mérés felhasználásával. Minderre a CJF (Caltech–Jodrell Bank) felmérés 293 lapos spektrumú forrást átfogó elemzésének keretében került sor [8]. A kutatás részeként vizsgálták a korrelációt a látszólagos mozgások, fényességek, spektrális indexek és a magdomináltság között. Az erre a blazárra vonatkozó adatok a következő 1. táblázatban találhatóak, míg a modellezés után kapott 1998-as tiszta térkép a 4. ábrán látható.

t [év]	Komp.	R [mas]	Φ [°]
1993,441	C1	$10,90 \pm 0,11$	$136,5 \pm 0,4$
		$4,58 \pm 0,10$	$136,7 \pm 0,8$
		$1,19 \pm 0,01$	$136,3 \pm 0,1$
1995,652	C1/1 C1/2	$22,10 \pm 0,46$	$129,1 \pm 1,0$
		$11,82 \pm 0,24$	$144,9 \pm 0,9$
		$8,42 \pm 0,13$	$149,1 \pm 0,6$
		$6,03 \pm 0,15$	$139,7 \pm 0,8$
		$3,80 \pm 0,07$	$128,3 \pm 0,8$
		$1,57 \pm 0,01$	$135,5 \pm 0,1$
1998,107	C1	$0,51 \pm 0,02$	$140,1 \pm 0,6$
		$8,91 \pm 0,07$	$145,7 \pm 0,4$
		$4,51 \pm 0,06$	$130,8 \pm 0,5$
		$2,22 \pm 0,08$	$133,1 \pm 0,8$
		$1,22 \pm 0,01$	$135,0 \pm 0,1$

1. táblázat. A 2008-as kutatás [8] 5 GHz frekvencián végzett méréseinek modellillesztés után kapott eredményei. Az első oszlopban láthatóak a mérési időpontok évben, a második oszlopban az adott epochában megtalált komponensek jelei, a harmadik oszlopban a mag-jet távolságok milliívmásodpercben, a negyedik és egyben utolsó oszlopban a jet pozíciószögei láthatóak fokban megadva.

A modellillesztés adatai alapján meghatározták 1993 és 1998 között a C1 jelű komponens látszólagos sajátmozgását, ez $\mu = 0,013 \pm 0,118 \frac{\text{mas}}{\text{év}}$ -nek adódott, mely fénysebesség egységben (c) kifejezve $\beta_{\text{app,C1}} = 1,330 \pm 12,072$ értéket jelent. Mivel az eredmény bizonytalansága lényegesen meghaladja magát a számértéket, a C1 komponens elmozdulása ez alatt a rövid időszak alatt a hibahatáron belül kimutathatatlan volt.



4. ábra. A 4,995 GHz frekvencián 1998-ban végzett mérés modellillesztés után kapott rádiótérképe. A térkép csúcsintenzitása (I_P) 0,334 Jy/nyaláb, a nyaláb félértékszélessége $1,82 \times 1,4$ milliívmásodperc. A térképen látható, kereszttel rendelkező körök az illesztett körszimmetrikus Gauss-komponenseket jelölik [7].

A dolgozatban bemutatott blazárt vizsgálták még többek között gamma- és lágy röntgentartományban is. Ezen adatokat Vaidehi S. Paliya és munkatársai elemezték részletesen 2020-ban [31]. Cikkükben 142 darab $z \geq 3$ vöröseltolódású, gamma-detektált objektumból álló mintán – melyekből 9 blazár és 133 blazárjelölt – mutatják be az egyes egyedi blazárokat, valamint ezen teljes populációt jellemző paramétereket. Modellezésük alapján többek között megállapítást tesznek a teljes mintara vonatkozóan az átlagos feketelyuk-tömegre (m_{BH}), az átlagos mágneses térerősségre (B), továbbá az átlagos Lorentz- (Γ) és Doppler-faktorokra (δ). Ezen átlagértékek, valamint a J1429+5406 blazár esetén származtatott értékek az alábbi 2. táblázatban láthatóak.

	$\log(m_{\text{BH}}) [M_{\odot}]$	$B [G]$	Γ	δ
Átlagos értékek	$9,5 \pm 0,3$	$1,0 \pm 0,5$	$7,0 \pm 1,9$	$12,3 \pm 2,3$
J1429+5406	9	2,4	11	16,5

2. táblázat. A [31] kutatás modelljei alapján meghatározott paraméterek. Az első oszlopban látható a központi fekete lyuk naptömeg egységben mért tömegének tízes alapú logaritmusa, a második oszlopban a mágneses térerősség gauss egységekben, a harmadik oszlopban a Lorentz-faktor, míg a negyedik oszlopban a Doppler-erősítésre jellemző faktor. Az első sor a kutatásban vizsgált minta paramétereire kapott átlagot, a második a dolgozatban tárgyalt AGN-re vonatkozó paramétereket tartalmazza.

2.3. Rádióinterferometria

A rádiócsillagászatban azzal a problémába szembesülünk, hogy a vizsgálandó hullámhossz (λ) nagyon nagy. Emiatt az elérhető szögfelbontás nagyon gyenge. Ahogy a Rayleigh-féle kritérium alapján is látjuk:

$$\theta \simeq \frac{\lambda}{D_{\text{obj}}}, \quad (1)$$

még ha egy $D_{\text{obj}} = 100$ méter átmérőjű teleszkóppal mérünk is a látható fény tartományában, akkor is maximum a szemünkével megegyező szögfelbontást tudunk csak elérni. A hatalmas, több száz méter átmérőjű rádióantennák építése számos szempontból hatalmas mérnöki kihívás lenne. Hiszen minél nagyobb az antennánk, annál nehezebb azt mozgatni, valamint a hatalmas méretű teleszkópok alakja már képes jelentősen torzulni akár a saját súlyuk miatt is. A technikai kihívásokon kívül a magas építési és karbantartási költségek is szerepet játszanak. Jó példa erre az Arecibo rádióteleszkóp esete is, amely nemrég a sorozatos hurrikánkárok után annyi kárt szenvedett, hogy már ézszerűtlen lett volna felújítani [29].

A szögfelbontás növelése érdekében inkább egymástól távoli teleszkópok jeleit kombinálják. Így a Rayleigh-féle kritérium az alábbi módon módosul, ahol B a bázisvonal hosszát, vagyis két antenna távolságát jelenti:

$$\theta \simeq \frac{\lambda}{B}. \quad (2)$$

A módszer a gyakorlatban úgy működik, hogy egymástól távoli antennák egy időben ugyanazt a forrást figyelik meg. Miközben különböző antennákra érkező jel időkésését nagyon pontos atomórák alapján mérik. A mért adatokat valamilyen módon eljuttatják egy központi számítógéphez, ahol a jelek korrelációjával létrehozzák az interferenciát. Így, amit mérünk, az valójában az objektumunk vizibilitása. Az alábbi vázlatos levezetés [9] alapján készült.

A térbeli koherenciafüggvény, azaz a vizibilitási függvény két megfigyelési pont (egy bázisvonal) esetén néhány egyszerűsítéssel a következőként írható fel. Itt ν a frekvencia, $\mathbf{r}_1$ és $\mathbf{r}_2$ a bázisvonalat alkotó két antennába mutató geocentrikus vektor, $\mathbf{s}$ a forrás adott pontja felé mutató geocentrikus egységvektor, I_{ν} a forrás intenzitásfüggvénye, c a

fénysebesség, Ω a forrás égen elfoglalt térszöge:

$$V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \int I_\nu(\mathbf{s}) \cdot e^{2\pi i \nu \mathbf{s}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)/c} d\Omega. \quad (3)$$

Vezessünk be egy új (u, v, w) koordinátarendszert úgy, hogy a harmadik tengely a rádióforrásunk egy kijelölt pontja ($\mathbf{s}_0$ fáziscentrum) felé mutasson, a másik két tengelyünk pedig erre legyen merőleges. Ekkor jó közelítéssel $\mathbf{s} = (x, y, 1)$ és a hullámhosszakban mért bázisvonalhossz:

$$\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 = \frac{c(u, v, w)}{\nu}. \quad (4)$$

Távoli rádióforrásokra egyszerűsíthetjük az összefüggést w elhagyásával. A 3-as képlet így a következő alakra hozható:

$$V(u, v) = \int \int I_\nu(x, y) \cdot e^{2\pi i (ux + vx)} dx dy. \quad (5)$$

Az 5-ös képlet Fourier-transzformációjával megkaphatjuk az intenzitásfüggvényt az alábbi formában:

$$I_\nu(x, y) = \int \int V(u, v) \cdot e^{2\pi i (ux + vx)} du dv. \quad (6)$$

A bázisvonalak véges száma miatt az (u, v) sík lefedettsége hiányos, ezért az egyenletben figyelembe kell venni az $S(u, v)$ mintavételi függvényt. Ez a függvény úgy működik, hogy amennyiben van mért vizibilitási értékünk az adott pontban, akkor 1-et vesz fel értékül, ha nincs, akkor 0-t. A következő összefüggés alapján már megkaphatjuk az ún. piszkos térképet:

$$I_\nu^D(x, y) = \int \int V(u, v) S(u, v) \cdot e^{2\pi i (ux + vx)} du dv. \quad (7)$$

A piszkos térkép (dirty map) a piszkos nyaláb (dirty beam) és a valódi intenzitásfüggvény konvolúciójaként kapható meg:

$$I_\nu^D(x, y) = I_\nu(x, y) * B(x, y), \quad (8)$$

ahol a piszkos nyaláb:

$$B(x, y) = \int \int S(u, v) \cdot e^{2\pi i (ux + vx)} du dv. \quad (9)$$

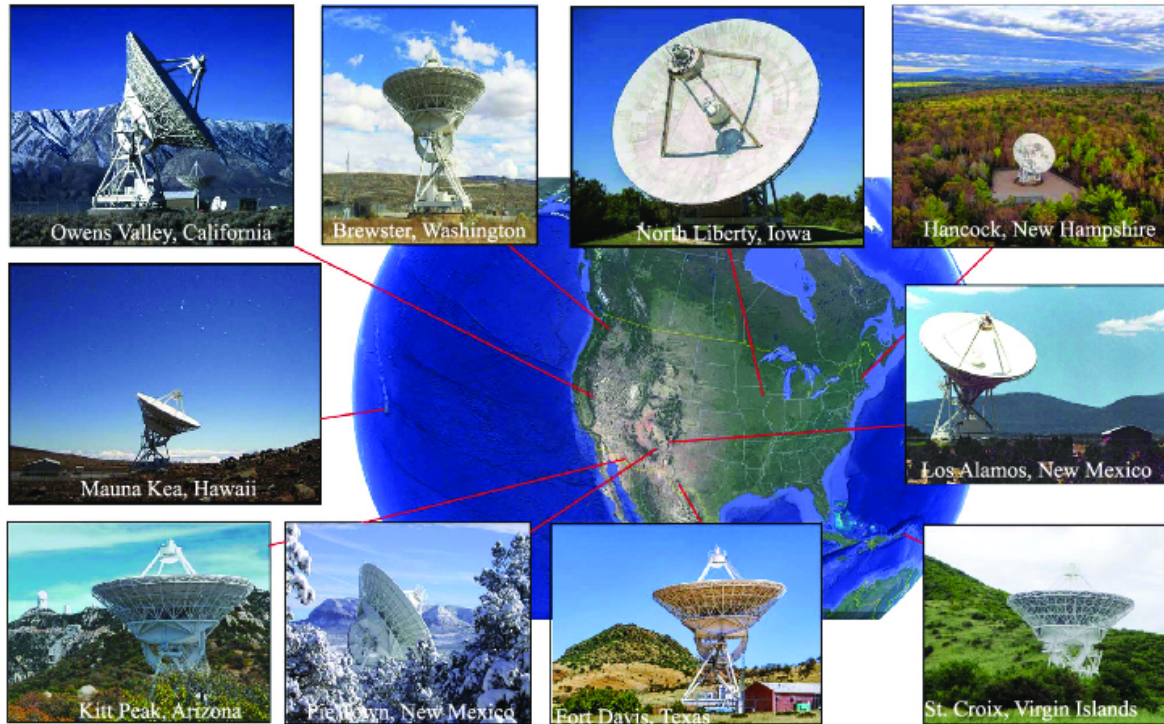
A piszkos nyaláb az interferométer válasza egy elképzelt pontszerű rádióforrásra, a piszkos térkép pedig a valódi rádióforrásra, amelynek intenzitástérképét szeretnénk meghatározni [9].

3. Mérések

3.1. VLBA

Az általam feldolgozott mérési adatok egy részét az Észak-Amerikában, az Egyesült Államok területén található Very Long Baseline Array (VLBA) műszeregyüttes szolgáltatja, ennek illusztrációja az 5. ábrán látható. A VLBA tíz antennája a következő:

Brewster (BR), Fort Davis (FD), Hancock (HN), Kitt Peak (KP), Los Alamos (LA), North Liberty (NL), Owens Valley (OV), Pie Town (PT), Mauna Kea (MK) és St. Croix (SC). Az egyes rádióteleszkópok átmérője 25 méter. Észlelési tartománya 0,3 – 96 GHz frekvencia között mozog, ami 90 cm – 3 mm közötti hullámhossztartományú lefedettséget jelent. Leghosszabb bázisvonala 8611 km, így a legrövidebb hullámhosszon akár 0,17 mas szögfelbontást is elérhet [27].



5. ábra. A VLBA rádióteleszkóp-rendszer.

A méréseit a 2.3. alfejezetben ismertetett VLBI módszer alapján végzi a műszer-együttes. A mért és kalibrált mérési adatok egy részre az Astrogeo nevű archívumba (<http://astrogeo.org>) kerül fel FITS (Flexible Image Transport System) formátumban. Ez a webhely közelítőleg 17 000 forrásról 100 000 mérési adatot tartalmaz. Két adatsor kivételével az általam feldolgozott adatok is innen származnak. A J1429+5406-ről 1994 és 2018 között végzett mérések közül nyolcnak az adatsora található meg itt.

3.2. EVN

Az Európai VLBI Hálózat (EVN) teleszkópjainak jelentős része Európában és Ázsiában található, melyek mellett további antennákkal rendelkezik Dél-Afrikában és rendelkezik Puerto Ricóban, ahogy ez a 6. ábrán is látható. Azonban az Arecibo rádióteleszkóp 2020 óta nem képezi már a rendszer részét, akkor ugyanis a működését lehetetlenné tévő szerkezeti károk keletkeztek a távcsőben. A számos tagból álló rendszer rádióteleszkópjainak átmérője változatos, 14 és 100 méter közötti. Az egyes antennák és jelöléseik:

Epocha [év]	ν [GHz]	Antennák	t_f [s]	Polarizáció
1994,612	2,267	VLBA	177	RR
1994,612	8,337	VLBA	177	RR
1998,122	4,995	VLBA	2416	I
2010,149	15,365	VLBA(–HN)	5178	I
2010,401	4,99	EVN (EF,JB,JV,MC,TR,ON,SH,UR,BD,ZC,WB)	21105	I
2010,434	1,658	EVN (EF,JB,MC,TR,ON,SH,UR,BD,ZC,WB)	21102	I
2017,235	2,292	VLBA	339	RR
2017,235	8,668	VLBA	339	RR
2018,346	2,252	VLBA(–OV)	288	RR
2018,346	8,652	VLBA(–OV)	288	RR

3. táblázat. A feldolgozott mérések paramétereit. Az első oszlopban láthatóak a mérési időpontok évben, a második oszlopban a vizsgált frekvencia, a harmadik oszlopban a mérésben résztvevő antennák, míg a negyedik oszlopban az adott célforráson töltött összes idő. Az utolsó oszlopban pedig a polarizáció található, ahol RR jobb cirkuláris polarizációt, míg I a teljes intenzitást, azaz a polarizálatlan sugárzást jelöli.

4. Adatfeldolgozás

4.1. Difmap

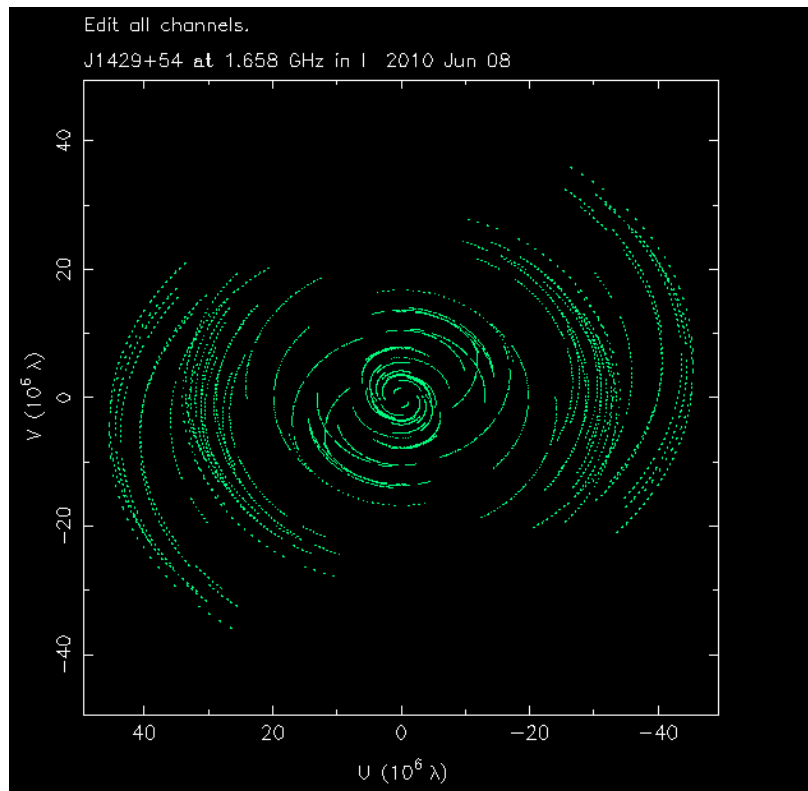
Martin C. Shepherdöt 1992 júniusában felkérték, hogy írjon egy új programot a Caltech VLBI csomaghoz. Az új program egy iteratív térképezési technikán alapul, amelyet „különbségtérképezésnek” (difference mapping) neveznek. A program alapvetően a már korábban is meglévő programokra támaszkodott az adatok ellenőrzése, képmegjelenítés és adatszerkesztés esetén. Így létrehozott egy környezetet, ami képes magába foglalni a Caltech VLBI csomagjának minden funkcióját. 1995 óta a programon csak karbantartási feladatokat látnak el.

A difference mapping eljárás során a `clean` parancs segítségével a piszkos térképről lépésenként levonjuk az objektum komponenseit, egészen addig, amíg csak a háttérzaj marad. Az eljárás [19] során feltételezzük, hogy a rádióforrás előállítható véges számú pontforrás összegeként, az interferométer válaszát a pontforrásra (a piszkos nyalábot) pedig ismerjük.

Modellillesztéssel, a `modelfit` paranccsal is készíthetünk térképeket, ez az eljárás Gauss-komponensek illesztésével történik a vizibilitás adatokra. A két módszert a dolgozat későbbi részeiben részletesen is kifejtem.

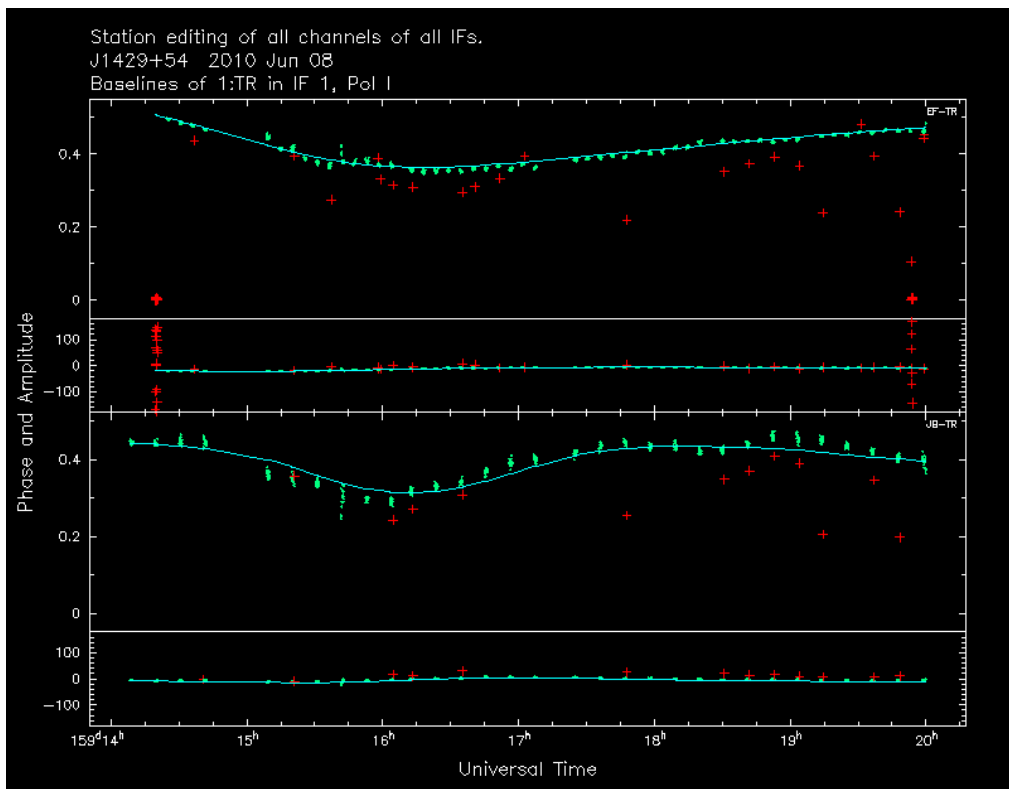
A program számos könnyen kezelhető, interaktív ábrát képes megjeleníteni. Egyszerű kattintásokkal, vagy akár kijelöléssel is eltüntethetünk hibás adatpontokat, más ablakokban, pedig könnyedén válthatunk és vizsgálódhatunk különböző bázisvonalak és teleszkópok adatai között. Bármilyen ábra megjelenítése előtt, amennyiben a kiértékelés során először ábrázolunk, ki kell választani a megfelelő kimeneti eszközt. Én minden esetben az XWindow (`/xw`) segítségével dolgoztam.

A `uvplot` paranccsal képesek vagyunk ábrázolni az adott méréshez tartozó (u, v) lefedettséget, ennek a képe a 2010-es L sávú mérés esetében a 7. ábrán látható. Mivel a mérések ebben az esetben kellően hosszú ideig tartottak, így az ábrán a bázisvonalak által leírt megszokott ellipszisívek láthatóak. Ezek akkor jelennek meg látványosan, amikor egy hosszabb mérés során a Föld jelentős mértékben elfordul a tengelye körül.



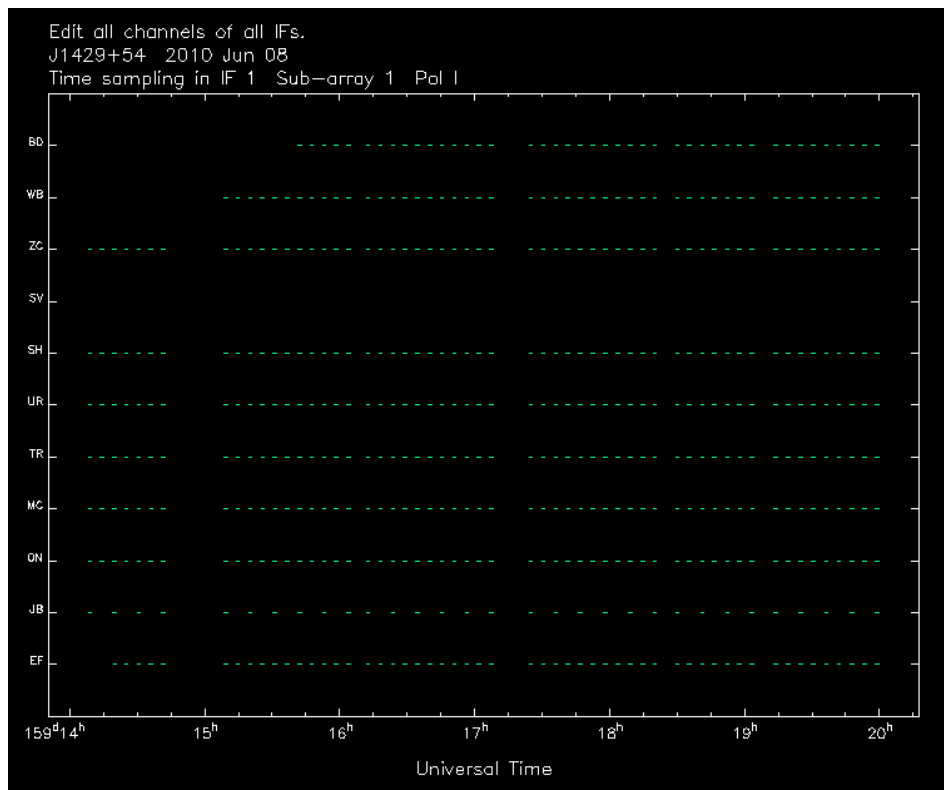
7. ábra. Az L sávon végzett mérés (u, v) lefedettsége. Az ábra szemlélteti az interferométeres bázisvonalaknak a rádióforrás irányára merőleges síkra eső vetületeit. A pontsokaság kiterjedése a rendszer szögfelbontását, a sík kitöltöttsége a képalkotás minőségét határozza meg. A tengelyeken az u és v koordináták millió hullámhossz ($10^6 \lambda$) egységekben vannak feltüntetve.

A különböző bázisvonalakon mért amplitúdók és fázisok időfüggésének megjelenítésére a `vplot` parancs szolgál. Ezzel a paranccsal akár egyszerre több bázisvonalhoz tartozó adatsort is megtekinthetünk, valamint a p vagy n gomb lenyomásával váltani is lehet köztük. A 8. ábrán látható esetben az Effelsberg–Toruń bázisvonal adatait ábrázoltam, a felső panel az amplitúdók, az alsó a fázisok mért értékeit mutatja az idő függvényében (zöld pontokkal), az aktuális modellt a kékes görbék szemléltetik. A vörös keresztek a hibásnak ítélt adatpontokat jelképezik, ezek eltávolítását a későbbiekben ismertetem.



8. ábra. Az L sávú mérés Effelsberg–Toruń és Jodrell Bank–Toruń bázisvonalaihoz tartozó fázis (alsó grafikonok, fokban) és amplitúdó (felső grafikonok, Jy-ben) időfüggése (UT).

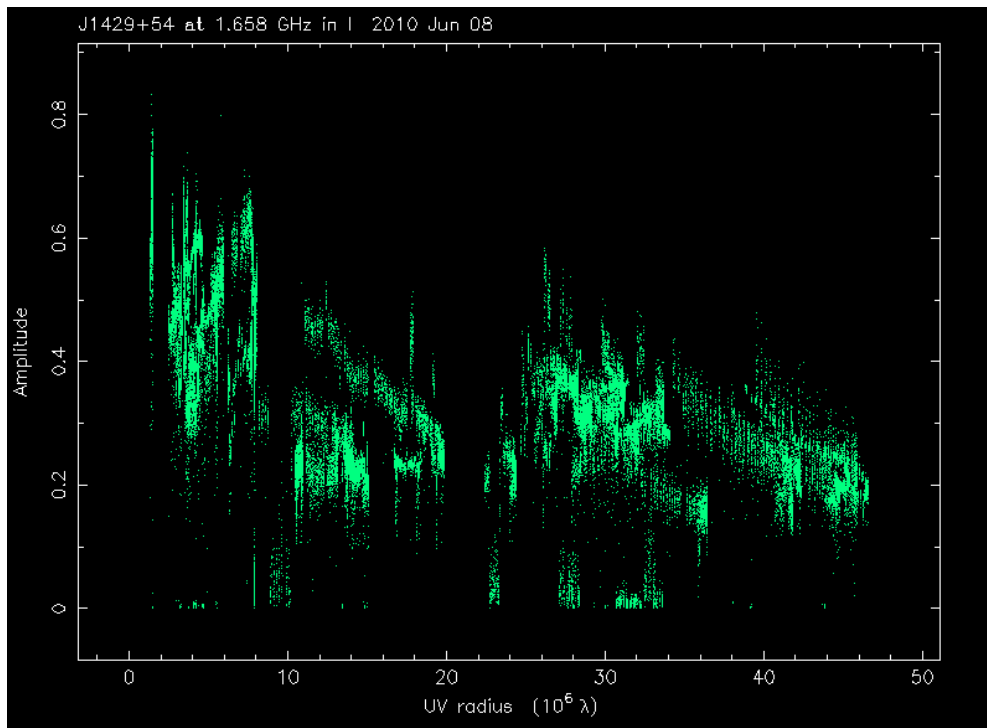
A `tplot` parancs a mintavételezés idejét hivatott szemléltetni. A grafikon (9. ábra) függőleges tengelyén láthatóak a mérésben részt vevő különböző rádióantennák kétbetűs kódjai, ezeket a 3. fejezetben ismertetem. Megfigyelhetjük továbbá, hogy az 2010-es 1,7 GHz-es mérés közel egy órás mérési szakaszokból tevődött össze. A vonalak szaggatott jellegét az okozza, hogy a J1429+5406 a kísérlet során egy másik, közelében látszó rádióforrás kalibrátoraként szolgált, ezért az antennák rövid ciklusokban felváltva figyelték meg a kettőt [15].



9. ábra. A 2010-es L sávú mérés időbeli mintavételezése.

A fentiekén kívül még ábrázolhatjuk a mért amplitúdókat és fázisokat a vetített bázisvonalhossz – az (u, v) sugár – függvényében, a `radplot` utasítás használatával, amit a 10. ábra szemléltet. Az ablak megnyílása után, a bal egérgombbal kattintva kivehetjük a hibás adatpontokat, ilyenkor a kattintáshoz legközelebbi pontot távolítja el a program. A `c` gomb segítségével akár egy téglalap alakú ablakot is kijelölhetünk, ezzel egyszerűbbé tehetjük több pont egyidejű eltávolítását. Hibás adatpontnak azokat tekintjük, amelyek nyilvánvalóan és feltűnően eltérnek attól a trendtől, amit más időpontok vagy bázisvonalak mérései alapján várunk. Jó példa erre a 10. ábra, amelyen a nulla amplitúdó körül jelentős számú ilyen pontot találunk. Ha már az amplitúdó- és fázismodell megalkotá-

sával is elkészültünk, itt és a `vplot` ábrán ellenőrizhetjük, hogyan illeszkedik a modell az adatpontokhoz.



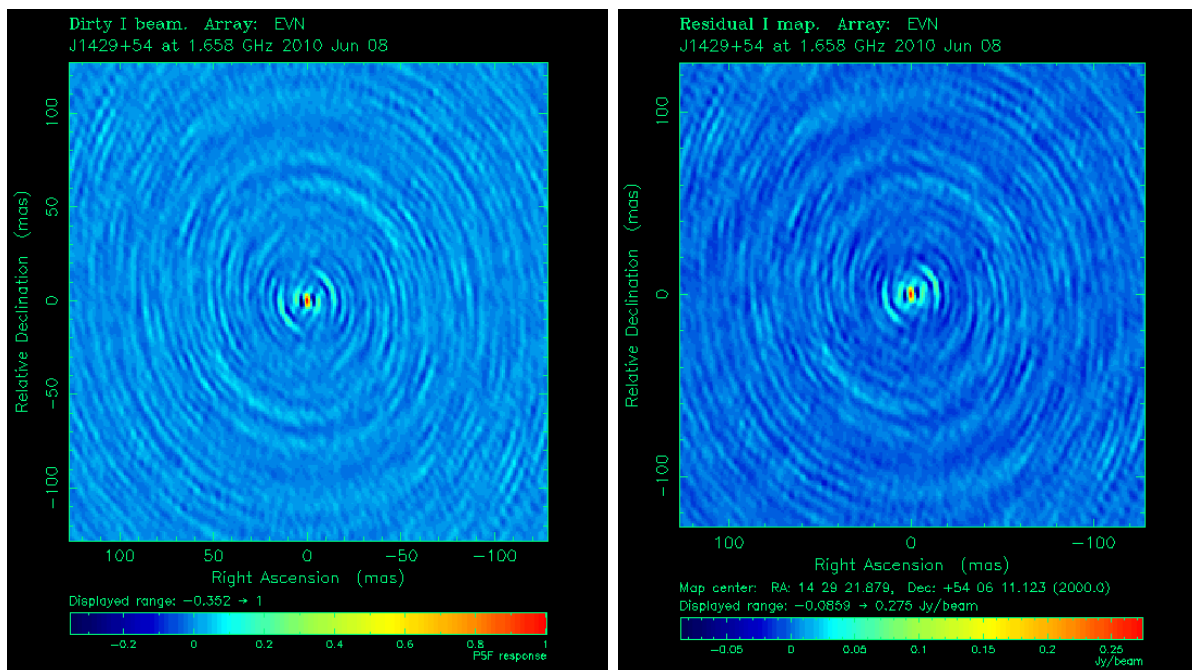
10. ábra. Az L sávú mérés amplitúdó–vetített bázisvonalhossz diagramja. Az amplitúdó Jy, a vetített bázisvonal millió hullámhossz ($10^6 \lambda$) egységeiben van feltüntetve.

4.1.1. Térképek készítése

Az adatsor beolvasását az `observe [fájlnev]` paranccsal végeztem. Ezt követően a `select` utasítással kiválaszthatjuk az adatok bizonyos részhalmazát, a megfelelő polarizációt, a megfelelő frekvenciát vagy akár az egész adatsort. Az S és X sávon feldolgozott adatsorok esetében csak egy RR (jobb cirkuláris) polarizációt mértek, így a program automatikusan ezt választotta. A többi sávon minden esetben az I polarizációt (teljes intenzitás) választottam, hiszen ez minden esetben megtalálható volt.

Az adatfeldolgozás megkezdése előtt a `mapsize` paranccsal szükséges az ábrázolni kívánt térkép- és pixelméretet beállítása. Amennyiben a pixelek méretét túl nagyra állítjuk, elveszthetjük az információ egy részét, erre rossz érték esetén a program külön felhívja a figyelmet. A térképek méretét minden adatsornál 1024×1024 pixelesre állítottam be, a pixelméret minden mérés esetén különböző volt, a 2010-es, 1,7 GHz-es mérés esetében például $1 \text{ mas} \times 1 \text{ mas}$ volt a megfelelő érték. Ezt követően a `mapplot` parancs segítségével ábrázoltam a piszkos térképet, mely a 11(b) képen látható. Itt kézzel is képesek vagyunk egy ablakot kijelölni a legfényesebb pont köré, ahol a `clean` eljárást elvégezheti majd a program. Ezt jelen esetben több térkép elkészítése során is használtam, ugyanis előfordult, hogy a magas zajszint miatt a program nem találta meg a megfelelő komponenst. Minden más esetben a `peakwin` utasítással kerestettem meg a csúcsokat a térképen.

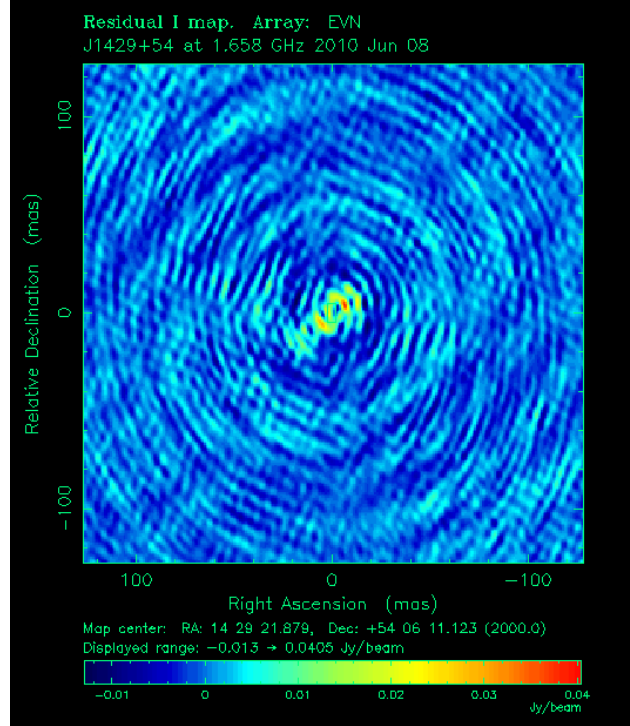
A kiértékelés további részét a `clean` és `selfcal` parancsok segítségével végeztem. A `clean` algoritmus [19] egy pontforrás modell alapján dolgozó iteratív eljárás. A kijelölt ablakon belül a legfényesebb helyeken levonja a 11(a) ábrán látható piszkos nyalábot. A programban beállíthatjuk az iterációk számát és azt, hogy az adott térképen a csúcsfényesség hányad részét vonja le a piszkos térképből az adott lépéseknél. Én az alapértelmezett paramétereket `clean 100, 0.05` használtam (100 iteráció, a csúcsfényesség 5%-ának megfelelő pontforrás levonása). A `selfcal` utasítás az antennafüggő amplitúdó- és fáziskalibrációs hibák becslését és korrekcióját végzi. A folyamatot egyszer elvégezve, a 12. ábrán látható maradványtérképhez jutottam. A térképezés lépéseit addig ismételtam, míg már nem tapasztaltam más kimutatható komponenst, ezt a `print peak(flux)/imstat(rms)` parancs segítségével ellenőriztem, mely a csúcsfényesség és a zaj arányát adja meg. Valamint, ha a piszkos térképen az ábrázolt tartomány maximumának és minimumának abszolút értéke közel megegyezik, abból is arra következtethetünk, hogy minden jelet levontunk a térképről.



(a) Piszkos nyaláb

(b) Piszkos térkép

11. ábra. Az L sávú mérés kiértékelése során kapott piszkos nyaláb, valamint a piszkos térkép. Bár elsőre hasonlóknak tűnhetnek, az intenzitást visszaadó színskálákon a különbség jól láthatóvá válik. Itt és a további térképeken a vízszintes tengelyeken a relatív rektaszcenzió, a függőlegeseken a relatív deklináció van feltüntetve a fáziscentrumhoz képest, mas egységekben.



12. ábra. Az első `clean` iteráció után kapott maradéktérkép, amelyen a középső fényes, kompakt magkomponens eltávolítása után, balra lent (délkeleti irányban) feltűnik egy további diffúz, halvány emissziós komponens. Emellett a másik oldalon is feltűnik egy komponensnek tűnő rész, mely azonban pusztán csak leképezési hiba, az (u, v) sík hiányos lefedettsége okozza. A kis zöld téglalap azt az ablakot jelöli, amelyen belül a `clean` pontforrásokat kereste a program.

A fázis önkalibrációját követően a `gscale` parancs segítségével elvégeztem az amplitúdó önkalibráció első lépését. A `gscale` minden antennához egy-egy amplitúdókorrekciós faktort rendelve végzi munkáját. Ezután elkezdtem az időfüggő amplitúdó-önkalibrációt a `selfcal true, true, 360` parancs segítségével. Itt első körben érdemes nagy időintervallumot megadni, ezt a harmadik paraméter helyén lévő számmal tudjuk megtenni, az érték perc egységekben értendő. Témavezetőm javaslatára ennek harmadolásával jutottam el végül 0-ig.

Az adatfeldolgozás utolsó lépéseként a `clean 1000, 0.01` paranccsal elvégeztem egy utolsó tisztítást. Fontos a parancs kiadása előtt, hogy az összes `clean` ablakot kitöröljük a térképen. Hiszen ezzel a paranccsal az a célunk, hogy a megmaradt zajfoltokat „elkenjük” a térképen. A végleges, tiszta térképeket a `mapplot clean` paranccsal ábrázoltam, ezek a következő 5. fejezet 13(a)–14(b). képein láthatóak. Az alsó szintvonalak intenzitásértékét a térképek zajszintjének 3-szorosára állítottam be.

4.1.2. Gauss-modell illesztése

Az adatfeldolgozás során a komponensek paramétereit is meghatároztam. Erre a modellillesztés a legalkalmasabb eljárás. A legfényesebb komponensekre kétdimenziós Gauss-függvényt illesztettem. Ez a legelterjedtebb modell, hiszen Fourier-transzformáltja

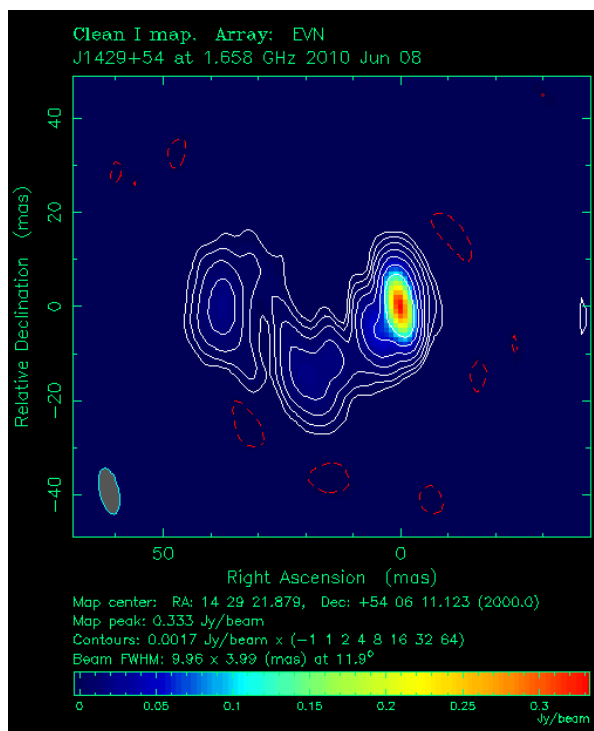
is Gauss-függvény, így egyszerű vele dolgozni. A Difmap program közvetlenül az előzőleg már kalibrált vizibilitás adatokon végzi a modellillesztést, így nem a térképet használja erre a célra.

A kiértékelés ezen része úgy zajlott, hogy fentiekben bemutatott clean térképezések végeredményeit beolvastam, majd a `clrmof` utasítással töröltem a létrehozott pontforrás-modellt. Ezt követően megnyitottam a térképet a `mapplot` utasítással, ahol az N gomb segítségével, interaktív módon egy megfelelő sugarú körszimmetrikus Gauss-komponenset helyeztem el az adott komponensre, mint kezdő modell. Az ablakot bezártam, majd a terminálban a `modelfit 13` paranccsal, 13 iterációt beállítva lefuttattam a modellillesztést, ezzel folyamatosan egyre pontosabb értékeket kapva. Ezt a folyamatot addig ismételttem, amíg már a zajszint felett nem maradt kimutatható komponens. Minden esetben több körszimmetrikus Gauss komponens használata volt szükséges a kalibrált vizibilitási adatok rekonstruálására. A későbbiekben a legpontosabb kapott értékekkel dolgoztam.

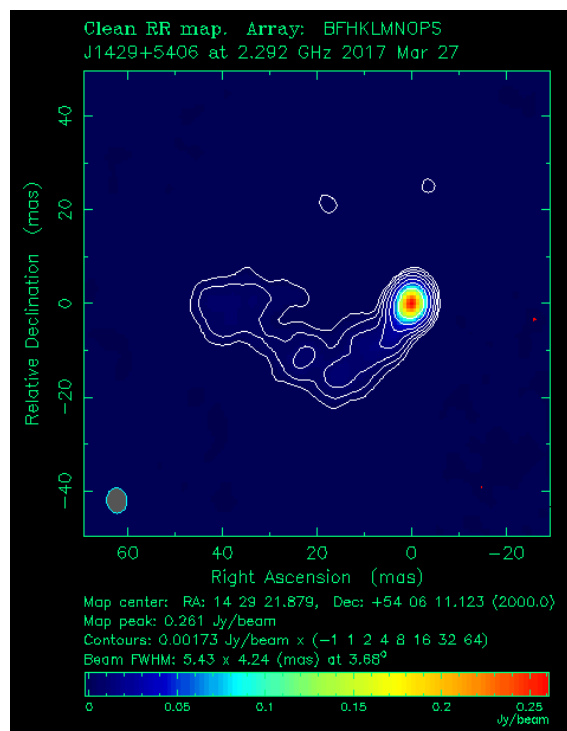
5. Eredmények

5.1. Térképek

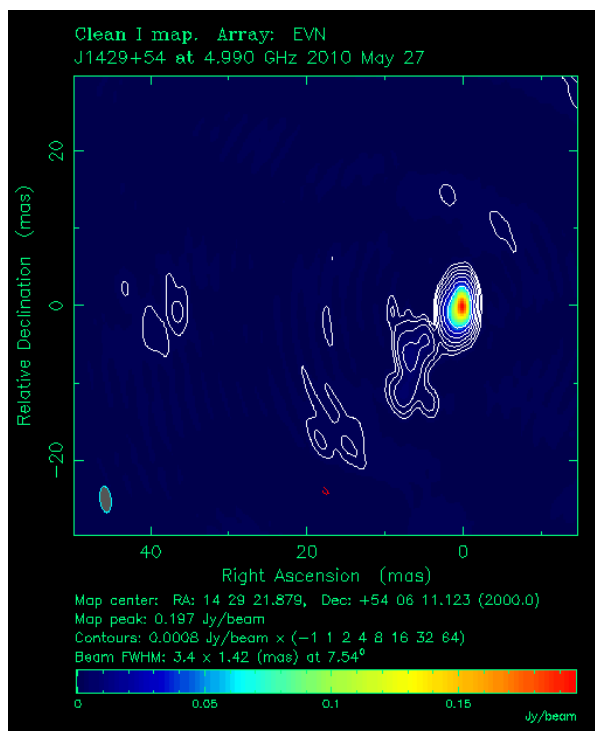
A clean térképkészítés során kapott tiszta térképek a 13(a)–14(b). ábrákon helyezkednek el. A bemutatott térképek a 2010–2017-es időszak méréseiből származnak, a leg-alacsonyabb frekvenciától a legmagasabbig lettek rendezve, így jól látható, ahogy – közel azonos hosszúságú bázisvonalak mellett – a frekvencia emelkedésével egyre felbontottabbá válik a rádióforrás szerkezete. Minden térképen jól kivehető a kompakt, fényes mag, valamint a több, különböző távolságokra lévő kiterjedtebb és halványabb jetkomponensek. A térképek vízszintes tengelyén a relatív rektaszcenzió, a függőleges tengelyükön a relatív deklináció látható, más egységekben. A térképek alatt továbbá fel van tüntetve a térkép (0,0) pontjának (a fáziscentrumnak) a pontos helyzete, a csúcsintenzitások értéke, az egyes kontúrszintek értékei, valamint annak az elliptikus Gauss-függvénynek a félértékszélessége (FWHM, full width at half maximum), amely a felbontást jelképező ideális nyalábot jellemzi. Ez a nyaláb, amely a hasonló méretű ideális, vagyis teljesen kitöltött (u, v) síkkal rendelkező interferométeres hálózatra jellemző, a térkép bal alsó sarkában is látható. A térképek csúcsintenzitás (I_P) és kezdő kontúrszint értékeit (I_K), valamint az elliptikus Gauss-függvény átmérőjét (FWHM) a 4. táblázat tartalmazza.



(a) A 2010-es L sávú mérés tiszta térképe

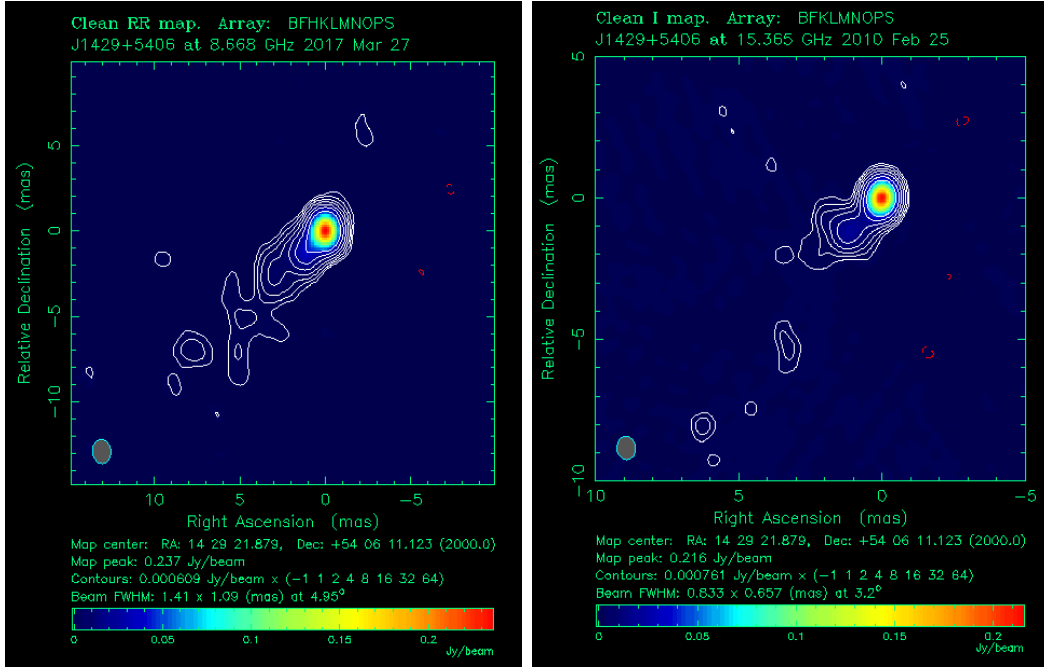


(b) A 2017-es S sávú mérés tiszta térképe



(c) A 2010-es C sávú mérés tiszta térképe

13. ábra. Az L, S, C sávú, azaz 1,7, 2,3 és 5 GHz frekvenciájú mérések kiértékelése után kapott tiszta térképek.



(a) A 2017-es X sávú mérés tiszta térképe (b) A 2010-es U sávú mérés tiszta térképe

14. ábra. Az X és U sávú, azaz 8,7 és 15 GHz frekvenciájú mérések kiértékelése után kapott tiszta térképek.

ν [GHz]	t [év]	I_P [mJy/beam]	I_K [mJy/beam]	FWHM [mas]	α [°]
1,658	2010,434	333	1,7	$9,96 \times 3,99$	11,9
2,267	1994,612	517	3,8	$8,27 \times 3,61$	-23,6
2,292	2017,235	261	1,73	$5,43 \times 4,24$	3,7
2,252	2018,346	334	2,22	$5,08 \times 4,04$	-30,7
4,995	1998,122	382	0,77	$2,44 \times 1,82$	-9,8
4,99	2010,401	197	0,8	$3,4 \times 1,42$	7,5
8,337	1994,612	341	3,3	$2,21 \times 0,948$	-32,6
8,668	2017,235	237	0,609	$1,41 \times 1,09$	5,0
8,652	2018,346	372	0,963	$1,35 \times 1,04$	-24,6
15,365	2010,149	216	0,761	$0,833 \times 0,657$	3,2

4. táblázat. Az adatfeldolgozás során kapott tiszta térképek paramétereit minden epochára. Az első oszlopban láthatóak a megfigyelt frekvenciák, a második oszlopban a mérési időpontok évben, a harmadikban a térképek csúcsintenzitás értékei (I_P) millijansky per nyalámban, a negyedikben a kezdő kontúrszint értékei (I_K) szintén millijansky per nyalámban, az ötödik oszlopban az elliptikus Gauss-függvény nagy- és kistengely irányú félértékszélessége található millióvmásodpercben. Az utolsó oszlop az elliptikus Gauss-függvényekhez tartozó nagytengelyek pozíciósögeit tartalmazza, amelyet északról keleti irányban mérünk.

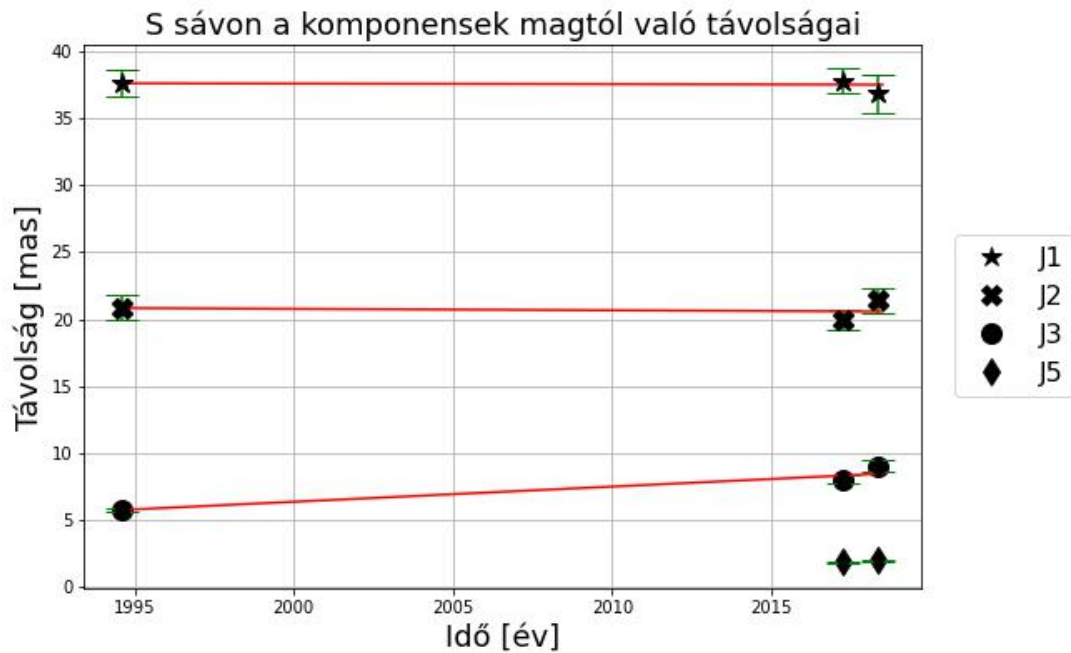
5.2. S sáv

A Gauss-komponensek illesztésének segítségével meghatároztam a jet és a mag origótól való távolságát, valamint pozíciószögét, azaz a polárkoordinátáikat. A térképek felső része jelöli az északi irányt, melytől az óramutató járásával ellentétes irányban (kelet felé) mérve kapjuk a pozíciószöget. Az illesztésből származó adatokat a magra vonatkozó polárkoordinátákba átszámítva meghatároztam a mag-jet távolságot mind a három vizsgált időpontban. Az 1994-es adatsor esetén pusztán a legkülső három komponens volt kimutatható. A mag-jet távolságot (R), valamint a jet pozíciószögét (Φ) az 5. táblázatban találhatjuk.

t [év]	Komp.	R [mas]	Φ [°]	S [Jy]	θ [mas]
1994,612	J1	38 ± 1	$90,44 \pm 0,03$	$0,06 \pm 0,03$	11 ± 3
	J2	$20,9 \pm 0,9$	$134,01 \pm 0,05$	$0,09 \pm 0,03$	$11,9 \pm 1,9$
	J3	$5,7 \pm 0,1$	$146,47 \pm 0,03$	$0,06 \pm 0,03$	$1,6 \pm 0,3$
	C	0	–	$0,51 \pm 0,05$	0,62
2017,235	J1	$37,8 \pm 0,9$	$91,10 \pm 0,02$	$0,04 \pm 0,02$	$12,2 \pm 1,8$
	J2	$20,0 \pm 0,8$	$130,31 \pm 0,04$	$0,07 \pm 0,02$	$13,6 \pm 1,5$
	J3	$8,0 \pm 0,3$	$148,75 \pm 0,04$	$0,03 \pm 0,02$	$3,4 \pm 0,6$
	J5	$1,84 \pm 0,07$	$130,98 \pm 0,04$	$0,09 \pm 0,02$	$1,5 \pm 0,1$
	C	0	–	$0,21 \pm 0,02$	0,79
2018,346	J1	37 ± 1	$91,05 \pm 0,04$	$0,09 \pm 0,02$	23 ± 2
	J2	$21,4 \pm 0,9$	$135,52 \pm 0,04$	$0,06 \pm 0,02$	$12,5 \pm 1,9$
	J3	$9,0 \pm 0,4$	$145,82 \pm 0,05$	$0,04 \pm 0,02$	$4,5 \pm 0,9$
	J5	$2,00 \pm 0,05$	$135,47 \pm 0,03$	$0,13 \pm 0,02$	$1,0 \pm 0,1$
	C	0	–	$0,24 \pm 0,03$	0,21

5. táblázat. Az S sáv kiértékelésének eredményei. Az első oszlopban láthatóak a mérési időpontok évben, a másodikban az adott epochában megtalált komponensek jelei, ahol C jelöli a magkomponenshez tartozó értékeket. A harmadik oszlopban a mag-jet távolságok (R) milliívmásodpercben, a negyedikben jet pozíciószögei láthatóak fokban megadva (Φ), az ötödikben a komponensek fluxussűrűségei (S) janskyben, a hatodik és egyben utolsó oszlopbanban a komponensek méretei (FWHM) szerepelnek miliívmásodperc egységekben. A J5-ös komponens nem volt kimutatható az 1994-es adatsorból.

A kapott mag-jet távolságokat ábrázoltam az idő függvényében, majd egyenest illesztettem az adatpontokra. Ez a 15. ábrán található. Lineáris változást feltételezve, az illesztett egyenes meredeksége megadja a jet látszólagos sajátmozgásának sebességét (μ) a vizsgált időszakban.



15. ábra. Az S sávon kimutatható jetkomponensek szögtávolságának változása a magtól mérve, az idő függvényében. A legbelső, J5-ös komponens nem volt kimutatható az 1994-es adatsorból. Az ábrázolt hibákat a hibaszámítás című fejezetben leírtak alapján számítottam ki.

Az illesztett egyenesek meredeksége:

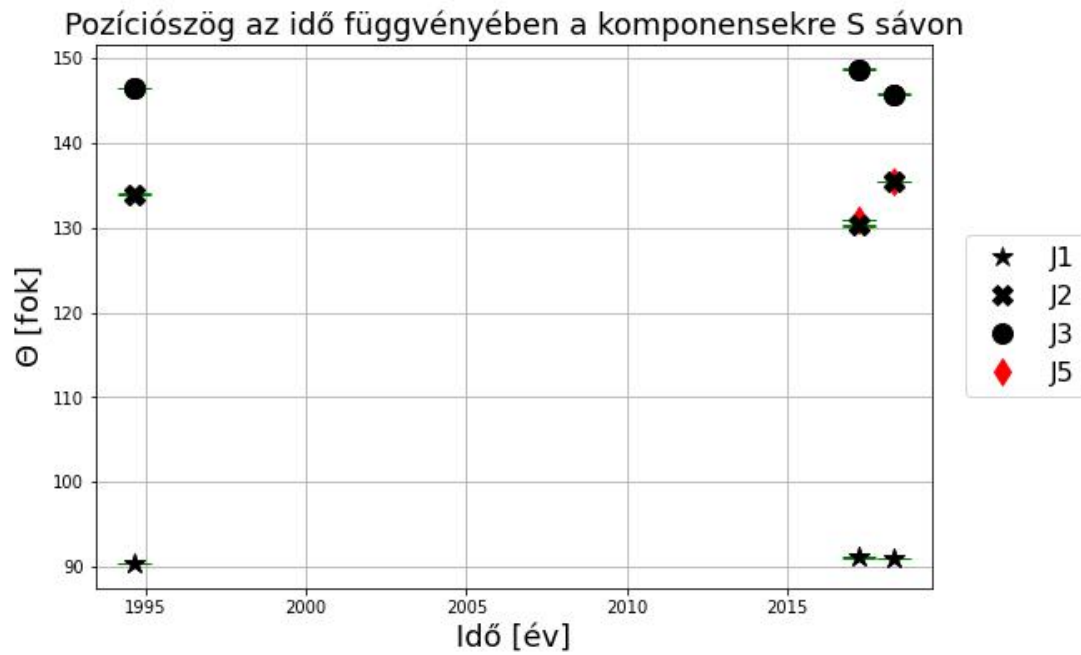
$$m_1 = \mu_{J1} = (-0,004 \pm 0,03) \frac{\text{mas}}{\text{év}},$$

$$m_2 = \mu_{J2} = (-0,01 \pm 0,06) \frac{\text{mas}}{\text{év}},$$

$$m_3 = \mu_{J3} = (0,11 \pm 0,02) \frac{\text{mas}}{\text{év}}.$$

Az első két komponens esetében a meredekség hibán belül 0 értéket ad, ezeknek a komponenseknek tehát nincs kimutatható mozgása.

A Gauss-modellek illesztéséből származó pozíciósögeket is ábrázoltam az idő függvényében, ezt a 16. ábra mutatja.



16. ábra. Az S sávon kimutatható jetkomponensek maghoz viszonyított pozíciószögének időfüggése. A J5-ös komponens nem volt kimutatható az 1994-es adatsorból.

5.3. X és C sáv

Az X és C sávú mérések esetében is a fent említett módon folyt az eredmények kiértékelése. A C sávú adatokat pusztán csak ábrázoltam, az illesztésekhez nem használtam fel, mert bár a frekvencia közeli, de mégsem azonos az X-sávú mérésekével. Az alábbi 6. és 7. táblázatban láthatóak a kapott mag-jet távolságok (R), valamint a jetek pozíciószögei (Φ).

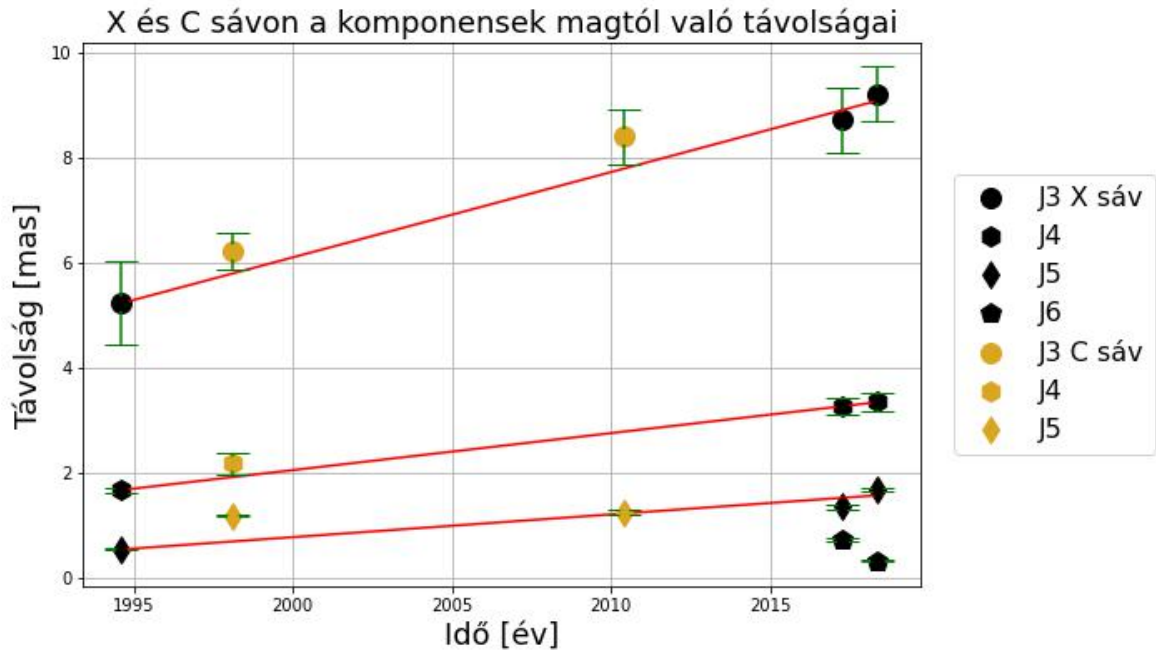
t [év]	Komp.	R [mas]	Φ [°]	S [Jy]	θ [mas]
1994,612	J3	$5,2 \pm 0,8$	$136,1 \pm 0,2$	$0,03 \pm 0,03$	$6,1 \pm 1,6$
	J4	$1,67 \pm 0,05$	$137,89 \pm 0,03$	$0,07 \pm 0,03$	$0,5 \pm 0,1$
	J5	$0,54 \pm 0,01$	$131,02 \pm 0,03$	$0,09 \pm 0,03$	$0,18 \pm 0,03$
	C	0	–	$0,26 \pm 0,04$	0,11
2017,235	J3	$8,7 \pm 0,6$	$137,71 \pm 0,07$	$0,01 \pm 0,01$	$5,7 \pm 1,2$
	J4	$3,3 \pm 0,2$	$132,40 \pm 0,05$	$0,02 \pm 0,01$	$1,7 \pm 0,3$
	J5	$1,35 \pm 0,05$	$134,82 \pm 0,04$	$0,06 \pm 0,01$	$0,89 \pm 0,09$
	J6	$0,72 \pm 0,04$	$129,13 \pm 0,06$	$0,002 \pm 0,01$	$0,14 \pm 0,09$
	C	0	–	$0,24 \pm 0,02$	0,18
2018,346	J3	$9,2 \pm 0,5$	$142,79 \pm 0,06$	$0,01 \pm 0,02$	5 ± 1
	J4	$3,3 \pm 0,2$	$131,49 \pm 0,05$	$0,02 \pm 0,02$	$1,9 \pm 0,4$
	J5	$1,67 \pm 0,04$	$134,41 \pm 0,02$	$0,05 \pm 0,02$	$0,61 \pm 0,08$
	J6	$0,32 \pm 0,01$	$130,83 \pm 0,04$	$0,11 \pm 0,02$	$0,32 \pm 0,03$
	C	0	–	$0,28 \pm 0,02$	0,0021

6. táblázat. Az X sáv kiértékelésének eredményei. Az első oszlopban láthatóak a mérési időpontok évben, a másodikban az adott epochában megtalált komponensek jelei, ahol C jelöli a magkomponenshez tartozó értékeket. A harmadik oszlopban a mag-jet távolságok (R) milliív másodpercben, a negyedikben jet pozíciósögei láthatóak fokban megadva (Φ), az ötödikben a komponensek fluxussűrűségei (S) janskyben, a hatodik és egyben utolsó oszlopbanban a komponensek méretei (FWHM) szerepelnek milliív másodperc egységekben.

t [év]	Komp.	R [mas]	Φ [°]	S [Jy]	θ [mas]
1998,122	J3	$6,2 \pm 0,3$	$139,45 \pm 0,06$	$0,01 \pm 0,02$	$4,3 \pm 0,7$
	J4	$2,25 \pm 0,2$	$130,1 \pm 0,2$	$0,02 \pm 0,02$	$<0,09$
	J5	$1,17 \pm 0,02$	$135,19 \pm 0,01$	$0,13 \pm 0,02$	$0,45 \pm 0,03$
	C	0	–	$0,32 \pm 0,02$	0,32
2010,401	J3	$8,4 \pm 0,5$	$132,78 \pm 0,06$	$0,07 \pm 0,01$	10 ± 1
	J5	$1,24 \pm 0,04$	$135,62 \pm 0,03$	$0,12 \pm 0,01$	$0,95 \pm 0,08$
	C	0	–	$0,20 \pm 0,02$	0,46

7. táblázat. A C sáv kiértékelésének eredményei. Az első oszlopban láthatóak a mérési időpontok évben, a másodikban az adott epochában megtalált komponensek jelei, ahol C jelöli a magkomponenshez tartozó értékeket. A harmadik oszlopban a mag-jet távolságok (R) milliív másodpercben, a negyedikben jet pozíciósögei láthatóak fokban megadva (Φ), az ötödikben a komponensek fluxussűrűségei (S) janskyben, a hatodik és egyben utolsó oszlopbanban a komponensek méretei (FWHM) szerepelnek milliív másodperc egységekben. 1998-as mérés esetében a kiértékelés során a J4-es komponens mérete lényegesen kisebbnek adódott, mint a nagytengely irányú felbontható méret ($<0,09$ mas), így hibáit a felbontást jelképező nyaláb méretének 10%-ának vettem.

A kapott mag-jet távolságokat ábrázoltam az idő függvényében, majd egyenest illesztettem X sávú az adatpontokra, a grafikont a 17. ábra mutatja.



17. ábra. Az X sávon kimutatható jetkomponensek szögtávolságának változása a magtól mérve. A J6-os komponens nem volt kimutatható az 1994-es adatsorból. A C sávú adatpontok sárgák, az illesztésbe nem kerültek bele.

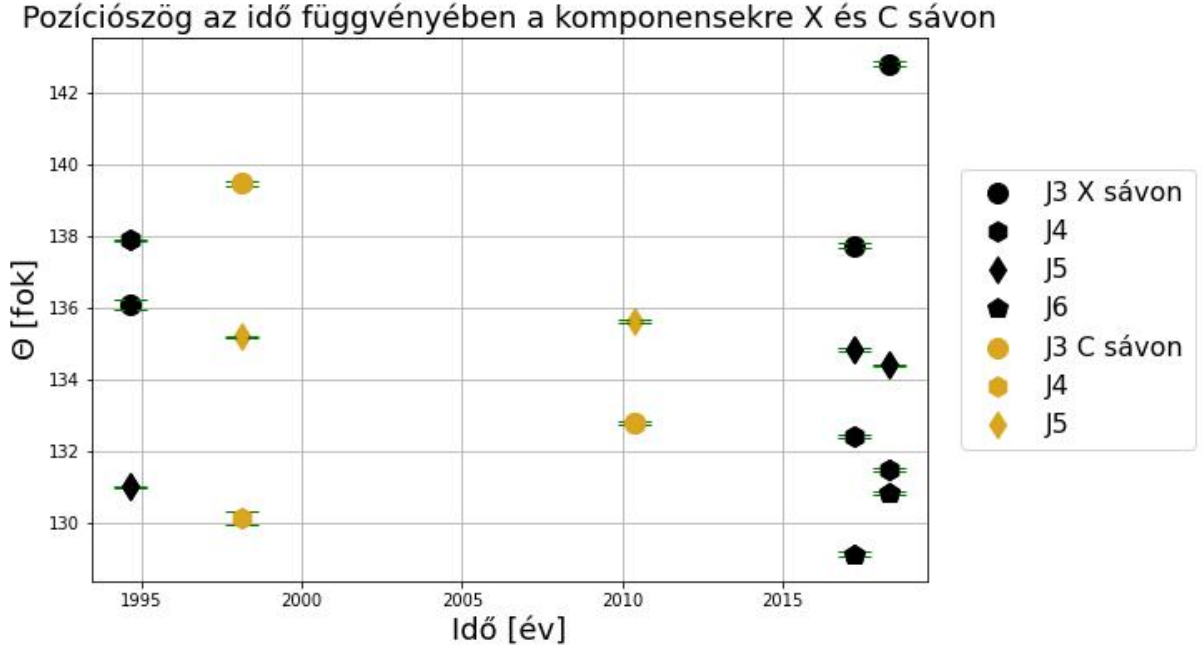
Az illesztett egyenesek meredeksége:

$$m_3 = \mu_{J3} = (0,16 \pm 0,01) \frac{\text{mas}}{\text{év}},$$

$$m_4 = \mu_{J4} = (0,0705 \pm 0,0004) \frac{\text{mas}}{\text{év}},$$

$$m_5 = \mu_{J5} = (0,043 \pm 0,006) \frac{\text{mas}}{\text{év}}.$$

Végül ábrázoltam mind a 8 GHz, mind az 5 GHz frekvenciájú mérések esetén kapott pozíciószögeket is, melyek a 18. ábrán figyelhetőek meg.



18. ábra. Az X sávon kimutatható jetkomponensek maghoz viszonyított pozíciószögének időfüggése. A J6-os komponens nem volt kimutatható az 1994-es adatsorból. A C sávú adatok sárgával szerepelnek.

5.4. A belső jetkomponensek kinematikai jellemzői

Az illesztésből kapott meredekségek segítségével kiszámítható a jetkomponensek látszólagos sajátmozgása az alábbi összefüggés [3] alapján, fénysebesség (c) egységekben, ahol μ az illesztésből származó meredekség milliívmásodperc/évben, $D_L = 26200$ Mpc a luminozitástávolság és $z = 3,01511$ az objektum vöröseltolódása:

$$\beta_{\text{app}} = 0,0158 \cdot \frac{\mu D_L}{1 + z} \quad (10)$$

A kimutatható sajátmozgással rendelkező komponensekre ez az érték a következőnek adódik:

$$\beta_{J3} = 16,8 \pm 1,5$$

$$\beta_{J4} = 7,27 \pm 0,04$$

$$\beta_{J5} = 4,5 \pm 0,7$$

A számított β_{app} értékek rendre 1-nél nagyobbak adódnak, tehát mindhárom komponens esetében szuperfénysebességű látszólagos mozgásról beszélhetünk.

Az X sávú mérések alapján határozzuk meg a magkomponens fényességi hőmérsékletét, hiszen a legbelső komponens (a mag) tekinthető a jet nem felbontható szakaszának [42]:

$$T_b = 1,22 \cdot 10^{12} (1 + z) \frac{S}{\theta^2 \nu^2} \text{ K}, \quad (11)$$

ahol S a mag fluxussűrűsége Jy-ben, ν a mérés során használt frekvencia GHz-ben, θ az illesztett körszimmetrikus Gauss komponens félértékszélessége milliívmásodpercben [10]. A három rendelkezésre álló epocha közül egyetlen esetben volt nagyobb a mag mérete, mint az interferométerrel elérhető legkisebb felbontható méret [23], így a további számítások során a különböző mennyiségekre pusztán alsó, illetve felső korlátot tudunk megadni. Így a fényességi hőmérséklet:

$$T_{b,k} \gtrsim 3,62 \cdot 10^{11} \text{ K}.$$

A további három paraméter meghatározásához használjuk a fent kapott alsó korlátot és az abból származó további értékeket. Ekkor a Doppler-erősítés faktora az alábbi módon korlátozható:

$$\delta = \frac{T_b}{T_{b,\text{int}}}, \quad (12)$$

ahol $T_{b,\text{int}} = 4.1 \cdot 10^{10} \text{ K}$ a nem kitörésben lévő kvazárok belső fényességi hőmérsékletének elfogadott értéke [20]. Ekkor T_b helyére $T_{b,k}$ -t behelyettesítve a következő adódik a Doppler-faktor alsó korlátjának:

$$\delta \gtrsim 8,84.$$

Ezen korlát, valamint a számított látszólagos sajátmozgás alapján a következő képletek felhasználásával [47] korlátozást adhatunk a plazma mozgását jellemző dimenziótlan mennyiség, a Lorentz-faktor (Γ) értékére, valamint meghatározható a jet látóirányhoz képest vett inklinációja (i). Az X sávon kimutatott J5-ös komponens esetén kapott eredményeket tekintetbe véve az alábbi mennyiségek kiszámítása során:

$$\Gamma = \frac{\beta_{\text{app}}^2 + \delta^2 + 1}{2\delta}, \quad (13)$$

$$i = \arctan \left(\frac{2\beta_{\text{app}}}{\beta_{\text{app}}^2 + \delta^2 - 1} \right). \quad (14)$$

A VLBI mérések eredményeképp $\Gamma \gtrsim 5,61$ és $i \lesssim 5,26^\circ$ korlátok adhatók a két mennyiségre.

5.5. Hibaszámítás

A 15, 16, 17 és 18. ábrákon látható hibákat az alábbi képletek alapján számítottam [24], ahol S az adott komponens fluxussűrűsége, σ_S annak hibája, S_{peak} a komponenshez tartozó csúcsintenzitás a térképen, σ_{rms} a modellillesztés utáni maradéktérkép zajszintje, d az adott komponens átmérője, σ_d annak hibája, R pedig a magtól mért távolsága:

$$\sigma_{\text{peak}} = \sigma_{\text{rms}} \left(1 + \frac{S_{\text{peak}}}{\sigma_{\text{rms}}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (15)$$

$$\sigma_S = \sigma_{\text{peak}} \left(1 + \frac{S^2}{S_{\text{peak}}^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (16)$$

$$\sigma_d = d \frac{\sigma_{\text{peak}}}{S_{\text{peak}}} \quad (17)$$

$$\sigma_R = \frac{d}{2} \frac{\sigma_{\text{peak}}}{S_{\text{peak}}} \quad (18)$$

$$\sigma_\Phi = \arctan\left(\frac{\sigma_R}{R}\right) \quad (19)$$

6. Diszkusszió

Az S sávon végzett kiértékelés alapján, ahogy a 15. és 16. ábrákon is jól látszik, két komponens, a J1 és J2 esetében nincs szignifikáns változás a vizsgált időszakban (1994–2018) sem a jetkomponens pozíciószögének esetében, sem a mag–jet távolságokban. Bár az illesztett egyenes meredeksége mindkét esetben negatívnak adódik, hibán belül nullát ad, így megerősítve a feltételezést. A fentiek alapján egyértelműen kijelenthetjük, hogy a vizsgált időszakban egyik komponens (J1, J2) sem végzett kimutatható mozgást.

A jetkomponensek látszólagos mozdulatlanságának egyik lehetséges oka az lehet, hogy a felénk néző Doppler-nyalábolt jet az égbolt síkjára vetítve ~ 20 mas szögtávolságban egy sűrű csillagközi anyagfelhőbe ütközik. Ez lökeshullámfrontot hoz létre, ami magyarázza a felerősödő rádióemissziót és a komponens kiterjedtebb, diffúz jellegét. Ilyen jelenség más jettel rendelkező AGN-ekben is gyakran előfordul (pl. [18]). Látszólag álló komponensekkel akkor is találkozhatunk, ha annak térbeli iránya a magtól távolodva megváltozik és sebességének az égbolt síkjára eső vetülete kicsívá válik. Ilyenkor azonban nagy Doppler-erősítést várnánk.

Említésre érdemes, hogy a jet a VLBI térképek tanúsága szerint valóban irányváltáson megy keresztül. Az alacsony frekvenciás (L és S sávok), a kiterjedt szerkezetre érzékeny képeken (13(a) és 13(b). ábrák) a jetnek az égbolt síkjába eső vetülete a magtól kb. 20 mas távolságban jelentős mértékben elfordul, délkeleti irányúból északkeletivé válik. Amíg a modellillesztésből kapott komponensek a jet belsőbb részén $\sim 140^\circ$ -os pozíciószögben távolodnak a magtól, addig a legkülső J1-es komponens pozíciószöge $\sim 90^\circ$ körül alakul (16. ábra). Ennek oka a látóiránnyal kis i szöget bezáró jet térbeli irányában bekövetkező belső változás, amely az égboltra vetítve felnagyítódik. A változás oka általában vagy a gazdagalaxis sűrű csillagközi anyagfelhőivel való kölcsönhatás, vagy a fekete lyuk forgástengelyének és így a jet kiindulási irányának precessziós mozgása lehet. A J1429+5406 esetében az ok eldöntésére további mérések volnának szükségesek. A jet és a csillagközi anyag kölcsönhatását például polarizációs VLBI mérésekkel, a precessziót a komponensek mozgásának több évtizedes, gyakori mintavételezésű felmérésével és modellezésével lehetne igazolni.

A két külső komponenssel ellentétben a három belső jetkomponens esetében van kimutatható sajátmozgás, ennek bemutatására szolgál a 17. ábra. A J3-as komponens mozgása S és X sávon is vizsgálható volt, mindkét illesztés hasonló értékeket eredményezett, azonban az X sávú illesztés hibája kisebb, így az tekinthető mérvadónak.

A fénysebesség egységekre átszámolt látszólagos sebességek alapján jól látható egy trend, miszerint a komponensek gyorsulni látszanak, miközben távolodnak a központi fekete lyuktól. A jelenség mögött meghúzódó ok feltehetőleg az, hogy a jet precessziója miatt a komponensek a térben nem egy egyenes mentén haladnak kifelé, hanem egyfajta

spirális pályát kirajzolva lépnek ki a galaxismag környezetéből. Ekkor azok a komponensek, amelyek sebességének az égbolt síkjába eső vetülete nagyobb, látszólag gyorsabbnak tűnhetnek, mint a látóirányhoz közelebb mutató sebességvektorral jellemzhető társaik. Mivel viszonylag korlátozott számban, és alkalmanként hosszú időközönként állnak rendelkezésre VLBI méréseink, a komponensek látszó elmozdulását lineáris függvénnyel írtam le. Sűrűbb mintavételezés esetén érdemes volna görbült trajektóriával modellezni a komponensek mozgását, ahogyan azt a gyakran megfigyelt és sokkal alacsonyabb vöröseltolódású blazárok esetében szokás [25]. A vöröseltolódásnak itt az a jelentősége, hogy a táguló világegyetemben érvényes idődilatáció miatt a megfigyelő $(1+z)$ faktorral lassabbnak érzékeli a mozgást annál, mint ahogyan az a forrással együtt mozgó rendszerben történik. A nagyobb vöröseltolódás nagyobb idődilatációt jelent, így egy ilyen blazárt tovább kell vizsgálni ahhoz, hogy elegendő adat gyűljön össze a jetkomponensek gyorsuló mozgásának megbízható modellezéséhez.

Egy 2008-as kutatásban [8] is vizsgálták a komponensek sajátmozgását, esetükben ez $\beta_{C1} = 1,330 \pm 12,072$ -nek adódott, vagyis a hiba jóval nagyobb volt az illesztett értéknél. Ezen mennyiség általam számított értéke $\beta_{J5} = 4,5 \pm 0,7$. A pontosságbeli különbség oka abban keresendő, hogy míg az általam feldolgozott adatok közel 24 éves időtartamot ölelnek fel, addig 2008-ban mindössze kb. 5 évet átfogó mérési eredmények álltak rendelkezésre (1993 és 1998 között, három epochában). Tekintve, hogy lassú látszólagos mozgásokról van szó, kellően hosszú időtartamot lefedő adatbázisra, valamint megfelelő számú mérésre van szükség ahhoz, hogy eredményeink megfelelően pontosá váljanak.

Az X sávon kimutatott J5-ös komponens esetén kapott eredményeket vettem alapul a további mennyiségek kiszámítása során, hiszen ez a komponens található a legközelebb a jet tovább fel nem bontható részéhez, a maghoz, így várhatóan ez jellemzi legjobban a plazmanyaláb legbelső szakaszát. A mag és a J5-ös komponens paramétereinek felhasználásával lehetséges volt többek között alsó korlátot meghatározni a magkomponens fényességi hőmérsékletére ($T_{b,k} \gtrsim 3,62 \cdot 10^{11}$ K), mely érték közel egy nagyságrenddel meghaladja a $T_{b,eq} \approx 5 \cdot 10^{10}$ K ekvipartíciós értéket [35], így kétségtávol kijelenthető, hogy a jet rádióemissziója Doppler-erősített.

Az inklinációra tett becslés ($i \lesssim 5,26^\circ$) alapján a J1429+5406 a blazárok kategóriájába sorolható, hiszen értéke 10° alatt van [34].

A Doppler-faktor értékének alsó határa ($\delta \gtrsim 8,84$) összhangban van a 2020-as nagyenergiás megfigyelések modellezéséből származó értékekkel [31], a 142 elemű minta átlaga $\delta = 12,3 \pm 2,3$ -nak, míg a J1429+5406 esetén történő modellezés $\delta = 16,5$ -nek adódott. Ugyanez mondható el a Lorentz-faktor értékéről is, melynek alsó határa a VLBI mérésekből $\Gamma \gtrsim 5,61$, míg a nagyenergiás modellek alapján $\Gamma = 11$. Általános relativisztikus magnetohidrodinamikai szimulációk és a spektrális energiaeloszlás vizsgálatai alapján egyes kutatások azt mutatják, hogy a Lorentz-tényező szignifikánsan magasabb a lapos spektrumú rádiókvazárok (FSRQ) esetében ($20 \lesssim \Gamma \lesssim 50$), mint a BL Lac objektumok esetében ($6 \lesssim \Gamma \lesssim 20$) [33]. Tehát mind a jelen kutatás eredményei, mind a korábbi magasabb frekvenciájú megfigyelések BL Lac jellegű lassabb jetmozgásra utalnak.

Mind a mérsékeltnek számító látszólagos sajátmozgás ($\beta \sim 5$), mind a Lorentz-faktor nem kiemelkedően magas értéke azt mutatja, hogy a J1429+5406 beleillik az ismert „átlagos” $z \geq 3$ vöröseltolódású rádiósugárzó aktív galaxismagok közé [16].

7. Összegzés

Dolgozatomban részletesen vázoltam az aktív galaxismagok (AGN) szerkezetét, típusait, valamint az AGN-ek egyesített modelljét. A J1429+5406 blazár vizsgálata kapcsán több más kutatásban született eredményt is bemutattam, majd áttekintést adtam a rádióinterferometria alapjairól. Ezután röviden ismertettem a dolgoztamban elemzett mérések technikai hátterét, beleértve a megfigyelésekhez használt VLBA és EVN interferométeres hálózatokat és az adatok többségének forrásául szolgáló Astrogéo archívumot. Az adatfeldolgozást a Difmap program segítségével végeztem. A főbb parancsok alkalmazását ábrákkal illusztrálva ismertettem, külön hangsúlyt helyezve a térképek készítésének és a modellillesztés folyamatának bemutatására.

Az S sávú adatokon a modellillesztések eredményei a J1-es és J2-es komponens esetében nem jeleznek jelentős mértékű változást sem a mag-jet távolságokban, sem a pozíciószögek esetén. Az illesztett egyenesek meredeksége hibahatáron belül nullával egyezik. A mozdulatlanság oka vélhetően az, hogy a jet ~ 20 mas távolságban találkozik egy sűrűbb galaktikus anyagfelhővel, amelyben lökeshullámfront alakul ki és a jet eredeti iránya eltérül.

X sávon három kimutatható sajátmozgású komponens is megtalálható volt a jet belső (a maghoz közelebbi) szakaszán. Ezek közül a legbelső, J5-ös komponens értékei szolgáltatták az alapot a Doppler-faktor, Lorentz-faktor, valamint az inklináció becsléséhez. A mag fényességi hőmérséklete ($T_{b,k} \gtrsim 3,62 \cdot 10^{11}$ K) jelentősen meghaladja az ekvipartíciós értéket, a kis inklináció ($i \lesssim 5,26^\circ$) alapján a forrás a blazárok csoportjába sorolható. A Lorentz-faktorra ($\Gamma \gtrsim 5,61$) meghatározott alsó határ összhangban van a nagyenergiás megfigyelések alapján kapott $\Gamma = 11$ értékkel. A Doppler-faktor értéke $\delta \gtrsim 8,84$.

A jövőben célok más, hasonló archív adatokkal rendelkező távoli rádiókvazárok felkutatása, valamint több olyan $z > 3$ vöröseltolódású kvazár összegyűjtése az irodalomból, amelyek jetjeinek mozgását és paramétereit szintén körültekintő elemzés alá vonnám.

Részen ezen eredmények felhasználásával tervezünk 2025 folyamán megírni egy angol nyelvű folyóiratcikket, melyben első szerzőként vállalnék szerepet.

Köszönetnyilvánítás

Szeretnék köszönetet mondani Frey Sándor témavezetőmnek a segítségéért és tanácsaiért, melyekkel munkám során ellátot.

Szeretném megköszönni a HUN-REN Csillagászati és Földtudományi Kutatóközpont Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézete demonstrátori programjának támogatását.

Szeretném megköszönni kishúgomnak, Koller Linett Csengének a lelkesítését és érdeklődését a kutatómunka és a dolgozatírás alatt.

A kutatómunkát a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Hivatal (OTKA K134213 pályázat) támogatta.

A. Saját eredmények

Saját elvégzett munka:

- Előzetesen kalibrált VLBI adatok feldolgozása a Difmap nevű program segítségével mind az öt, 1998 és 2018 között mért frekvenciasáv esetén.
 - Tiszta térképek készítése és kiértékelése.
 - Jetkomponensek azonosítása és jellemzése modellillesztéssel, a különböző paraméterek hibáinak kiszámítása.
 - Mag-jet távolságok és a rájuk vonatkozó hibák meghatározása.
- Pozíciósögek és mag-jet távolságok ábrázolása, a komponensek látszólagos sajátmozgásának meghatározása illesztéssel.
- Fénysebesség egységekben vett látszólagos sajátmozgások, valamint hibáik kiszámítása.
- A magra vonatkoztatott fényességi hőmérsékletnek, a jet Lorentz- és Doppler-faktorának és a látóirányhoz viszonyított hajlásszögének megbecslése.
- A szakirodalomban található más, ezen forrásra is vonatkozó jetkinematikai vizsgálatokkal történő összevetés.

Saját eredmények:

1. Az S sávú adatokon a modellillesztések eredményei a J1-es és J2-es komponens esetében nem jeleznek jelentős mértékű változást sem a mag-jet távolságokban, sem a pozíciósögek esetén. Az illesztett egyenesek meredeksége hibahatáron belül nullával egyezik.
2. Míg a modellillesztésből kapott komponensek a jet belsőbb részén $\sim 140^\circ$ -os pozíciósögben távolodnak a magtól, addig a legkülső J1-es komponens pozíciósöge $\sim 90^\circ$ körül alakul.
3. X sávon három kimutatható sajátmozgású komponens esetén a látszólagos sajátmozgások ($\beta_{J3} = 16,8 \pm 1,5$; $\beta_{J4} = 7,27 \pm 0,04$; $\beta_{J5} = 4,5 \pm 0,7$) meghatározása fénysebesség egységekben.
4. A mag fényességi hőmérséklete ($T_{b,k} \gtrsim 3,62 \cdot 10^{11} \text{K}$) jelentősen meghaladja az ekvipartíciós értéket, a kis inklináció ($i \lesssim 5,26^\circ$) alapján a forrás a blazárok csoportjába sorolható. A Lorentz-faktorra ($\Gamma \gtrsim 5,61$) meghatározott alsó határ összhangban van a nagyenergiás megfigyelések alapján kapott értékkel. A Doppler-faktor értéke $\delta \gtrsim 8,84$.

Hivatkozások

- [1] Ackermann, M., Ajello, M., Baldini L., et al. (2017): Gamma-Ray Blazars within the First 2 Billion Years. *Astrophysical Journal Letters*, 837, L5
- [2] Ajello, M., Ghisellini, G., Paliya, V. S., et al. (2016): NUSTAR, Swift, and GROND Observations of the Flaring MeV Blazar PMN J0641-0320. *Astrophysical Journal*, 826, 76
- [3] An, T., Baan, W.A. (2012): The Dynamic Evolution of Young Extragalactic Radio Sources. *Astrophysical Journal*, 760, 77
- [4] Bagchi, J., Vivek, M., Vikram, V., Hota, A., Biju, K. G., Sirothia, S. K., Sriannand, R., Gopal-Krishna, Jacob, J. (2014): Megaparsec Relativistic Jets Launched from an Accreting Supermassive Black Hole in an Extreme Spiral Galaxy. *Astrophysical Journal*, 788, 174
- [5] Bañados, E., Mazzucchelli, C., Momjian, E., Eilers, A.C., Wang, F., Schindler, J.T., Connor, T., Andika, I.T., Barth, A.J., Carilli, C., et al. (2021): The Discovery of a Highly Accreting, Radio-loud Quasar at $z = 6.82$. *Astrophysical Journal*, 909, 80
- [6] Bogdán, Á., Goulding, A.D., Natarajan, P., Kovács, O.E., Tremblay, G.R., Chadayammuri, U., Volonteri, M., Kraft, R.P., Forman, W.R., Jones, C., et al. (2024): Evidence for heavy-seed origin of early supermassive black holes from a $z \sim 10$ X-ray quasar. *Nature Astronomy*, 8, 126–133.
- [7] Britzen, S., Vermeulen, R.C., Campbell, R.M., Taylor, G.B., Pearson, T. J., Readhead, A.C.S., Xu, W., Browne, I. W., Henstock, D.R., Wilkinson, P. (2008): A multi-epoch VLBI survey of the kinematics of CFJ sources I. Model-fit parameters and maps. *Astronomy & Astrophysics*, 472, 763, 771
- [8] Britzen, S., Vermeulen, R.C., Campbell, R.M., Taylor, G.B., Pearson, T. J., Readhead, A.C.S., Xu, W., Browne, I. W., Henstock, D.R., Wilkinson, P. (2008): A multi-epoch VLBI survey of the kinematics of CFJ sources II. Analysis of the kinematics. *Astronomy & Astrophysics*, 484, 119–142
- [9] Clark, B. G. (1995): Interferometers and Coherence Theory. Very Long Baseline Interferometry and the VLBA, szerk. Zensus, J. A., Diamond, P. J., Napier, P. J., ASP Conference Series, 82, 3
- [10] Condon, J.J., Condon, M.A., Gisler, G., Puschell, J.J. (1982): Strong radio sources in bright spiral galaxies. II. Rapid star formation and galaxy-galaxy interactions. *Astrophysical Journal*, 252, 102–124
- [11] DESI Collaboration (2024): The Early Data Release of the Dark Energy Spectroscopic Instrument. *Astronomical Journal*, 168, 58
- [12] Esparza-Arredondo, D., Gonzalez-Martín, O., Dultzin, D., Masegosa, J., Ramos-Almeida, C., García-Bernete, I., Fritz, J., Osorio-Clavijo, N. (2021): The dust-gas AGN torus as constrained from X-ray and mid-infrared observations. *Astronomy & Astrophysics*, 651, A91
- [13] Fabian, A. C., Walker, S. A., Celotti, A., Ghisellini, G., Mocz, P., Blundell, K. M., McMahon, R. G. (2014): Do high-redshift quasars have powerful jets? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 442, L81–L84

- [14] Fanaroff, B. L., Riley, J. M. (1974): The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 167, 31P
- [15] Frey, S., Paragi, Z., Gurvits, L. I., Gabányi, K. É., Cseh, D. (2011): Into the central 10 pc of the most distant known radio quasar. VLBI imaging observations of J1429+5447 at $z = 6.21$. *Astronomy & Astrophysics*, 531, L5
- [16] Frey, S., Fogasy, J., Perger, K., Kulish, K., Benke, P., Koller, D., Gabányi K. É. (2024): Revisiting a Core–Jet Laboratory at High Redshift: Analysis of the Radio Jet in the Quasar PKS 2215+020 at $z = 3.572$. *Universe*, 10, 2
- [17] Fermi-Lat collaboration (2022): The Fourth Catalog of Active Galactic Nuclei Detected by the Fermi Large Area Telescope: Data Release 3. *Astrophysical Journal* 263, 24
- [18] Hardcastle, M. J., Worrall, D. M., Kraft, R. P., Forman, W. R., Jones, C., Murray, S. S. (2003): Radio and X-Ray Observations of the Jet in Centaurus A. *Astrophysical Journal*, 593, 169
- [19] Högbom, J. A. (1974): Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines. *Astronomy and Astrophysics Supplement*, 15, 417
- [20] Homan, D.C., Cohen, M.H., Hovatta, T., Kellermann, K.I., Kovalev, Y.Y., Lister, M.L., Popkov, A.V., Pushkarev, A.B., Ros, E., Savolainen, T. (2021): MOJAVE. XIX. Brightness Temperatures and Intrinsic Properties of Blazar Jets. *Astrophysical Journal*, 923, 67
- [21] Ivezić Ž., Menou K., Knapp G. R., Strauss M. A., Lupton R. H., Vanden Berk D. E., Richards G. T., Tremonti C., Weinstein M. A., Anderson S. (2002): Optical and Radio Properties of Extragalactic Sources Observed by the FIRST Survey and the Sloan Digital Sky Survey. *Astronomical Journal*, 124, 2364
- [22] Jiang, Y.-F., Stone, J. M., Davis, S. W. (2019): Super-Eddington Accretion Disks around Supermassive Black Holes. *Astrophysical Journal*, 880, 67
- [23] Kovalev, Y.Y., Kellermann, K.I., Lister, M.L., Homan, D.C., Vermeulen, R.C., Cohen, M.H., Ros, E., Kadler, M., Lobanov, A.P., Zensus, J.A., et al. (2005) Sub-Milliarcsecond Imaging of Quasars and Active Galactic Nuclei. IV. Fine-Scale Structure. *Astronomical Journal*, 130, 2473–2505
- [24] Lee, S.-S., Lobanov, A. P., Krichbaum, T. P., Witzel, A., Zensus, A., Bremer, M., Greve, A., Grewing, M. (2008): A Global 86 GHz VLBI Survey of Compact Radio Sources. *Astronomical Journal*, 136, 159
- [25] Lister M. L., Homan D. C., Kellermann K. I., Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B., Ros E., and Savolainen T. (2021): Monitoring Of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. XVIII. Kinematics and Inner Jet Evolution of Bright Radio-loud Active Galaxies. *Astrophysical Journal*, 923, 30
- [26] Massaro, F., Ajello, M. (2011): Fueling Lobes of Radio Galaxies: Statistical Particle Acceleration and the Extragalactic γ -ray Background. *Astrophysical Journal Letters*, 729, L12
- [27] National Radio Astronomy Observatory: <https://public.nrao.edu/telescopes/vlba/>

- [28] Nyholm, A., Sollerman, J., Tartaglia, L., Taddia, F., Fremling, C., Blagorodnova, N., Filippenko, A. V., Gal-Yam, A., Howell, D. A., Karamahmetoglu E., Kulkarni, S. R., Laher, R., Leloudas, G., Masci, F., Kasliwal, M. M. , Mor11, K., Moriya, T. J., Ofek, E. O., Papadogiannakis, S., Quimby, R., Rebbapragada, U., Schulze, S. (2020): Type IIIn supernova light-curve properties measured from an untargeted survey sample. *Astronomy & Astrophysics*, 637, A73
- [29] Oza, A. (2023): A new era for Arecibo: legendary observatory begins next phase. *Nature* 622, 19-20
- [30] Padovani, P., Alexander, D. M., Assef, R. J., De Marco, B., Giommi, P., Hickox, R. C., Richards, G. T., Smolčić, V., Hatziminaoglou, E., Mainieri, V., Salvato, M. (2017): Active Galactic Nuclei: what's in a name? *Astronomy & Astrophysics Review*, 25, 1
- [31] Paliya, V. S., Ajello, M., Cao, H. M., Giroletti, M., Kaur, A., Hartmann, D., Madejski, G., Lott, B. (2020): Blazars at the Cosmic Dawn. *Astrophysical Journal* 897, 177
- [32] Peña-Herazo, H. A., Massaro, F., Chavushyan, V., Masetti, N., Paggi, A., Capetti, A. (2022): Turin-SyCAT: A multifrequency catalog of Seyfert galaxies. *Astronomy & Astrophysics*, 659, A32
- [33] Potter, W.J., Cotter, G. (2015): New constraints on the structure and dynamics of black hole jets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 453, 4070–4088
- [34] Prandini, E., Ghisellini, G. (2022): The Blazar Sequence and Its Physical Understanding. *Galaxies*, 10, 35
- [35] Readhead, A.C.S. (1994): Equipartition Brightness Temperature and the Inverse Compton Catastrophe. *Astrophysical Journal*, 426, 51
- [36] Sambruna, R. M. (1997): Soft X-Ray Properties of Flat-Spectrum Radio Quasars. *Astrophysical Journal*, 487, 536–554
- [37] Sbarrato, T., Ghisellini, G., Tagliaferri, G., Foschini, L., Nardini, M., Tavecchio, F., Gehrels, N. (2015): Blazar candidates beyond redshift 4 observed by Swift. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 446, 2483–2489
- [38] Scheuer, P. A. G., Readhead, A. C. S. (1979): Superluminally expanding radio sources and the radio-quiet QSOs. *Nature*, 277, 182
- [39] Schmitt, J. L. (1968): BL Lac identified as a Radio Source. *Nature*, 218, 663
- [40] Shepherd, M. C. (1997): Difmap: an Interactive Program for Synthesis Imaging. *Astronomical Data Analysis Software and Systems VI*, szerk. Hunt, G., Payne, H. E., ASP Conference Series, 125, 77
- [41] Sikora, M., Begelman, M. C., Rees, M. J. (1994): Comptonization of Diffuse Ambient Radiation by a Relativistic Jet: The Source of Gamma Rays from Blazars? *Astrophysical Journal*, 421, 153
- [42] Sokolovsky, K. V., Kovalev, Y.Y., Pushkarev, A. B., Lobanov, A. P. (2011): A VLBA survey of the core shift effect in AGN jets I. Evidence of dominating synchrotron opacity*. *Astronomy & Astrophysics*, 532, A38

- [43] Healey, S. E., Romani, R. W., Taylor, G. B., Sadler, E. M., Ricci, R., Murphy, T., Ulvestad, J. S., Winn, J. N. (2007): CRATES: An All-Sky Survey of Flat-Spectrum Radio Sources. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 171, 61
- [44] Tavecchio F., Ghisellini G., Ghirlanda G., Foschini L. and Maraschi L. (2010): TeV BL Lac objects at the dawn of the Fermi era. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 401, 1570
- [45] The European VLBI Network: <https://www.evlbi.org/telescopes>
- [46] Tóth, L. V. (2013): *A galaxisok világa*. ELTE TTK jegyzet, Budapest
- [47] Urry, C. M., Padovani, P. (1995): Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 107, 803
- [48] Wang, F., Yang, J., Fan, X., Hennawi, J. F., Barth, A. J., Banados, E., Bian, F., Boutsia, K., Connor, T., Davies, F. B., Decarli, R., Eilers, A.-C., Farina, E. P., Green, R., Jiang, L., Li, J.-T., Mazzucchelli, C., Nanni, R., Schindler, J.-To., Venemans, B., Walter, F., Wu, X.-B., Yue, M. (2021): A Luminous Quasar at Redshift 7.642. *Astrophysical Journal Letters*, 907, L1
- [49] Zhang, Y., An, T., Frey, S., Gabányi, K.É., Sotnikova, Y. (2022): Radio Jet Proper-motion Analysis of Nine Distant Quasars above Redshift 3.5. *Astrophysical Journal*, 937, 19.