

TDK DOLGOZAT

NAGY VÖRÖSELTOLÓDÁSÚ KVAZÁR EZREDÍVMÁSODPERCES SZÖGFELBONTÁSSAL

Szerző: Husvéth Bence

Eötvös Loránd Tudományegyetem
Természettudományi Kar,
Csillagász mesterszak



ELTE

Témavezető: Szentirmayné Gabányi Krisztina Éva, PhD
Eötvös Loránd Tudományegyetem Fizikai és Csillagászati Intézet
Csillagászati Tanszék

Budapest, 2025. január 4.

Kivonat

Nagy vöröseltolódás értékeknél az Univerzum korai időszakában is egyre több kvazárt figyelünk meg. Tanulmányozásuk elősegíti a központjukban található szupernagy-tömegű fekete lyukak fejlődésének és kialakulásának megértését. A rádiótartományban fényes kvazárokat a nagyon hosszú bázisvonalú interferometria (*Very Long Baseline Interferometry, VLBI*) módszerének segítségével akár ezredívmásodperces szögfelbontással is vizsgálhatjuk. Dolgozatomban a QSO J1606 + 3124 jelű kvazár 22 GHz-es VLBI mérési adatait dolgoztam fel. Az objektumot korábbi rádiótartományú megfigyelések alapján kompakt szimmetrikus objektumként azonosították (*CSO*). Az általam analizált 22 GHz-es megfigyelési frekvencián az Európai VLBI Hálózattal végzett mérés nagyobb szögfelbontást tesz lehetővé, így részletgazdagabb intenzitástérképet kapunk. Az előzetesen kalibrált mérési adatokat térképeztem és a további, még meglévő fázis- és amplitúdóhibák korrekcióját végeztem el, valamint modelleztem az objektum fényességeloszlását. A forrás legfényesebb komponensének fényességi hőmérséklete meghaladta az ekvipartíciós értéket, ez relativisztikus nyalábolásra utal. Relativisztikus effektusok akkor lépnek fel, ha a kvazár rádiósugárzó plazmanyalábja kis szöget zár be a látóiránnyal, ezek az úgynevezett blazárok. Ezen eredmény alapján a QSO J1606+3124 nem CSO, hanem inkább a blazár típusú objektumok közé sorolható.

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	3
1.1. Aktív galaxismagok	3
1.1.1. Az aktív galaxismagok szerkezete	3
1.1.2. Az SMBH és az akkréciós korong	4
1.1.3. Szélesvonalas tartomány	4
1.1.4. Keskenyvonalas tartomány	4
1.1.5. Árnyékoló portórusz	4
1.1.6. Jet	5
1.1.7. AGN típusok, egyesített modell	7
1.2. Rádió-interferometria	11
1.2.1. Kételemű rádió-interferométer	11
1.2.2. A nagyon hosszú bázisvonalú interferometria	15
2. A vizsgált objektum és a motiváció	17
2.1. A vizsgált kvazár ismert tulajdonságai	17
3. A VLBI mérés	20
4. Adatfeldolgozás	22
4.1. A CLEAN algoritmus	22
4.2. Önkalibráció	22
4.3. Hibrid térképezés	23
4.4. A vizibilitásadatok súlyozása	24
4.5. Hibrid térképezés a gyakorlatban	25
4.6. Modellillesztés	26
5. Eredmények	29
5.1. Vizibilitásillesztés és a paraméterek hibái	29
5.1.1. Spektrálindexek	30
5.1.2. Az N komponens	32
6. Diskusszió	33
7. Konklúzió	36
Függelék – Saját eredmények	37
Köszönetnyilvánítás	38
Hivatkozások	39

1. Bevezetés

Ha felnézünk az éjszakai égboltra, egyes felbontható fényforrásoktól eltekintve számos pontforrást láthatunk. Ezek többsége csillag, azonban előfordulnak olyan, még a mai modern, optikai tartományban működő megfigyelő eszközök többségével is felbonthatatlan fényforrások, amelyeket megvizsgálva kiderül, hogy azok valójában nem csillagok, hanem távoli galaxisok központi vidékei. Az ilyen objektumok az aktív galaxisok közé tartoznak, amelyek a galaxisok mintegy 10%-át teszik ki. Az aktív galaxisok központi vidékeit aktív galaxismagnak (*active galactic nucleus*, *AGN*) nevezik.

Mivel ezek a források rendkívül fényesek és hosszú ideig megfigyelhetők, ezért nagy vöröseltolódásoknál, a korai Univerzumban is megfigyelhetők. Így segítségükkel kozmikus skálán is nyomon követhető a galaxisok és az AGN-ek központi energiaforrásának, a nagy tömegű fekete lyukaknak a fejlődése. Ahogy az Univerzum egyre korábbi időszakában sikerül AGN-eket megfigyelni, felmerül a kérdés, hogy azok hatalmas energiakibocsátásához szükséges (a későbbiekben részletezett) nagy tömeggel rendelkező fekete lyukak hogyan alakulhattak ki.

Megjegyzés: A dolgozatomban az angolszász szabály szerint tizedespontot használok a magyar tizedesvessző helyett.

1.1. Aktív galaxismagok

Néhány galaxis központi része olyan fényes, hogy egész anyaggalaxisát túlragyogja. Ezeket nevezzük aktív galaxismagoknak. Luminozitásuk 10^{42} erg/s és 10^{48} erg/s között mozog. A nem-aktív galaxisokkal ellentétben, ahol a spektrum gyakorlatilag a csillagok hőmérsékleti sugárzásának (tehát Planck-spektrumok) szuperpozíciója és luminozitásuk jelentős része az infravörös, optikai és ultraibolya tartományra koncentrálódik, addig ezek az objektumok jelentős sugárzással rendelkeznek a rádiótól egészen a gamma-tartományig. Változékony források, melyek optikai és UV tartományban erős emissziós vonalakat mutatnak.

1.1.1. Az aktív galaxismagok szerkezete

Az általános relativitáselméletből [1] származó Einstein-egyenletek legegyszerűbb, vákuum megoldásával Schwarzschild [2] megmutatta, hogy elméleti szinten létezhetnek fekete lyukak, ám tényleges fizikai létezésük bizonyítására az 1970-es években került sor, amikor az Uhuru röntgen-műhold megfigyelte a Cygnus X-1 röntgenkettőst [3]. Ez a kettős rendszer egy kék szuperóriás csillagból (HDE 226868) és egy kompakt objektumból áll, ami a számítások alapján egy fekete lyuk [4].

A jóval nagyobb, $(10^6 - 10^9)M_\odot$, tömeggel rendelkező, a galaxisok középpontjában található fekete lyukakat szupernagy-tömegű fekete lyukaknak nevezzük (*Supermassive Black Hole*, *SMBH*). Ha ezek aktívak, vagyis anyagot nyelnek el, akkor megfigyelhetővé válnak. Az aktív galaxismagok egy központi fekete lyukból, az azt körülvevő akkréciós korongból, árnyékoló portóruszból, keskeny- illetve szélesvonalas tartományokból állnak, valamint $\sim 10\%$ -uk relativisztikus plazmanyalábbal, jettel is rendelkezik. Ez utóbbiakat hívjuk rádióhangos AGN-eknek.

1.1.2. Az SMBH és az akkréciós korong

Az alábbi fejezet P. Schneider könyvének 6. fejezete alapján készült [5].

A központi fekete lyukat jellemző mennyiség az akkréciós ráta, vagyis az időegység alatt elnyelt anyag tömege: $\dot{m}$. Az akkréció hatásfoka a legnagyobb az energiatermelési mechanizmusok között, értéke a fekete lyuk spinjétől függően 6% és 29% között változhat.

Mivel a fekete lyuk körül keringő anyag az impulzusmomentum-megmaradás miatt nem juthat közvetlenül a kompakt objektumra, ezért egy ún. akkréciós korongot képez az impulzusmomentumra merőlegesen, amely geometriailag vékony, de optikailag vastag. A korongban az anyag Kepler-rotációt végez, vagyis az egyes gyűrűk szögsebessége függ a sugártól, emiatt a gyűrűk között sűrűlódás lép fel. Az így fellépő energiavesztés következtében az anyag befelé áramlik, miközben melegszik. Az anyag felszabaduló helyzeti energájának 50%-a kinetikus energiává, 50%-a belső energiává alakul át, ami kisugárzódik. Az akkréciós korong széles spektrummal rendelkezik, melynek maximuma az ultraibolya tartományba esik (effektív hőmérséklete 10^5 K nagyságrendben mozog).

1.1.3. Szélesvonalas tartomány

A szélesvonalas tartomány (*Broad Line Region, BLR*) az akkréciós korongot körülvevő régió, ahol az anyagfelhők, mivel közel helyezkednek el a központi fekete lyukhoz, erős gravitációs teret tapasztalnak, ezért gyorsan mozognak, így az innen eredő spektrumvonalak szélesek, tipikusan $\Delta v \approx 10000$ km/s. Ebből a tartományból megengedett és félig tiltott átmenetekhez tartozó színekpvonalak figyelhetők meg, ami alapján a részecskék számsűrűségére következtethetünk, ami relatíve nagy ($n_e \sim 3 \times 10^9$ cm $^{-3}$). A kitöltési faktor alacsony, a gáz csak a régió 10^{-7} részét tölti ki. Az itt található anyagfelhők karakterisztikus mérete $\sim 10^{11}$ cm, a felhők száma $\sim 10^7 - 10^{10}$ közé tehető.

1.1.4. Keskenyvonalas tartomány

A központi fekete lyuktól távolabb helyezkedik el a keskenyvonalas tartomány (*Narrow Line Region, NLR*), ahol a spektrumvonalak szélessége ~ 400 km/s. Ez ugyan jelentősen kisebb érték, mint a BLR-ben, azonban ezek a vonalak még mindig szélesebbek, mint egy átlagos galaxisban megfigyelhető emissziós színekpvonalak. Az innen származó vonalak között ún. tiltott vonalak is megtalálhatóak, ami alapján a régióban a részecskesűrűség alacsony ($n_e \sim 10^3$ cm $^{-3}$). A régió kitöltöttségi faktora 10^{-2} . A tulajdonságok a régió belül a sugárral változnak. A tartomány kiterjedése ~ 100 pc.

1.1.5. Árnyékoló portórusz

Az akkréciós korong síkjában nagyobb távolságban található egy hozzávetőlegesen tórusz alakú porfelhő, ami akadályozza a korong síkjában a rálátást a központi régióra. Az akkréciós korongból származó sugárzást elnyeli, majd a felmelegedett por ezt a közép-infravörös tartományban sugározza ki.

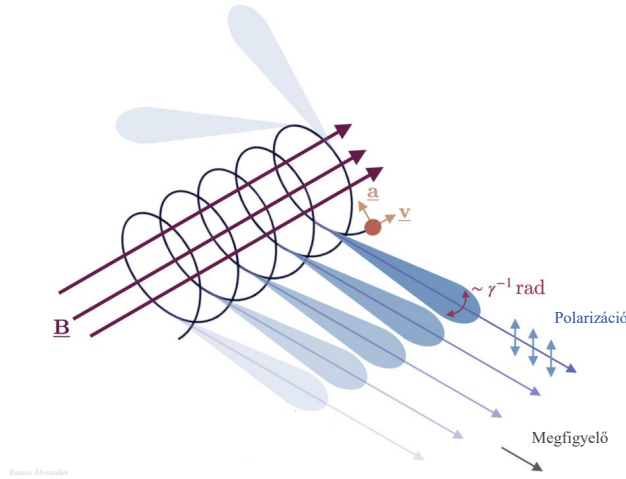
1.1.6. Jet

Az aktív galaxismagok közel 10%-ánál az akkréciós korongra merőlegesen kifúvások, jetek figyelhetők meg [6]. A jetekben erős mágneses térben mozgó töltött részecskék (főként elektronok) szinkrotron-sugárzást bocsátanak ki, amit elsősorban rádiótartományban tudunk megfigyelni. A szinkrotron-sugárzás alap mechanizmusa az 1. ábrán látható. A nyugalmi rendszerben izotróp módon sugárzó jet-régió közel fénysebességű mozgása miatt a megfigyelőhöz közeledő jet fényesebbnek látszik, a távolodó pedig halványabbnak. Ez a Doppler-erősítés, vagy relativisztikus nyalábolás jelensége. Az erősítő (gyengítő) faktort az alábbi egyenlet írja le:

$$D_{\pm} = \left(\frac{1}{\gamma(1 \mp \beta \cos \varepsilon)} \right)^{2+\alpha} \quad (1)$$

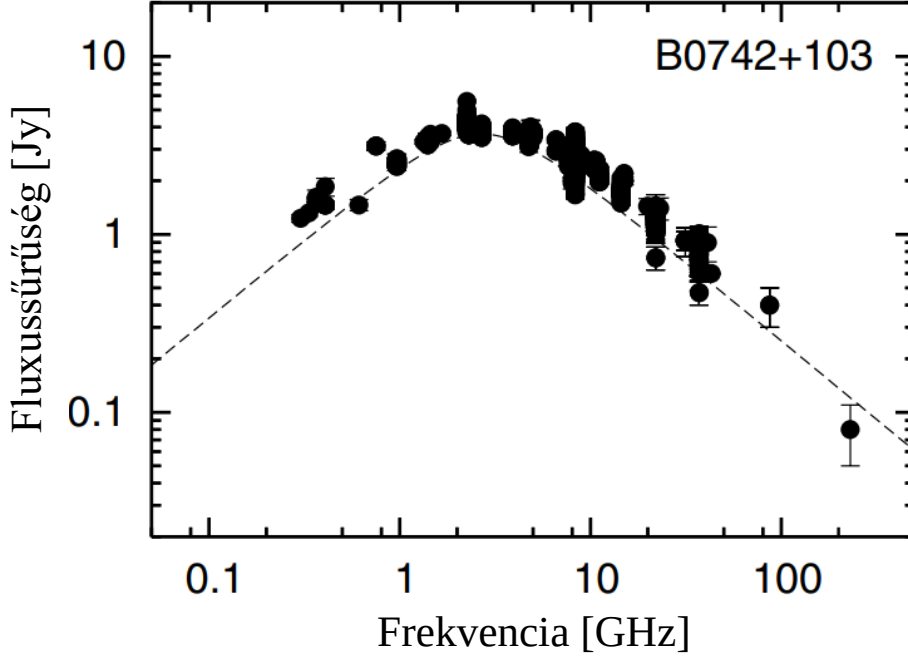
ahol D_+ a közeledő, D_- a távolodó jetre vett érték, $\beta = v/c$, azaz a jet-felhő sebessége fénysebesség egységeiben mérve, $\gamma = \sqrt{1 - \beta^2}$ a Lorentz-faktor és ε a látóirány és a sebességvektor közti szög, α pedig a spektrálindeks (az $S \sim \nu^\alpha$ definíció szerint, ahol S a fluxussűrűség¹, ν pedig a megfigyelési frekvencia). Így ha a jetre kis szögből látunk rá, az túlargyoghatja a környező régiókból származó sugárzást. A Doppler-fényesedés olyan jelentős is lehet, hogy a jet szinkrotron-sugárzása túlargyogja a BLR-ből és NLR-ből származó vonalas emissziót az optikai és ultraibolya tartományban, teljesen el is nyomva azt. Ezért nem látunk vonalas emissziót a blazárok spektrumában.

Rádiótartományban az S fluxussűrűség jó közelítéssel hatványfüggvény alakban írható le. A parszekes skálán kompakt rádiómag általában lapos spektrumú, spektrálindeks $-0.5 < \alpha < 0.5$ értékek közötti [7]. A kiterjedt, optikailag vékony rádiósugárzó struktúrák meredek spektrumúak, azaz $\alpha \lesssim -0.7$.



1. ábra. A mágneses térben mozgó töltött részecske szinkrotron-sugárzása. $\underline{B}$ a mágneses térerősségvektor, $\underline{v}$ a részecske sebességvektora, $\underline{a}$ pedig a gyorsulásvektora. Az ábrán megfigyelhetően a sugárzás erősen irányfüggő és polarizált. *Kép forrása:* [8]

¹A fluxussűrűség, S az egységnyi felületre eső monokromatikus intenzitás: $S = \int I_\nu(\zeta, \psi) \cos \zeta d\Omega$, ahol ζ a polárszög (a felület normálisával bezárt szög), ψ az azimutszög (egy kitüntetett iránytól a felület síkjában mért szög), I_ν a monokromatikus intenzitás, Ω pedig a térszög. Mértékegysége a Jy (Jansky). Értéke, 1 Jy = $10^{-26} \text{ W m}^2 \text{ Hz}^{-1}$.

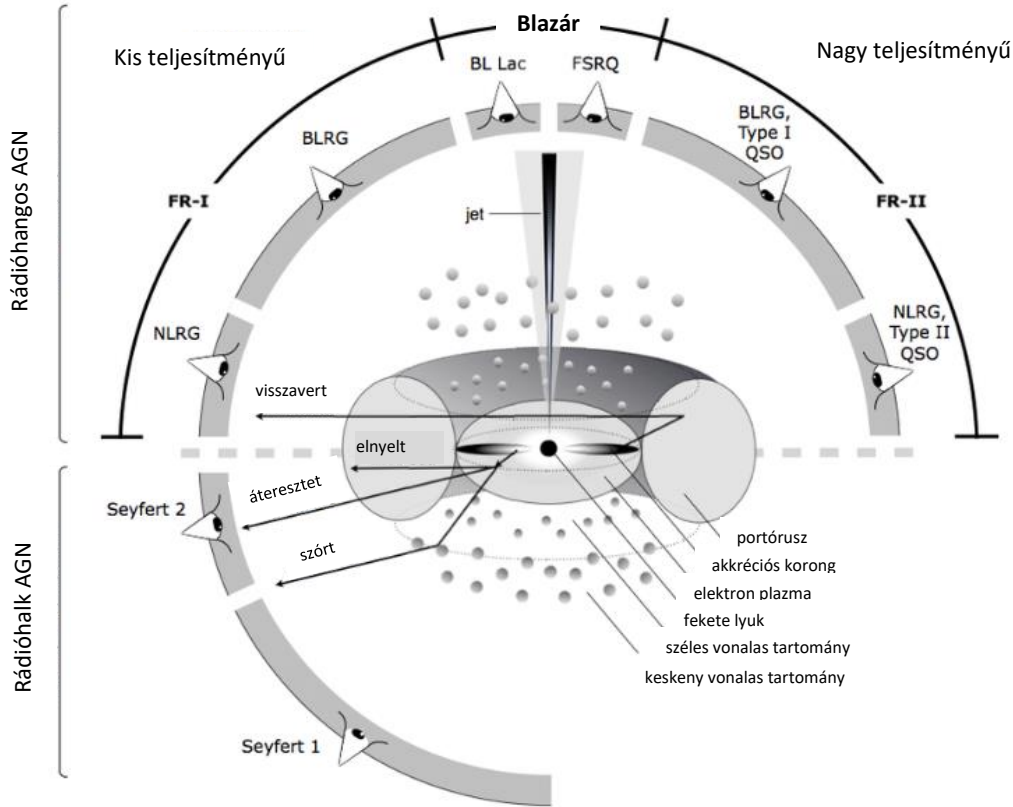


2. ábra. A B0742 + 103 jelű rádióhangos AGN rádióspektruma. *Kép forrása:*[9]

A megfigyelt rádióspektrumok sokszor összetettebb képet mutatnak. A 2. ábrán látható spektrumnak van egy maximuma ν_t frekvencián. Ez az a frekvenciaérték, ahol a τ optikai mélység 1. Az ennél az ún. átfordulási frekvenciánál (ν_t) alacsonyabb frekvenciákon optikailag vastag, míg a magasabb frekvenciákon optikailag vékony a szinkrotron-sugárzó régió.

1.1.7. AGN típusok, egyesített modell

Az eltérő spektrumok, a változékonyságok és a különböző struktúra alapján osztályozzuk az aktív galaxismagokat, a 3. ábrán láthatóan.



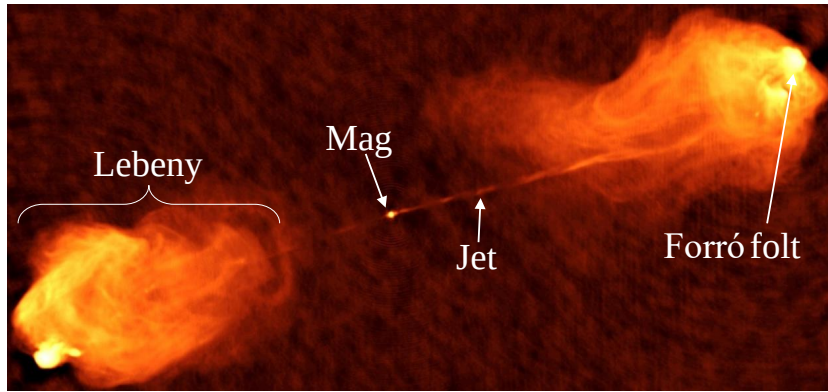
3. ábra. Az aktív galaxismagok egyesített modellje, a különböző rálátási szögek és a teljesítmény az oka a megfigyelhető különböző típusú objektumoknak. Emelett az ábrán látható az AGN-ek tipikus felépítése: szupernagy tömegű fekete lyuk, akkréciós korong, árnyékoló portórusz, keskeny- és szélesvonalas tartományok, valamint a jetek. A jetek szimmetrikusan helyezkednek el egy objektum esetében, itt azonban azért van csak egyirányú jet, mert a rádióhangos (jettel rendelkező, az AGN-ek mintegy 10%-a) és a rádióhalk objektumokat is hivatott ábrázolni. *Kép forrása:*[10].

- QSO/kvazár

A kvazárok (*Quasi-Stellar Object*, *QSO*) olyan források, melyek kék (U–B) színindexszel rendelkeznek. 90%-uk rádióhalk. A lokális Univerzumban ($z \lesssim 0.5$) körülbelül minden egymilliomodik nagytömegű galaxis tartalmaz kvazárt. A korábbi Univerzumban ez más volt: $z \sim 2$ vöröseltolódásnál mutat maximumot a kvazárok eloszlása, közel 30-szor gyakoribbak voltak, mint most. Megkülönböztethetők 1-es és 2-es altípusú QSO-k, az optikai emissziós vonalak szélessége alapján. A központi fekete lyuk tömege $> 10^8 M_{\odot}$.

- **Rádiógalaxisok**

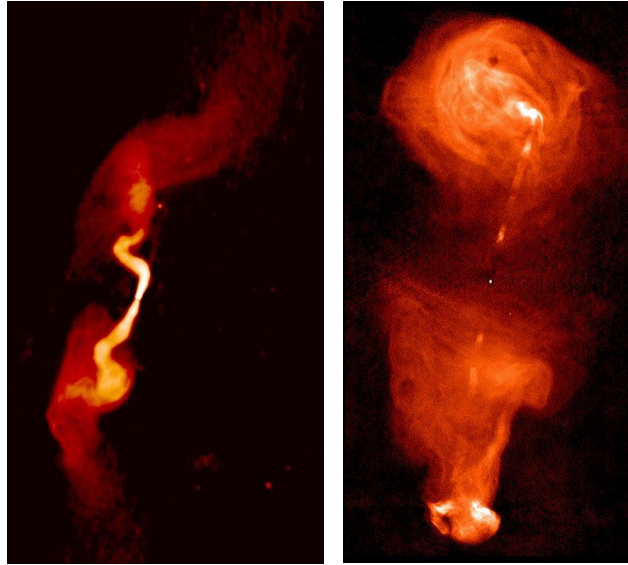
A rádiógalaxisok elliptikus galaxisok, aktív maggal. A rádiósugárzás pc-kpc nagyságrendeken figyelhető meg. A rádiómorfológia alapstruktúráinak azonosítása a 4. ábrán látható. A jetek/lebenyek rádiómorfológiai tulajdonságai alapján két csoportba oszthatók. A Fanaroff-Riley I-es típusú rádiógalaxisoknál (lásd 5. ábra) [11], a jetek a mag közelében fényesebbek, míg a Fanaroff-Riley II-es típusú rádiógalaxisoknál (lásd 5. ábra) [11], a központi régiótól távolabb figyelhetőek meg fényes forró foltok. A két felosztás rádióteljesítményben is különbözik, a Fanaroff-Riley II-es típusú rádiógalaxisok teljesítménye meghaladja a $\sim 10^{25}$ W/Hz értéket. Az egyesített modell szerint ezek olyan rádióhangos AGN-ek, melyekre a 3. ábrán láthatóan relatíve nagyobb szögben látunk rá. Ez a szög szélesvonalas rádiógalaxisokra kisebb, mint keskenyvonalas rádiógalaxisokra.



4. ábra. A Cygnus A VLA térképe 5 GHz-en, a jellemző rádióstruktúrák beazonosításával.
Kép forrása: [12]

- **Blazárok**

A blazárok jelentős változékonyságot mutatnak az elektromágneses tartomány egészében. Erős rádiósugárzók. Optikai sugárzásuk erősen polarizált. Optikai spektrumuk alapján felbonthatók lapos spektrumú rádiókvazárokra (*Flat Spectrum Radio Quasar, FSRQ*), ahol erős széles emissziós vonalakat láthatunk, illetve BL Lac típusú objektumokra, ahol az emissziós vonalak egyáltalán nem, vagy csak gyengén láthatóak. Az egyesített modell szerint ezek olyan rádióhangos AGN-ek, melyekre a jet és a látóirány által bezárt szög $\lesssim 10^\circ$.



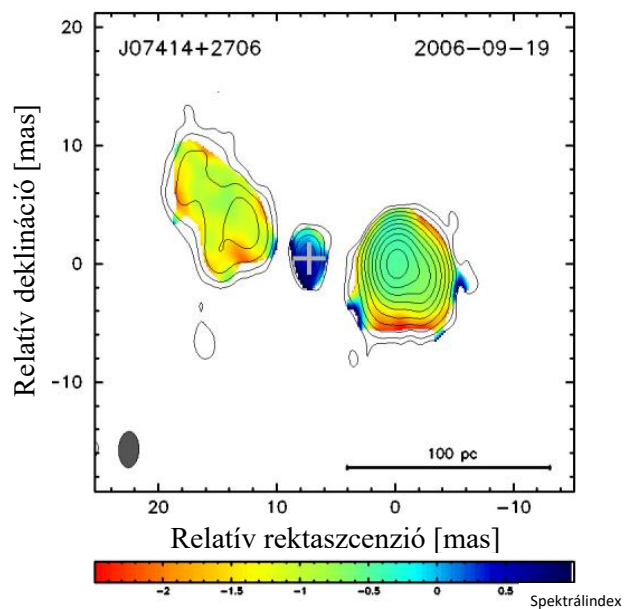
5. ábra. *Bal oldal:* A 3C31 jelű, Fanaroff-Riley I-es típusú rádiógalaxis VLA-vel készült rádiótérképe 1.4 GHz-en. *Kép forrása:*[13]. *Jobb oldal:* A 3C353 jelű, Fanaroff-Riley II-es típusú rádiógalaxis VLA-vel készült rádiótérképe 8.4 GHz-en. *Kép forrása:*[14]

• Kompakt szimmetrikus objektum

A kompakt szimmetrikus objektumok (*Compact Symmetric Objects, CSO*), olyan rádióhangozós aktív galaxismagok, amelyek vetített lineáris mérete kisebb, mint 1 kpc. Egy központi rádiómag körüli kétoldali, szimmetrikus, meredek spektrumú rádiólebennyel rendelkeznek, (lásd 6. ábra) amelyekből származó sugárzás relativisztikusan nem nyalábolt [15], és méretük nem haladja meg az anyaggalaxis méretét [16, 17]. Spektrumukban gigahertzes frekvencián egy maximum látható (lásd 2. ábra) [18]. Valamint lassú rádió változékonyság ($< 20\%/év$ [19]) és alacsony jetsebesség ($v_{app} < 2.5c$ [19]) figyelhető meg az esetükben [20].

A CSO-k magyarázatára két lehetséges modell van. Az egyik értelmében ezek fiatal/rövid életű objektumok (< 5000 év [21]), amelyeknek még nem volt idejük kiterjedt rádiólebenyeket növeszteniük [22]. A másik lehetséges magyarázat a frusztrációs elmélet, amikor a jetek olyan sűrű csillagközi anyagban haladnak, amely megakadályozza a rádiólebenyek szabad terjedését, így azok csak kisebb, kompaktabb régiót képesek kitölteni [23, 24].

Tremblay és mtsai a CSO-kat a Fanaroff-Riley morfológiai klasszifikáció alapján két analóg csoportba sorolta: a CSO1 altípusba tartozó objektumok alacsony luminozitásúak és a magtól távolodva halványodnak; míg a CSO2 altípusba tartozó források a magtól távolodva fényesebbek [25]. A CSO2-k többsége ($> 99\%$) nem fejlődik kiterjedt forrássá a rövid élet-tartam következtében [21]. Readhead és mtsai a CSO2 alcsoportot további három osztályra bontja, melyek evolúciós fázisoknak feleltethetőek meg [26].



6. ábra. A J07414+2706 jelű forrás VLBA-val készült 5 GHz-es kontúrtérképe 5 – 8 GHz-es spektrálindex eloszlással. Az alsó kontúr értéke a zajszint (0.4 mJy) háromszorosa, a kontúrok kettes faktossal növekednek. *Kép forrása:*[25]

A fényesebb CSO-k nagy luminozitását akár már egyetlen nagytömegű csillag elnyelése is biztosíthatja Readhead és mtsai, valamint An & Baan szerint [27, 28].

1.2. Rádió-interferometria

Egy távcső esetén elérhető Θ szögfelbontást a sugárzás λ hullámhossza és a használt apertúra D átmérője definiálja, jelen esetben radiánban:

$$\Theta [\text{radian}] \sim \frac{\lambda}{D}. \quad (2)$$

Így egyetlen önálló antennával, melynek mérete 100 méteres nagyságrendbe esik, egy cm-es nagyságrendbe eső hullámhosszon sugárzó forrás szögfelbontása néhány ívperc körüli. Jobb felbontás eléréséhez nagyobb antenna átmérőre van szükség, azonban 100 méternél nagyobb mozgatható antennák építése nem lehetséges. Rádiócsillagászatban az interferometria segítségével, több antenna hálózatba kötésével egy olyan virtuális teleszkópot hozhatunk létre, amelynek mérete a hálózatban lévő antennák közti legnagyobb távolság. Ehhez olyan antennákra van szükség, amelyek a beérkező elektromos jelet érzékelik és feszültséggé alakítják, a fázis és amplitúdó tulajdonságok megtartásával.

1.2.1. Kételemű rádió-interferométer

A rádió-interferometria elméleti áttekintéséhez az egyszerűség kedvéért egy két antennából álló hálózatot mutatok be, amely kvázi-monokromatikus sugárzást figyel meg. Az alábbi fejezet [29, 30] alapján készült.

Vizsgáljunk egy $\mathbf{s}$ egységvektor mentén, $d\Omega$ térszögből beérkező, ν frekvenciájú $d\nu$ sáv-szélességű sugárzást. Ekkor az elektromos tér időfüggése:

$$E_\nu(t) = A \cos(2\pi\nu t + \varphi), \quad (3)$$

ahol ν a sugárzás frekvenciája, A az amplitúdója, φ pedig a fázisa.

A két antenna pozíciója közötti eltérés $\mathbf{b}$, a bázisvonalvektor. Mivel beérkező síkhullámokat feltételezünk, vagyis a forrás távol helyezkedik el, ezért feltehetjük, hogy a két antenna számára a forrás pozícióját megadó vektor azonos, $\mathbf{s}$. Ekkor a 7. ábrán láthatóan a beérkező síkhullám az egyik teleszkópot hamarabb éri el, a másikonál egy extra, $\mathbf{b} \cdot \mathbf{s}$ hosszúságú szakasz megtételére van szükség, amelyet a c fénysebességgel haladó hullám $\tau_g = \mathbf{b} \cdot \mathbf{s}/c$ idő alatt tesz meg, ez az időtartam a geometriai időkésés. Így a két teleszkóp által mért fázisok közötti eltérés:

$$\varphi = 2\pi\mathbf{b} \cdot \mathbf{s}/\lambda = 2\pi\nu\tau_g = \omega\tau_g, \quad (4)$$

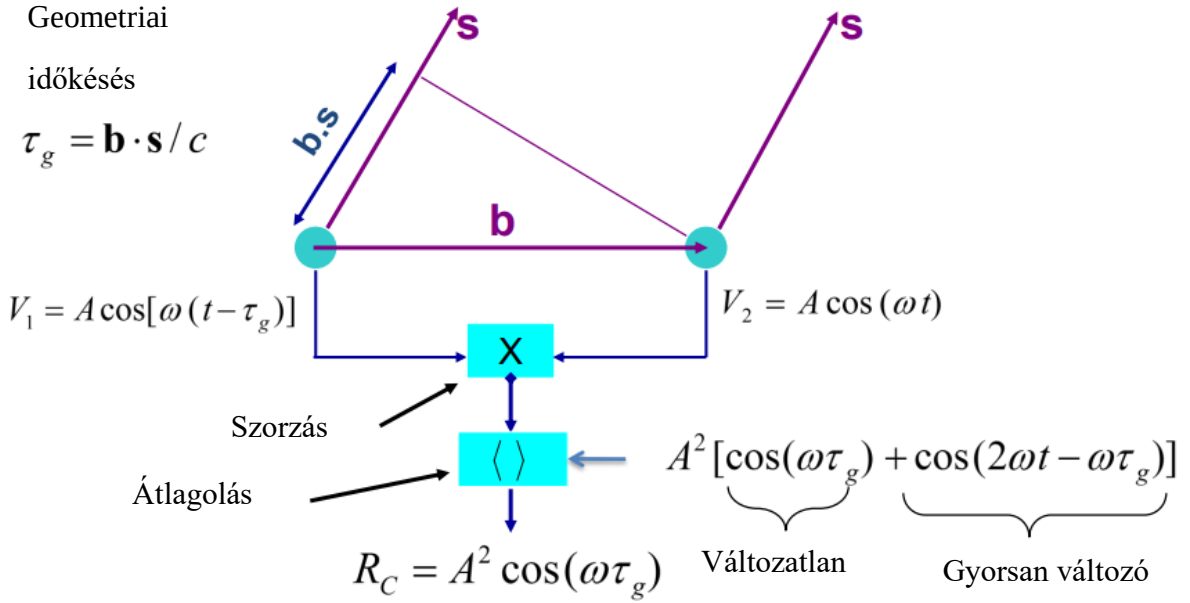
ahol λ a sugárzás hullámhossza, ω pedig a körfrekvenciája.

Az egyik antenna által mért feszültség tehát $V_2 = A \cos(\omega t)$, míg a másik által mért $V_1 = A \cos[\omega(t - \tau_g)]$, ahol ω a jel frekvenciája, A pedig az amplitúdója. Amelyeket összeszorozva és alkalmazva a szögfüggvények szorzatát kivonássá alakító képletet a következőt kapjuk:

$$V_1 V_2 = A^2 [\cos(\omega\tau_g) + \cos(2\omega t - \omega\tau_g)], \quad (5)$$

Itt megjelenik egy időfüggetlen és egy időfüggő tag. Átlagolást végezve a gyorsan változó időfüggő tag kiesik, a végeredményt jelölje $R_C = A^2 \cos(\omega\tau_g)$. Az $A^2 = P$ jelölést bevezetve és R_C -t átírva:

$$R_C = P \cos\left(2\pi \frac{\mathbf{b} \cdot \mathbf{s}}{\lambda}\right). \quad (6)$$



7. ábra. A két antennából álló rádió-interferométer sematikus rajza a 1.2.1. fejezetben említett jelölésekkel. *Kép forrása:*[29].

A szögfüggvény argumentumában levő kifejezés átírható, ha bevezetjük az $\mathbf{s}$ és $\mathbf{b}$ vektorok által bezárt szöget, ϱ -t:

$$\frac{2\pi \mathbf{b} \cdot \mathbf{s}}{\lambda} = 2\pi \frac{|\mathbf{b}|}{\lambda} \cos \varrho = 2\pi u \sin \varpi = 2\pi u l, \quad (7)$$

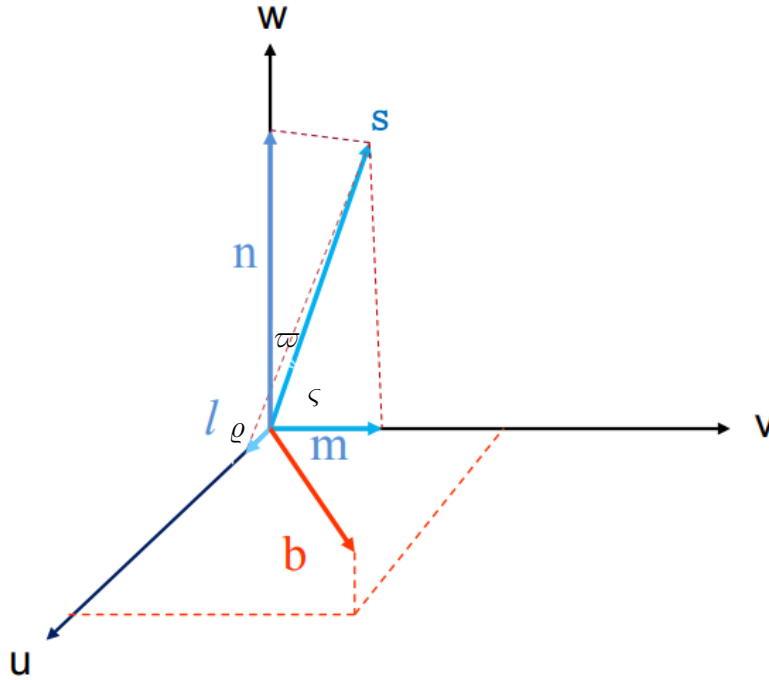
ahol bevezettük az l iránykoszinuszt, ami az $\mathbf{s}$ egységvektor vetülete (lásd 8. ábrát) és az $u = \frac{b}{\lambda}$ koordinátát, ami a bázishosszat adja meg hullámhossz egységeiben kifejezve.

Kiterjedt forrás esetén a beérkező jeleket integrálni kell, így a két antenna által mért értékek szorzatának átlaga:

$$R_C = \int \int I_\nu(\mathbf{s}) \cos(2\pi \nu \mathbf{b} \cdot \mathbf{s} / c) d\Omega, \quad (8)$$

ahol $I_\nu(\mathbf{s})$ az $\mathbf{s}$ irányból érkező ν frekvenciájú sugárzás intenzitása.

A 8. egyenlet összekapcsolja az általunk mérni kívánt intenzitáseloszlást, az $I_\nu(\mathbf{s})$ mennyiséget az interferométerrel ténylegesen mérhető R_C mennyiséggel. Azonban az $I_\nu(\mathbf{s})$ függvény, mint minden valós függvény felbontható egy páros és egy páratlan függvény összegére. A fenti kifejezés viszont az $I_\nu(\mathbf{s})$ függvénynek csak a páros részét adja vissza, mivel a koszinusz függvény egy páros függvény és egy valós függvényt páros függvénnyel szorozva csak a páros rész és a koszinusz szorzatát kapjuk vissza. Annak érdekében, hogy a fényességeloszlás-függvény páratlan részéről is legyen információnk, be kell vezetni egy szinuszos korrelátort. Vagyis a fenti kifejezésekben a $\cos$ függvényt $\sin$ függvényre cseréljük és így kapjuk az R_S interferométer-választ. A szinuszos korrelátor eléréséhez az egyik antennát elhagyó jelet a



8. ábra. Az (u,v,w) és az (l,m,n) koordináták kapcsolata. ρ , ζ , ϖ rendre az $\mathbf{s}$ egységvektor és az u , v , w tengelyek által bezárt szögek. Vagyis az l , m , n a forrásvektor tengely-irányú vetületei. *Kép forrása:*[31]

szorzás és átlagolás előtt 90° -os fázistolással látják el. Az R_C és R_S korrelátor-válaszokkal definiálhatjuk a komplex vizibilitást:

$$\mathcal{V} = R_C - iR_S = \mathcal{A}e^{-i\phi}, \quad (9)$$

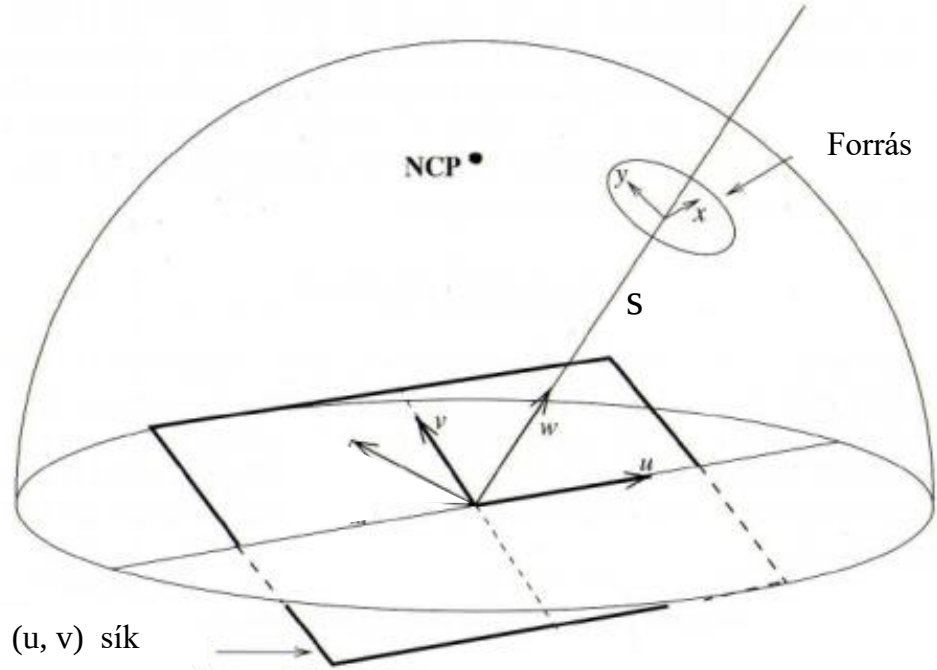
amelyet az Euler-formalizmussal általában $\mathcal{A}$ amplitúdó és ϕ fázis értékek segítségével adnak meg. Így a forrás fényességeloszlása és az interferométer válasza (a vizibilitás) közötti összefüggés az alábbi módon adható meg:

$$\mathcal{V}_\nu(\mathbf{b}) = \int \int I_\nu(s) e^{-2\pi i \nu \mathbf{b} \cdot \mathbf{s} / c} d\Omega. \quad (10)$$

Tehát a két mennyiség között egy Fourier-transzformáció teremt kapcsolatot.

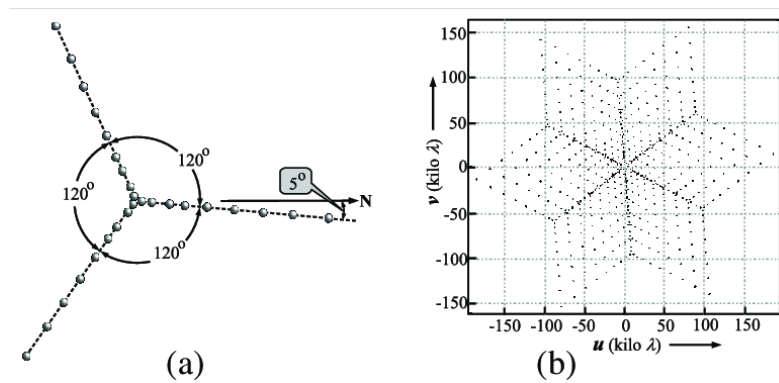
A bázisvonalvektorok leírására bevezethetünk egy (u, v, w) koordinátarendszert, az $\mathbf{s}$ egységvektor ilyen irányú komponenseit pedig jelölje (l, m, n) , ezek a korábban már említett, ún. iránykoszinuszok. A legáltalánosabban használt koordinátarendszer a fentebb bevezetett mennyiségekkel a következő: $\mathbf{w}$ a forrás irányába mutat, $\mathbf{u}$ keletre, $\mathbf{v}$ pedig az északi égi pólus (NCP) irányába. Így az (u, v) sík merőleges a forrás irányára (lásd 9. ábra).

A forrás vizsgálatához kellően jó mintavételezésre van szükség az (u, v) síkban, ez az úgynevezett (u, v) -lefedettség ((u, v) -coverage, lásd 10. ábra). Ugyanis a jobb mintavételezés azt jelenti, hogy több pontban ismerjük a vizibilitás-függvényt, így egyértelműbben visszaállítható belőle a forrás fényességeloszlása. A mintavételezés növelhető több antenna hálózatba



9. ábra. A legáltalánosabban használt (u, v, w) koordinátarendszer. A $\mathbf{w}$ vektor a forrás irányába mutat, $\mathbf{u}$ keletre, $\mathbf{v}$ pedig az északi égi pólus (NCP) irányába. Az $\mathbf{u}$ és $\mathbf{v}$ vektorok feszítik ki az ún. (u, v) síkot. Az $\mathbf{s}$ vektor a forrás irányát jelöli. *Kép forrása:*[32]

kapcsolásával, illetve a Föld forgásának felhasználásával (*Earth Rotation Synthesis* [33]). Hiszen minden bázisvonal a Föld forgása miatt 24 óra alatt egy ellipszist rajzol ki az (u, v) síkon.



10. ábra. (a) A Very Large Array (VLA) amerikai teleszkóphálózat konfigurációja 27 teleszkóppal. (b) Az ehhez tartozó (u, v) lefedettség egy pillanatképe. *Kép forrása:*[34]

A fényesség valós volta miatt egy vizibilitás értékhez annak komplex konjugáltját is megkapjuk: $\mathcal{V}(u, v) = \mathcal{V}^*(-u, -v)$.

1.2.2. A nagyon hosszú bázisvonalú interferometria

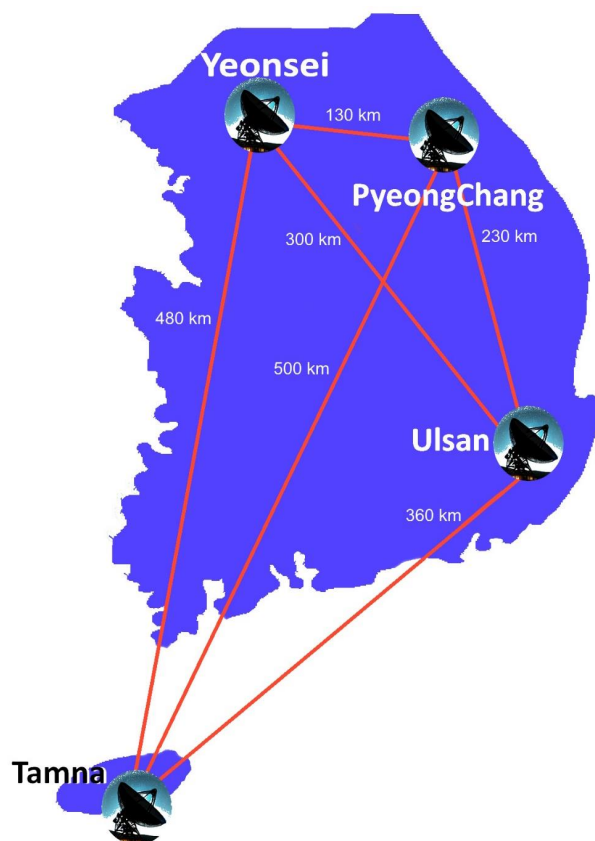
A nagyon hosszú bázisvonalú interferometria (*Very Long Baseline Interferometry, VLBI*) esetén az antennák független, nem összekapcsolt rendszerként működnek. Viszont a nagy távolságok miatt az egyes antennák feletti légkör állapota nagymértékben különböző, a légköri zavarok tehát egymástól függetlenek. A csillagászatban a legfinomabb szögfelbontást ma ezek a rendszerek valósítják meg (cm-es hullámhosszokon akár az ezredívmásodperces értéket is elérve). Jelen dolgozat szempontjából a legfontosabb VLBI hálózatok az Európai VLBI Hálózat (*European VLBI Network, EVN*) és a Koreai VLBI Hálózat (*Korean VLBI Network, KVN*).

Az EVN 23 állomással rendelkezik (lásd 11. ábra), ahol az antennák átmérője 10 és 100 méter között mozog. A 0.3 – 43 GHz-es frekvenciatartományban végzi a megfigyeléseket. A leghosszabb bázisvonal hossza ~ 8000 km. Évente körülbelül 3 hónapot üzemel [35].



11. ábra. Az EVN VLBI hálózat teleszkópjainak elhelyezkedése. *Kép forrása:*[36]

A KVN Dél-Koreában található, 4 rádióantennából áll (lásd 12. ábra), amelyek a 22 – 129 GHz-es tartományban végeznek méréseket [35].



12. ábra. A KVN VLBI hálózat teleszkópjainak elhelyezkedése. *Kép forrása:*[37]

2. A vizsgált objektum és a motiváció

Az általam vizsgált objektum a QSO J1606+3124 jelű kvazár. A J2000-res epochára vonatkozó koordinátái: rektaszценzió, $16^{\text{h}} 06^{\text{m}} 08.51837827^{\text{s}}$, és deklináció, $+31^{\circ} 24' 46.4577593''$ [38]. Látható tartományban nagyon halvány objektum [23] (látszó magnitúdója R szűrővel: $m_{\text{R}} = 22.56$ [39]). Az objektum spektroszkópiai vöröseltolódása $z = 4.56$ [39]. A jelenleg elfogadott sötét energiát (Λ) és hideg sötét anyagot (*Cold Dark Matter*, *CDM*) tartalmazó Λ CDM kozmológiát feltételezve, ahol a Hubble-konstans értéke: $H_0 = 70 \text{ km/s/Mpc}$, és a sötét energiára, és az anyagra a kozmológiai sűrűségparaméter értéke rendre $\Omega_{\Lambda} = 0.73$ és $\Omega_{\text{m}} = 0.23$, az általunk detektált sugárzás kibocsájtásakor az Univerzum tizedennyi korú volt (1.36 Gyr [40]). Ilyen paraméterek mellett egy ívmásodperc szög méret 6.789 kpc lineáris méretnek felel meg [40].

A jelen munkában részletezett vizsgálatok fontosak, ugyanis adott térrészben megfigyelhető blazárok számából, bizonyos feltételezések mellett, illetve véletlenszerű irányítottságot feltételezve a rádióhangos AGN-ek esetében, durván megbecsülhető a térrészben található összes rádióhangos aktív galaxismag száma. Azonban nagy távolságokban ezek az objektumok halványabbak, nehezebben detektálhatók. Ezekben az esetekben a nagyenergiás (pl. röntgen) spektrumuk alapján osztályozzák a rádióhangos aktív galaxismagokat. Viszont vannak arra utaló jelek, hogy félreklasszifikáció is előfordul. Ezért érdemes ezeket az objektumokat nagy szögfelbontással, VLBI technikával is megfigyelni.

A célom tehát egy ilyen, nagy vöröseltolódású CSO jelölt klasszifikációja.

2.1. A vizsgált kvazár ismert tulajdonságai

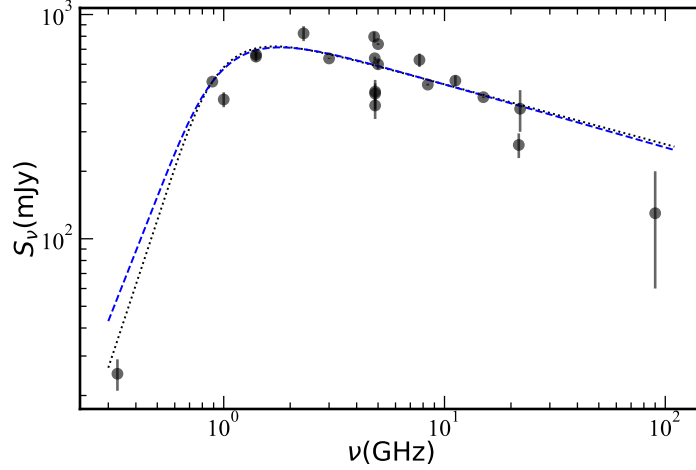
A QSO J1606 + 3124 jelű kvazár KVN-nel mért fluxussűrűsége 21.7 GHz -en: $0.38 \pm 0.08 \text{ Jy}$ [41]. A Very Large Array (VLA) 8.4 GHz -en $\sim 486.8 \text{ mJy}$ -t mért a fluxussűrűsége [42], a Very Long Baseline Array (VLBA) 5 GHz -en pedig $\sim 738.1 \text{ mJy}$ -t [43]. A forrás ezredívmásodperces skálán kompakt, a VLBI kalibrátorok [44] közé tartozik.

Röntgenmegfigyelések során a hasonló vöröseltolódású kvazárokhoz képest ultraibolya és lágy röntgen hiányt mutat. A teljes égboltot felmérő infravörös *Wide-field Infrared Survey Explorer* (*WISE*) űrtávcső által mért színindexek alapján ($W2 - W3 = 3.81$) árnyékolt forrás [45]: a $W2 - W3 = 3.3$ érték választja el az árnyékolt és a nem-árnyékolt AGN-eket [46], az anyagaxisban található nagymennyiségű por és gáz leárnyékolja az aktív galaxismagokat, nehezebbé téve a detektálásukat, különösen nagy vöröseltolódásoknál [47]. Röntgenmérések szerint az oszlopsűrűség 10^{24} cm^{-2} , ami Compton-vastag [48] (Compton-vastag AGN-ekre az oszlopsűrűség $> 1.5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-2}$ [49]).

A QSO J1606 + 3124 jelű kvazárt mind gigahertzes csúcsos spektrumú (*gigahertz peaked-spectrum*, *GPS*) galaxisként [23, 50], mind FSRQ-ként is osztályozták [39]. A két, eltérő kategóriába sorolás magyarázata lehet az eltérő megfigyelési frekvencia vagy a különböző időpontokban végzett megfigyelések között eltelt idő alatti változékonyság [47]. An és mtsai a forrást nagy vöröseltolódású rádió galaxisként (*high-redshift radio galaxy*, *HzRG*) osztályozták.

Az objektum említett csúcsos rádióspektruma régóta ismert [51], ez látható a 13. ábrán. Az elmúlt 30 évben több kutatócsoport különböző rádiómérések felhasználásával határozta meg a spektrum csúcsát. Ezek pár GHz körüli értéknek adódtak, a legfrissebb spektrum

illesztésből kapott érték: 1.8 ± 0.1 GHz. Ez az érték a megfigyelő rendszerében érvényes. A forrás sajátrendszerében ez a frekvencia a 13. képlet alapján ~ 10 GHz-nek felel meg. A spektrumban $0.1 - 10$ GHz-es tartományban megfigyelhető csúcs a CSO-kra jellemző, ahol a csúcs frekvenciaértéke összefüggésben áll a forrás kompaktságával [21]. A hasonló csúcsfrekvenciával jellemezhető objektumokat magas frekvenciás forrásoknak (*high-frequency peaker*, *HFP*) nevezik [52].



13. ábra. A QSO J1606 + 3124 jelű kvazár rádióspektrumának megillesztése a NED adatbázisban szereplő frekvencia és fluxussűrűség értékek alapján. A kék szaggatott vonalas illesztés esetén az emelkedő görbeszakasz meredeksége rögzített ($\alpha = 2.5$), a fekete pontozott vonalas illesztés esetén a görbe ezen szakaszának meredeksége szabad paraméter. *Kép forrása:*[47].

A forrás 2.2, 4.8, 8.3 GHz frekvenciákon a CSO-kra jellemző struktúrát mutat [53].

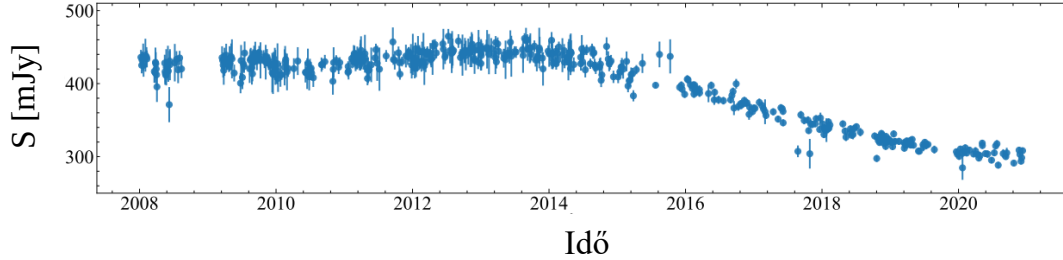
A 8.4 GHz-es frekvencián készült VLBI méréssel feltérképezett struktúrát négy komponenssel sikerült megilleszteni (lásd 23. ábra), amelyek közel egy egyenesre esnek, $\sim -17^\circ$ pozíciószöggel, és az egész szerkezet vetített kiterjedése ~ 56 pc [47]. A 8.4 GHz-es és a 2.3 GHz-es mérési adatokból a két fő komponensre kapott spektrálexponens a modellillesztés alapján: $-0.46 \leq \alpha_S \leq -0.66$ és $-1.05 \leq \alpha_N \leq -1.10$.

Az Owens Valley Radio Observatory (OVRO) 40 m átmérőjű rádióteleszkópjával 2008. év elejétől 2020 szeptemberéig, 6 napos időfelbontással 15 GHz-en végzett mérésekből származó fénygörbe vizsgálatával An és mtsai meghatározták a forrás változékonyságát. A fénygörbe a 14. ábrán látható. Két időszakban nem volt mintavételezés: 2008 júniusa és 2009 februárja, valamint 2019 júniusa és 2020 januárja között. A változékonyság leírásához a modulációs indexet ($\mathfrak{V}$) és a statisztikai szignifikanciát (η) használták [54]:

$$\mathfrak{V} = \frac{1}{\overline{S}} \sqrt{\frac{n}{n-1} (\overline{S^2} - \overline{S}^2)} \quad (11)$$

$$\eta = \frac{n}{n-1} \left(\frac{\overline{wS^2}}{\overline{w}} - \frac{\overline{wS}^2}{\overline{w}} \right). \quad (12)$$

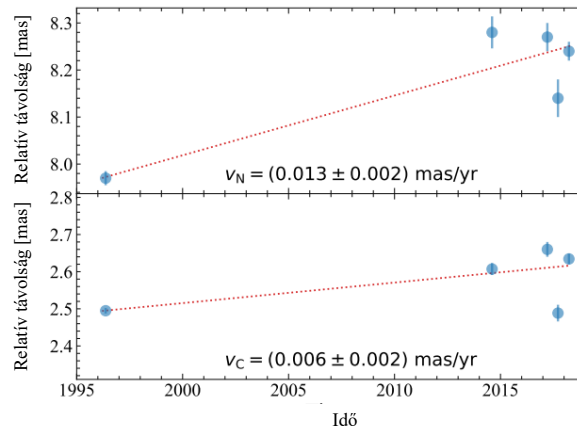
A 11. és 12. képletekben n az adatpontok száma, S a fluxussűrűség, a felülvonás az átlagot jelenti, w_i az adott mérés hibájának négyzetes reciproka. A kapott értékek ($\mathfrak{V} = 0.03$, $\eta = 1.5$) alapján a változékonyság csekély (erősen változó forrásra: $\mathfrak{V} > 0.51$, $\eta > 5.53$ [54]) Ezek alapján rádiótartományban, 15 GHz-en gyengén változó, vagy nem-változó forrás [47].



14. ábra. A QSO J1606 + 3124 fénygörbéje a 40 méteres Owens Valley Radio Observatory mérései alapján, 15 GHz-en. *Kép forrása:* [47]

A legfényesebb komponenshez, S-hez viszonyítva, a különböző időpontokban végzett mérések modellillesztéséből lineáris regresszióval meghatározták a komponensek mozgását (lásd 15. ábra). Az így kapott értékek: $\mu_{N-S} = 0.013 \pm 0.002$ mas/év és $\mu_{C-S} = 0.006 \pm 0.002$ mas/év. A sebességértékek pozitív volta arra utal, hogy mindkét komponens távolodik az S referenciaponttól. A szerzők feltételezik, hogy a rádiómag pozíciója a C és az S komponensek között található, amely ha igaz, akkor a jetek hosszának arányából a rálátási szög $\geq 28^\circ$ [47]. A forró foltok látszó sebessége $\beta_{app} \sim 0.8c$, ami alapján a tényleges jetsebesség $(0.6 - 0.8)c$ közötti, tehát enyhén relativisztikus [47].

An és mtsai kinematikai korbecslést végeztek a forró foltok szögtávolsága és a szeparációs sebesség alapján, melyre ~ 3600 év adódott az objektum sajátrendszerében, vagyis az objektum fiatal rádióforrás [47].



15. ábra. A 8 GHz-en detektált N és C komponensek távolodási sebessége az S komponenstől. *Kép forrása:*[47]

3. A VLBI mérés

A QSO J1606 + 3124 jelű kvazár rádió-interferometriás méréseihez az EVN és a KVN 14 antennáját vették igénybe, azonban az egyik koreai antenna (Ulsan, rövidítése Ku) nem vett részt a mérésben. Így a 91 lehetséges bázisvonal száma 78-ra csökkent. Az antennák elhelyezkedését a 16. ábra mutatja. Az antennák neve, azok rövidítése és átmérőjük az 1. táblázatban szerepel.

Antenna neve	Kód	Ország	Átmérő [m]
Effelsberg	Ef	Németország	100
Jodrell Bank	Jb	Egyesült Királyság	25
Medicina	Mc	Olaszország	32
Noto	Nt	Olaszország	32
Onsala	O6	Svédország	20
Toruń	Tr	Lengyelország	32
Yebes	Yb	Spanyolország	40
Sveltoe	Sv	Oroszország	32
Zelenchukskaya	Zc	Oroszország	32
Badary	Bd	Oroszország	32
Sardinia	Sr	Olaszország	64
Tamna	Kt	Koreai Köztársaság	21
Yonsei	Ky	Koreai Köztársaság	21
Ulsan	Ku	Koreai Köztársaság	21

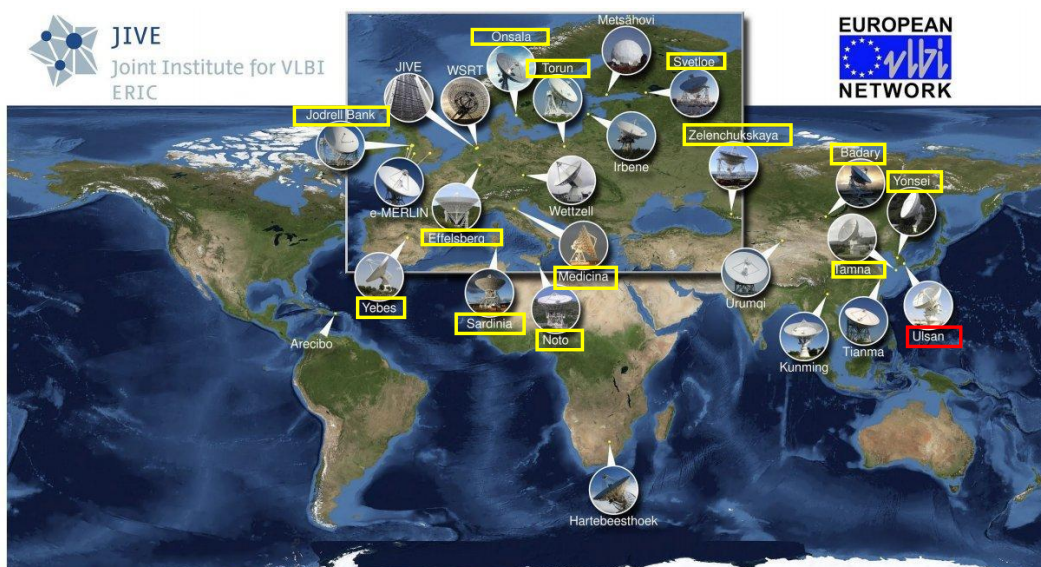
1. táblázat. A méréshez igényelt antennák neve, azok rövidítése, elhelyezkedése és a tányér átmérője [55]. A koreai Ulsan (Ku) antenna végül nem vett rész a megfigyelésben technikai problémák miatt.

A mérést 2018. június 10-én végezték, a forráson töltött idő 23251 másodperc volt, a névleges frekvencia 22 GHz, a középfrekvencia értéke 22.235 GHz.

A forrás sajátrendszerében ez a frekvencia a 13. képlet alapján

$$\nu_{\text{emit}} = (1 + z)\nu_{\text{obs}}, \quad (13)$$

ahol ν_{emit} és ν_{obs} rendre az objektum által kibocsájtott és az általunk megfigyelt frekvencia, $\nu_{\text{emit}} = 123.63 \text{ GHz}$ -nek felel meg.



16. ábra. Az EVN teleszkópok elhelyezkedése. Sárga téglalappal jelölve a használt teleszkópok. A piros téglalap a megigényelt, de mérésben részt nem vevő teleszkópot jelöli. *Kép forrása:*[56].

IF	Középfrekvencia [GHz]
01	22.1797
02	22.1952
03	22.2117
04	22.2272
05	22.2437
06	22.2592
07	22.2757
08	22.2912

2. táblázat. A köztes frekvenciák (*IF*-ek) és a hozzájuk tartozó középfrekvenciák értékei GHz egységekben megadva.

A mérés teljes sávszélessége 0.12 GHz volt, ami nyolc sávra, úgynevezett köztes frekvenciára (*Intermediate Frequency, IF*) volt osztva, egyenként 16.67 MHz sávszélességgel. Minden köztes frekvencia 32 csatornából állt, melyek mindegyikének sávszélessége 0.52 MHz volt.

4. Adatfeldolgozás

A rádió-interferométeres adatok térképezéséhez a DIFMAP szoftvert vettem igénybe [57]. A térképezés általános folyamatát az alábbi referenciák segítségével ismertetem: [58, 59, 60, 61, 62].

4.1. A CLEAN algoritmus

Ahhoz, hogy a mérési adatokból képet lehessen előállítani, a vizibilitások inverz Fourier-transzformációjára és dekonvolúcióra van szükség. Utóbbira a Högbom által 1974-ben javasolt CLEAN algoritmus [58] egy elterjedt eljárás, mely azzal az *a priori* feltételezéssel él, hogy az intenzitás-eloszlás pontforrások összegeként adódik, illetve feltételezi, hogy a látómezőben csak a vizsgált objektum van.

Először meg kell határozni a térkép-, illetve a pixelméretet, hogy ezek alapján interpolálhatóak legyenek a $\mathcal{V}(u, v)$ vizibilitások. Ezt követően gyors Fourier-transzformációval (*FFT*) előáll az úgynevezett piszkos térkép (*dirty map*), $T^D(x, y)$, ami a valós intenzitás-eloszlás, $T(x, y)$ és a piszkos nyaláb (*dirty beam*), $b(x, y)$ konvolúciója, ahol $b(x, y)$ az (u, v) -lefedettség Fourier-transzformáltja. A CLEAN algoritmus a következő lépésekből áll:

1. A piszkos térképen a legfényesebb pixel, I_0 azonosítása, mint pontforrás.
2. A pontforráshoz tartozó intenzitás relatíve kis százalékanak (ez a szorzófaktor általában $\xi = 0.1$) konvolválása a piszkos nyalábbal, majd kivonása a piszkos térképből. Az ezután visszamaradt térképre maradványtérképként (*residual map*) hivatkozunk.
3. A pontforrás koordinátáinak és a ξI_0 szorzatnak hozzáadása a pontforráskomponensek (*clean components*) listájához.

A CLEAN algoritmus ezeket a lépéseket ismétli, minden iterációnál a piszkos térképet az előző iteráció maradványtérképével helyettesíti. A ciklus addig folytatódik, míg egy előzőleg meghatározott megállási feltétel nem teljesül. Ez lehet a parancs lefuttatásakor definiált maximális clean komponensek számának elérése, vagy maximális iteráció száma, vagy a maradványtérképen a csúcshintenzitás zajszinthez képest jelentéktelenné vállása.

A visszaállított (*restored/clean*) térképet a pontforrás komponenseket egy ideális (*clean*) nyalábbal konvolválva és az eredményhez a végső maradványtérképen lévő zajt hozzáadva kapjuk.

4.2. Önkalibráció

Önkalibrációra azért van szükség VLBI mérések esetén, hogy az antennákhoz kötődő amplitúdó és fázishibákat kiküszöböljük. Ugyanis az i és j antenna által mért vizibilitás:

$$\tilde{\mathcal{V}}_{ij} = \tilde{\mathcal{A}}_{ij} e^{i\tilde{\phi}_{ij}(t)}, \quad (14)$$

ahol $\tilde{\mathcal{A}}_{ij}$ a mért vizibilitás-amplitúdó, $\tilde{\phi}_{ij}$ pedig a mért vizibilitás-fázis. Így minden vizibilitásmérésnél felmerülhet egy amplitúdó- és egy fázishiba (például a teleszkópok feletti eltérő

légköri tulajdonságok miatt, lásd 17. ábra), amelyek a bázisvonalat alkotó antennáktól származnak. Így az ij bázisvonalon mért vizibilitás-fázisra a következő adódik:

$$\tilde{\phi}_{ij}(t) = \phi_{ij}(t) + \vartheta_i(t) - \vartheta_j(t). \quad (15)$$

Ahol $\tilde{\phi}_{ij}(t)$ a mért, $\phi_{ij}(t)$ pedig a valós vizibilitás-fázis, $\vartheta_i(t)$ és $\vartheta_j(t)$ pedig az egyes teleszkópoktól származó fázishiba. Ez bármely bázisvonalra felírható. Ha három mért vizibilitás-fázisra felírjuk a 15. egyenletet és összeadjuk ezeket, akkor a következő egyenletre jutunk:

$$\begin{aligned} \tilde{\phi}_{ij}(t) + \tilde{\phi}_{jk}(t) + \tilde{\phi}_{ki}(t) = \\ \phi_{ij}(t) + \vartheta_i(t) - \vartheta_j(t) + \phi_{jk}(t) + \vartheta_j(t) - \vartheta_k(t) + \phi_{ki}(t) + \vartheta_k(t) - \vartheta_i(t) = \\ \phi_{ij}(t) + \phi_{jk}(t) + \phi_{ki}(t) + (\vartheta_i(t) - \vartheta_i(t)) + (\vartheta_j(t) - \vartheta_j(t)) + (\vartheta_k(t) - \vartheta_k(t)) = \\ \phi_{ij}(t) + \phi_{jk}(t) + \phi_{ki}(t), \end{aligned} \quad (16)$$

ahol megfigyelhetjük, hogy az egyes antennákhoz tartozó fázishibák kiejtik egymást, így ezt a technikát alkalmazva pusztán a valós vizibilitás-fázist kapjuk vissza. A fenti, 16. egyenletben szereplő mennyiséget „zárófázisnak” (*closure phase*) nevezik, és legalább 3 antennára van szükség a használatához, mint az a 16. képletből is látszik. Így egy N elemből álló hálózatra $(N-1)(N-2)/2$ független ilyen mennyiség van, ahogy azt a 18. ábra is szemlélteti.

Azonban nem csak fázishibákat hordozhatnak a vizibilitás mérések, hanem amplitúdóhibákat is. A vizibilitás-amplitúdók hibái az úgynevezett „záró amplitúdó” (*closure amplitude*) alkalmazásával küszöbölhetők ki, amelyeket négy antennából álló zárt hurokra lehet definiálni.

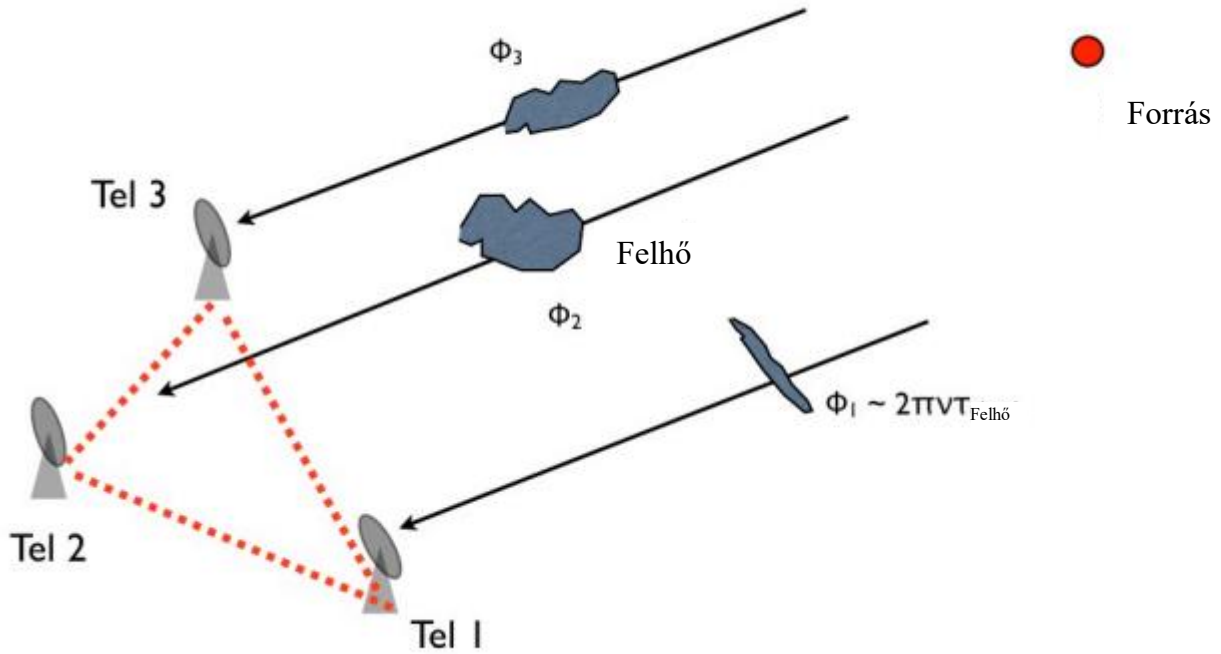
A fentiekből látható, hogy fázis-önkalibrációhoz minimum 3, míg amplitúdó-önkalibrációhoz minimum 4 antenna szükséges.

4.3. Hibrid térképezés

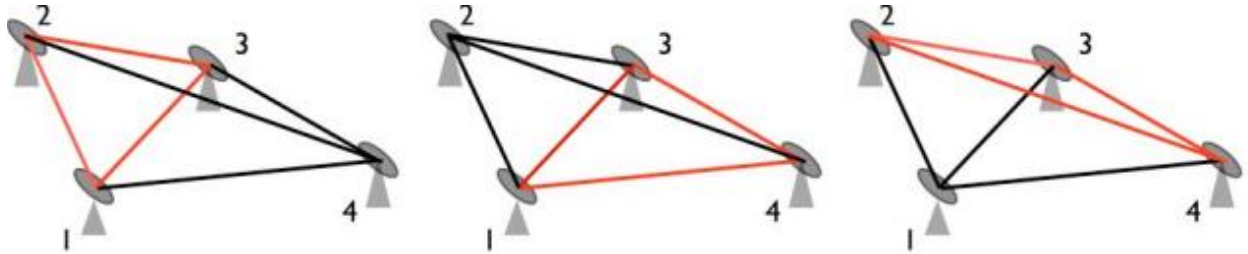
A rádió-interferométeres mérésekből, különösen a VLBI mérésekből, a képalkotás hibrid térképezéssel történik. Ezen eljárás során a 4.1. és a 4.2. fejezetekben leírt CLEAN térkép készítés és önkalibráció párhuzamosan történik.

Tehát a fentebb említett CLEAN algoritmus lépései kiegészülnek a következőkkel:

- A CLEAN algoritmussal létrehozott első, kezdeti modellt használva végzünk fázis-önkalibrációt. Az így kalibrált adatok segítségével a modellt tovább finomíthatjuk, amely segítségével újabb fázis-önkalibrációt végzünk. Ezt a ciklust ismétljük mindaddig, amíg a zajszintet jelentősen meghaladó fényességű terület látható a maradványtérképen.
- Ha már fázis-önkalibrációval az adatok tovább nem javíthatók, amplitúdó-önkalibrációt végzünk. Először a mérés hosszának megfelelő nagy időintervallumra, ami a konstans vagy lassan változó amplitúdóhibákat korrigálja.
- Ezután a CLEAN modellt (ha lehetséges) tovább finomítjuk, és egyre rövidebb időintervallumokra végzünk további amplitúdó-önkalibrációs lépéseket, mindaddig, míg már a modell esetében nem tapasztalunk további javulást az adatokon. Amit a gyakorlatban az jelez, hogy a maradványtérkép legfényesebb pixelének értéke nem haladja meg a zajszint örszörösét.



17. ábra. Egy három teleszkópból álló hálózat esetén a nagy távolság miatt a légkörben megjelenő zavaró hatások (pl. felhőzet) következtében más-más fázishibák jelennek meg az egyes állomásokon mért adatokban. *Kép forrása:*[63].



18. ábra. Egy 4 antennából álló hálózatra $(N - 1)(N - 2)/2 = 3$ független záró fázis definiálható. *Kép forrása:*[63].

4.4. A vizibilitásadatok súlyozása

A fejezet [59, 60] alapján készült.

Két fő súlyozási formát használnak általában a térképezésnél, ezek a természetes súlyozás (*natural weighting*) és az egységes súlyozás (*uniform weighting*).

Természetes súlyozásnál a zaj-variancia reciprokával skálázzuk a vizibilitásokat. $W(u, v) = \frac{1}{\sigma^2(u, v)}$, ahol $W(u, v)$ a súlyfüggvény, ami a mintavételezést módosítja, $\sigma(u, v)$ pedig a zaj-variancia. Így érhető el a legalacsonyabb zajszint, tehát így lehetünk a legérzékenyebbek a pontforrások detektálására. A rövid bázisvonalak nagyobb súlyt kapnak, ami a valóságban a kiterjedtebb területek túlsúlyozását jelenti, ami viszont csökkenti a felbontást.

Egységes súlyozásnál a súlyfaktor egy adott cellán belüli vizibilitások számának reciprokaival arányos. Így tehát nem súlyozzuk le a hosszabb bázisvonalakat, emiatt kompaktabb struktúrákat is detektálhatunk, a szögfelbontás finomabb, mint a természetes súlyozás esetén. Viszont ez a súlyozás nagyobb zajszintet is eredményez.

4.5. Hibrid térképezés a gyakorlatban

Az EVN hollandiai Dwingelooban található központja biztosítja az adatok automatikus előzetes kalibrálását. Mind a kalibrált, mind a nyers adatok elérhetők a megfigyelést kezdeményező kutatóknak.

Én a kalibrált adatsorral foglalkoztam, amelynél a ionoszférikus és troposzférikus korrekciók megtörténtek, valamint az antennák magasságfüggő érzékenysége és rendszerhőmérsékletére már elvégezték a korrekciókat.

Első lépésként az adatokat megvizsgáltam és az átlagtól nagy szórást mutató vizibilitáspontokat töröltem. Ez alig 2 százaléka volt az összes adatnak. Ezekután kezdtem el a hibrid térképezés folyamatát, melyhez a fentebb említett természetes súlyozást választottam.

A térkép méretét $1024 \text{ pixel} \times 1024 \text{ pixel}$ méretűnek választottam. A DIFMAP [57] által javasolt ideális cellamérethez ($0.0749 \text{ mas} \times 0.0749 \text{ mas}$) hasonló, $0.05 \text{ mas} \times 0.05 \text{ mas}$ cellaméretet állítottam be. Valamint a megjelenített térkép határait kisebbre vettem, hogy ne kelljen minden alkalommal belenagyítani a képbe és a struktúrák könnyebben kivehetőek legyenek.

A 4.3. fejezetben részletezett *hibrid térképezés* első fázisa során a következő iterációt ötször hajtottam végre:

- A legfényesebb pixel megkeresése a térképen a DIFMAP `peakwin` parancsával, majd a térkép megjelenítésével megnéztem, hogy ez az elvárásoknak megfelelő helyen van-e (a térkép közepén). Majd definiáltam egy ablakot a legfényesebb pixel köré, hogy a CLEAN algoritmus csak ezen belül keressen pontforrás komponenseket.
- Meghatároztam a jel/zaj arányt (SNR). Amely ha meghaladta az 5σ értéket, akkor futtattam egy CLEAN ciklust, 100 iterációval, 0.05 szorzófaktorral.
- Megvizsgáltam a maradványtérképet és a kapott pontforrás modellt. Az esetlegesen megjelenő, fizikailag nem értelmezhető komponenseket (például negatív intenzitásértékű pontforrás) eltávolítottam. Az így kapott modell segítségével végrehajtottam a fázis-önkalibrációt.

Ötször 100 iterációt követően már nem volt szükség több CLEAN-elésre. Egyrészt a maradványtérkép jel/zaj aránya elérte az 5σ értéket. Másrészt a szimmetrikus struktúra a vizibilitástér nem megfelelő mintavételezéséből adódó, a valóságnak nem megfelelő, csupán a térképezés során megjelelő műtermékre utalt. Az így felépített pontforrás modellem össz fluxussűrűsége $\sim 0.15 \text{ Jy}$ volt.

Ezt követően az antennák általános amplitúdó korrekciós faktorait állapítottam meg (időfüggetlen amplitúdó-kalibráció), mely során cél volt, hogy a korrekciók úgy legyenek normálva, hogy megőrizték az aktuális fluxust. A legtöbb antennára és IF-re ez 1.00 körüli értéknek adódott, tehát nem volt szükség jelentős mértékű időfüggetlen amplitúdó-kalibrációra. Ez alól

kivételt képeztek a koreai antennák, ugyanis ezekre átlagosan (a 8 IF-re átlagolva) Tamna esetén ~ 0.7 , még Yonsei esetén ~ 0.85 körüli korrekciós faktorok adódtak.

Az időfüggetlen amplitúdó-kalibráció hatására a maradványtérképen újra jelentős (a zajszint ~ 10 -szeresének megfelelő) intenzitásmaximumok jelentek meg, ezért újra elvégeztem a fenti iterációt, így az eddig kinyert fluxussűrűség értéke ~ 0.16 Jy-re növekedett.

Ezután az időfüggő amplitúdó korrekciós faktorok meghatározásával folytattam. Az amplitúdó-önkalibráció során először 400 perces időintervallumot állítottam be, majd folyamatosan feleztem az intervallumok hosszát, melyekre a korrekciót számoltam, egészen 1 percig. Az első ilyen kalibrációt követően azonban a Yonsei antenna súlyfaktorát lerögzítettem (ugyanis több kísérlet során kiderült, hogy az antenna amplitúdóit nem lehet önkalibrációval a többi antennával konzisztens módon javítani), így a további önkalibrációk során az antenna komplex súlyfaktora már nem változhatott. Az amplitúdó önkalibrációval párhuzamosan szintén végrehajtottam a fent részletezett ciklust. Amennyiben a jel/zaj arány a maradványtérképen meghaladta az 5σ értéket, valamint a legfényesebb pixel helye a várakozásnak megfelelt, újabb CLEAN ciklust indítottam.

A 1 perces intervallumokra futtatott amplitúdó-önkalibrációt követően természetes súlyozás mellett a maradványtérkép jel/zaj aránya megközelítette az 5σ értéket, így a hibrid térképezést befejezettnek tekintettem. Ekkor a pontforrás modell össz fluxussűrűsége ~ 0.18 Jy-nek adódott.

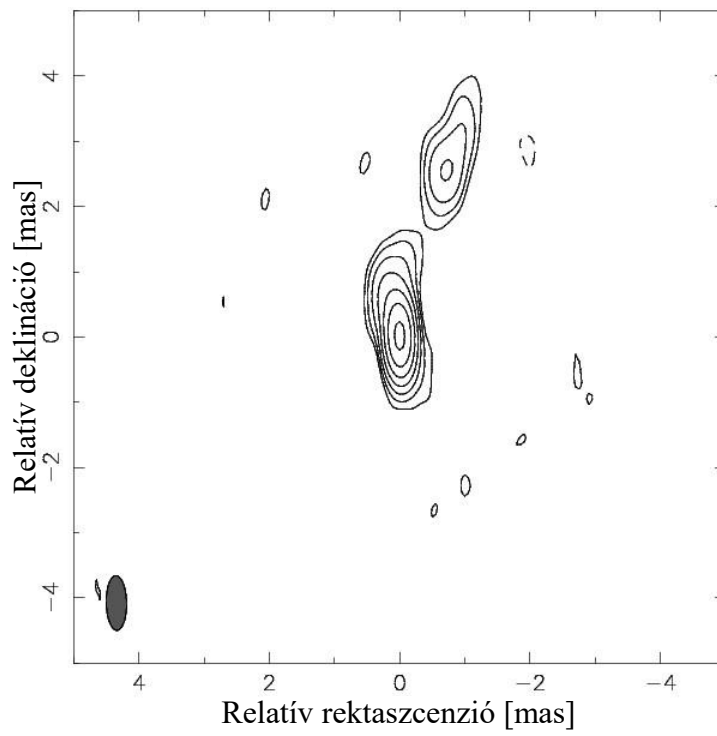
Ezt követően készítettem egy „*deep clean* térképet” (lásd 19. ábra), amihez először *deep clean*t végeztem, vagyis nagy iterációs számmal, azonban kis szorzófaktorral futtattam egy CLEAN-t, az ablakok eltávolítása után. Majd a térképen megjelenítendő legalsó kontúr értékét állítottam be a maradványtérkép zajszintjének négyszeresére (-0.0017 Jy/nyaláb). A további kontúrok értéke kettes faktor szerint növekszik, a térképen a pozitív kontúrok folytonos, a negatív kontúrok szaggatott vonallal jelennek meg.

4.6. Modellillesztés

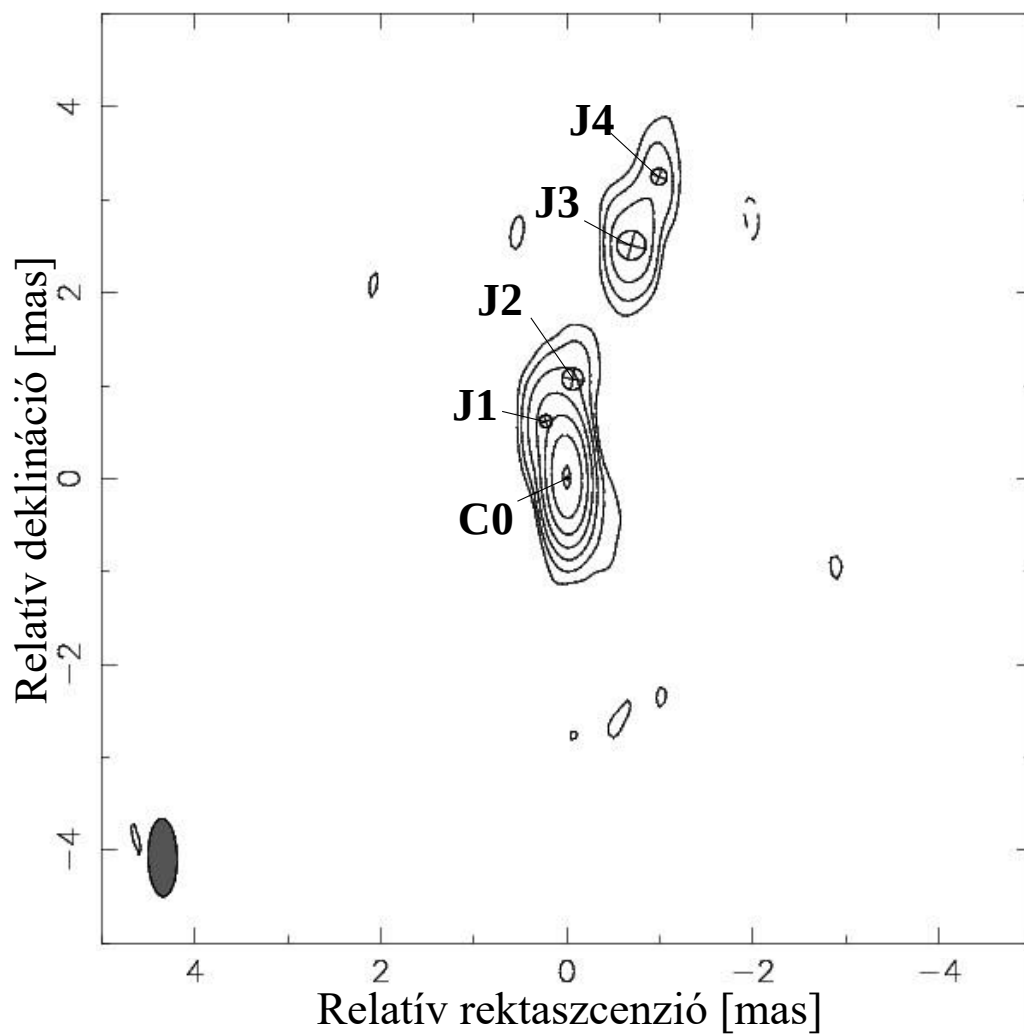
Miután a pontforrás komponensek segítségével elkészült a térkép, és rendelkezésre állt az önkalibrált adatsor, a forrás fényességeloszlásának kvantitatív leírásához a vizibilitások két-dimenziós Gauss-görbével való modellezését végeztem el. Ehhez először a meglévő modellkomponenseket letöröltem, majd a kalibrált adatsorból készült piszkos térképen bejelöltem a kívánt komponens pozícióját. Itt választani lehetett köralapú és ellipszisalapú komponensek közül. Köralapú komponenst definiáltam az intenzitásmaximum köré, majd elindítottam a modellillesztést. Az illesztett Gauss-komponens paraméterei a következők: fluxussűrűség [Jy], a komponens pozíciója: radiális távolság [mas] és pozíciószög északról kelet felé mérve [$^\circ$], a komponens nagytengelyének mérete [mas] és ehhez viszonyítva a kistengely aránya, valamint a nagytengely pozíciószöge, északról kelet felé mérve [$^\circ$]. A program ezeket az illesztési paramétereket változtatja az iterációk során, és közben figyeli, hogyan változik az illesztés jósága, vagyis a redukált χ^2 . Az illesztést 15 iterációig futtattam, hogy stabil modellt kapjak. Ezek után a maradványtérképen további jelentős ($> 5\sigma$) emisszió volt látható, ezért további komponensek definiálására volt szükség. Végül újrafuttattam az illesztést, immáron mind az 5 definiált komponensre.

Végül szintén készítettem egy visszaállított térképet, ezúttal a Gauss-komponensekkel, ez látható a 20. ábrán. Az alsó kontúr értékét szintén a zajszint négyszeresére választottam, és

a kontúrok értéke ismételtén kettes faktorral növekszik.



19. ábra. A QSO J1606+3124 jelű kvazár 22 GHz-es, EVN térképe, természetes súlyozással. A legfényesebb pixel értéke: 0.134 Jy/nyaláb, a legalsó pozitív kontúr a zajszint négyszerese 0.0017564 Jy/nyaláb, a kontúrok értéke 2-es szorzóval növekszik. A bal alsó sarokban található szürke ellipszis reprezentálja a visszaállító nyalábot, mely FWHM-ának mérete $0.841 \text{ mas} \times 0.311 \text{ mas}$, a nagytengely pozíciósöge 1.14° .



20. ábra. A QSO J1606+3124 jelű kvazár 22 GHz-en, 5 köralapú Gauss-komponens illesztéséből kapott, természetes súlyozású EVN térképe. A legfényesebb pixel értéke: 0.134 Jy/nyaláb, az alsó kontúr a zajszint négyszerese: 0.0019774 Jy/nyaláb, a kontúrok értéke 2-es szorzóval növekszik. A bal alsó sarokban található nyaláb FWHM-ának mérete $0.841 \text{ mas} \times 0.311 \text{ mas}$, a nagytengely pozíciósöge 1.14° .

5. Eredmények

5.1. Vizibilitásillesztés és a paraméterek hibái

A modellillesztés során az intenzitástérképet 5 komponens segítségével sikerült a pontforráskomponensekkel kapott térképpel konzisztensen előállítani. Ehhez köralapú kétdimenziós Gauss-komponenseket használtam.

Az öt komponensre a DIFMAP általi modellillesztéssel kapott paramétereket és azok hibáit a 3. táblázat tartalmazza, ahol a csúcsintenzitás értéke nem az illesztésből származó érték, hanem a DIFMAP-pel visszaállított térképről leolvasott érték.

	$I_{\max}$ [Jy/nyaláb]	x [mas]	y [mas]	W_{FWHM} [mas]	S [Jy]
C0	0.134 ± 0.002	0 ± 0.03	0 ± 0.08	$< 0.06 \pm 0.01$	0.13 ± 0.02
J1	0.031 ± 0.001	0.23 ± 0.03	0.61 ± 0.09	0.10 ± 0.04	0.017 ± 0.007
J2	0.0141 ± 0.0009	-0.06 ± 0.04	1.06 ± 0.09	0.23 ± 0.06	0.008 ± 0.004
J3	0.0146 ± 0.0008	-0.69 ± 0.04	2.51 ± 0.09	0.31 ± 0.05	0.022 ± 0.006
J4	0.0072 ± 0.0005	-0.99 ± 0.04	3.25 ± 0.09	0.12 ± 0.06	0.007 ± 0.003

3. táblázat. Az 5 modellkomponens illesztési paramétereinek értékei. Az első oszlopban a komponensek jelölése szerepel. $I_{\max}$ a csúcsintenzitás, x és y a komponens pozíciójának megfelelő koordinátái, W_{FWHM} a komponens FWHM-ának mérete, S pedig a fluxussűrűség.

A hibaszámításhoz Fomalont [64], Schinzel [65], Kun és mtsai [66] és Lister és mtsai [67] képleteit használtam.

A csúcsintenzitás hibája a modellillesztést követően a maradványtérképen, a komponens pozíciója körül kapott rms érték [Jy/nyaláb] mértékegységben.

Az x és y pozíció hibái Kun és mtsai alapján [66]:

$$\sigma_x = 0.1 \sqrt{\theta_x^2 + d^2} \quad (17)$$

$$\sigma_y = 0.1 \sqrt{\theta_y^2 + d^2} \quad (18)$$

ahol θ_x és θ_y a visszaállító nyaláb x és y tengely irányú vetületei [mas], d pedig a komponens szélessége [mas].

Lister és mtsai [67] statisztikai alapon dolgoztak, és arra jutottak, hogy a pozíció hibája a természetes súlyozással kapott tiszta térképhez tartozó visszaállító-nyaláb méreteinek 10%-a, elkülönülő, fényes, kompakt komponens esetén. A méret hibája pedig ennek kétszerese.

A komponens méretének hibájára a Kun és mtsai által használt képlet [66], amennyiben az általános nyalábméret nagyobb, mint a komponens mérete:

$$\sigma_d = \frac{\sigma_p \sqrt{\theta^2 + d^2}}{S_p}. \quad (19)$$

Ahol $\theta = \sqrt{\theta_{\text{major}}^2 + \theta_{\text{minor}}^2}$ az általános nyalábméret, melyben θ_{major} és θ_{minor} rendre a visszaállító nyaláb FWHM-ának nagy- és kistengelye, σ_p a modellillesztés utáni rms érték a komponens környezetében, d a komponens FWHM-ának mérete [mas], S_p pedig a csúcsintenzitás [Jy/nyaláb].

A fluxussűrűség hibáját megadó képlet Schinzel [65] alapján:

$$\sigma_t = \left(\sigma_p \sqrt{1 + SNR} \right) \sqrt{1 + \frac{S_t^2}{S_p^2}}, \quad (20)$$

ahol S_t az integrált fluxussűrűség [Jy], S_p a komponens csúcsintenzitása [Jy/nyaláb] és $SNR = S_p/\sigma_p$ a jel/zaj arány.

Ezen paraméterek segítségével fényességi hőmérsékletet, $T_{b,VLBI}$, valamint VLBI Doppler-faktort (δ_{VLBI}) számoltam a komponensekre az alábbi képletek alapján [68]:

$$T_{b,VLBI} = (1.22 \cdot 10^{12})(1 + z) \frac{S}{\theta_{\text{minor}} \theta_{\text{major}} \nu^2} \text{ K}, \quad (21)$$

$$\delta_{VLBI} = \frac{T_{b,VLBI}}{T_{b,int}}, \quad (22)$$

ahol z a vöröseltolódás, S a fluxussűrűség Jy egységben, θ_{minor} és θ_{major} a kis- és nagytengety mérete ezredívmásodperc egységekben, ν pedig a frekvencia GHz-ben mérve. A kis- és nagytengety mérete közötti megkülönböztetés jelen esetben elhanyagolható, mivel az illesztett komponens alakja kör, így a két tengety mérete megegyezik.

A kapott fényességi hőmérsékleteket és Doppler-faktorokat a 4. táblázat tartalmazza.

	C0	J1	J2	J3	J4
$T_{b,VLBI} [\times 10^{10} K]$	$54.59 <$	1.7 ± 1	0.2 ± 0.1	0.3 ± 0.09	0.5 ± 0.2
δ_{VLBI}	$10.92 <$	0.34	0.04	0.06	0.09

4. táblázat. A komponensekre kapott fényességi hőmérsékletek és Doppler-faktorok

Mivel a fényességi hőmérséklet nevezőjében a komponens mérete négyzetesen jelenik meg, ezért az, hogy csak egy felső határt ismerünk a C0 komponens kiterjedésére, azt jelenti, hogy a fényességi hőmérsékletre csak egy alsó határt tudunk adni.

5.1.1. Spektrálindexek

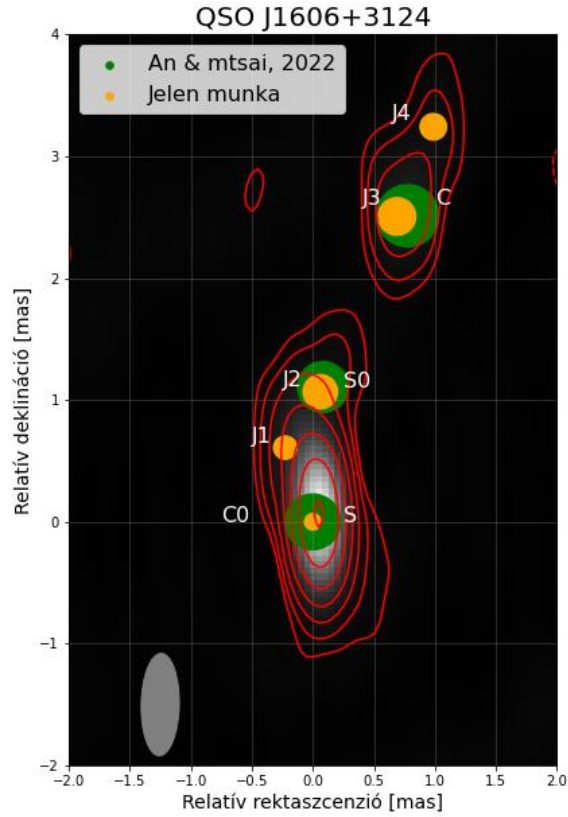
A vizsgált objektumot korábban 8 GHz-en figyelték meg és a kalibrált vizibilitás adatokat négy Gauss-komponens segítségével modellezték (lásd 23. ábra) [47]. A komponensek paraméterei az 5. táblázatban szerepelnek.

Így a két különböző frekvencián detektált komponenseket megpróbáltam megfeleltetni egymásnak. Mivel jelen mérés során az abszolút pozíció elveszett, ezért abból a feltevésből indultam ki, hogy mindkét frekvencián a legfényesebb komponens ugyanaz és ehhez viszonyítottam a többi komponens pozícióját. Ennek eredményeként a 21. ábrán láthatóak az egyes komponens-megfeleltetések a két mérés alapján.

Az így beazonosított komponensekre megkísértem a kétpont spektrálindexet meghatározni, melynek során a mért pontokra egyenest illesztettem. Az illesztés eredménye az S-C0 megfeleltetésre a 22. ábrán látható. A kapott értékeket a 6. táblázat tartalmazza.

Komponens	S_{int} [mJy]	R [mas]	$P.A.$ [°]	d_{comp} [mas]
S	297 ± 15	...	...	0.47 ± 0.01
S0	24 ± 1	1.11 ± 0.02	-177.0 ± 1.3	...
C	82 ± 4	2.63 ± 0.01	-163.4 ± 0.6	0.57 ± 0.03
N	36 ± 2	8.24 ± 0.02	-163.9 ± 0.3	0.76 ± 0.04

5. táblázat. A 8 GHz-es mérési adatokból kapott komponensek adatai An és mtsai [47] szerint. S_{int} az integrált fluxussűrűség, R a radiális pozíció, $P.A.$ a pozíciósög, d_{comp} pedig a komponens mérete.



21. ábra. A 8 GHz-en és a 22 GHz-en detektált komponensek megfeleltetései, feltételezve, hogy a legfényesebb komponens mindkét frekvencián ugyanaz. A zöld szimbólumok jelölik az An és mtsai által 8 GHz-en detektált komponenseket, míg a sárga szimbólumok a 22 GHz-en detektált komponenseket. Az alsó kontúr értéke 0.0019774 Jy/nyaláb, és a kontúrok értékei kettes szorzóval növekednek.

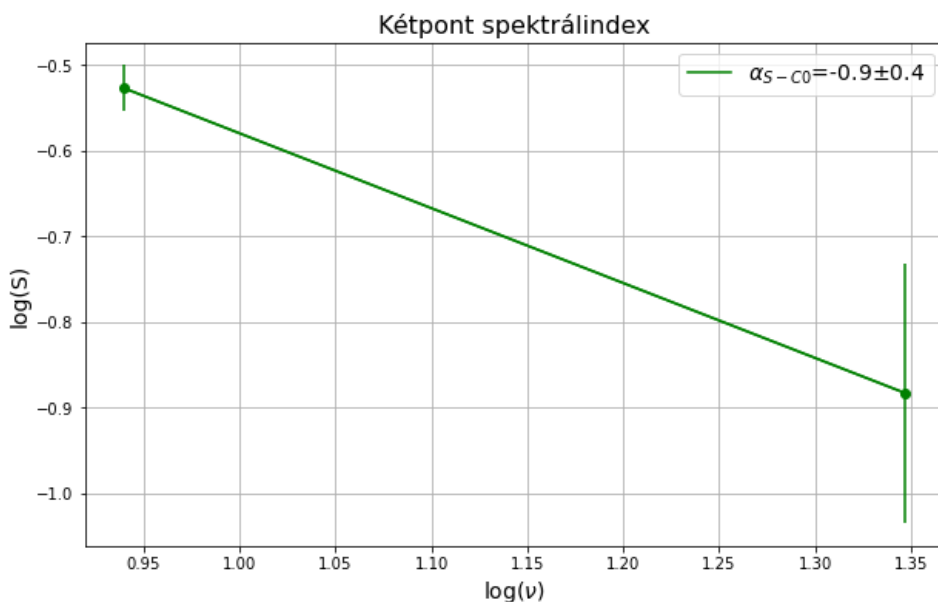
A hibaszámításhoz használt képlet:

$$\Delta S = \left| \log_{10} \left(\frac{8}{22} \right)^{-1} \right| \sqrt{\left(\frac{\Delta S_8}{S_8} \right)^2 + \left(\frac{\Delta S_{22}}{S_{22}} \right)^2}, \quad (23)$$

Komponens	Spektrálindex
S-CO	-0.9 ± 0.4
C-J3	-1.4 ± 0.7
C-J3+J4	-1.1 ± 0.5
S-CO+J1	-0.7 ± 0.5
N-N*	< -3.7

6. táblázat. A komponensekre számított kétpont spektrálindexek.

ahol S és ΔS rendre a fluxussűrűség és annak hibája, az alsó index pedig a megfigyelési frekvenciát jelöli. Mivel 8 GHz-en csak 4 komponenst detektáltak, amiből egyet (N) 22 GHz-en nem detektáltam, ezért a 6. táblázatban szerepel olyan spektrálindex érték, amelynél két 22 GHz-es fluxussűrűség összegét vettem, feltételezve, hogy a rosszabb felbontású, 8 GHz-es mérés esetén ezek egy komponensnek adódtak.



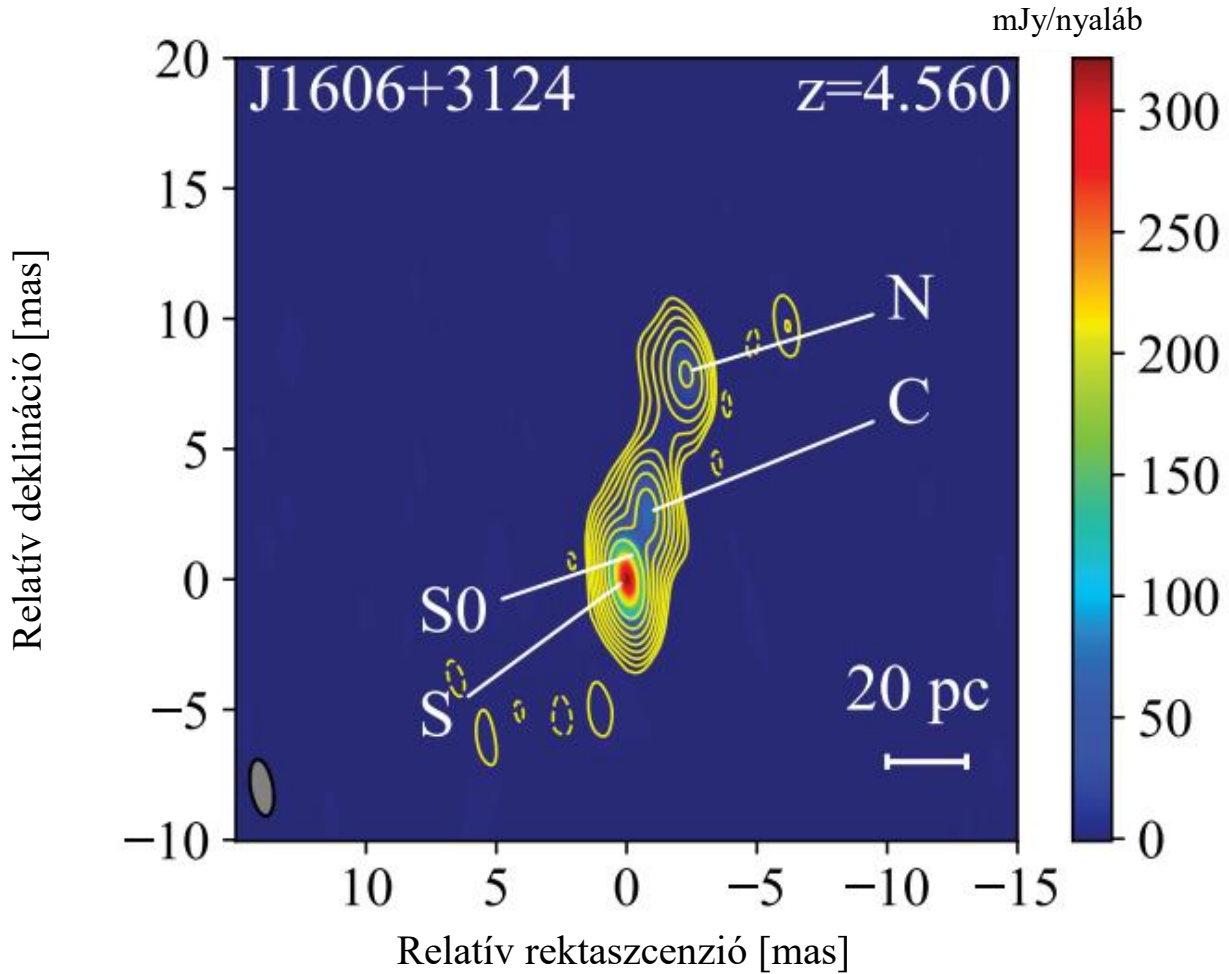
22. ábra. A kétpont spektrálindex az S-CO komponens megfeleltetés esetében.

5.1.2. Az N komponens

Az An és mtsai által jelölt N komponenst (lásd 23. ábra) [47] nem detektáltam 22 GHz-en. Ezen a pozíción a maximális intenzitás a zajszint 3.5-szöröse, az átlagintenzitás pedig mindössze 2.3-szorosa. Így az N komponens spektrálindexe kisebb kell, hogy legyen mint -3.7 .

6. Diszkusszió

Az objektumot korábban megfigyelték 8 GHz-en, az ebből kapott intenzitástérkép látható a 23. ábrán, a beazonosított négy komponenssel [47]. A vetített szögátmérő ~ 8 ezredívmásodpercre tehető, ami a 6.789 pc/mas skála alapján $\sim 56 \text{ pc}$ lineáris méretet eredményez, tehát egy kompakt objektumról van szó. A szerzők az S és N komponenseket mint forró foltokat azonosítják, és a rádiómagot a két komponens közé teszik, vagyis CSO-ként osztályozzák a forrást.

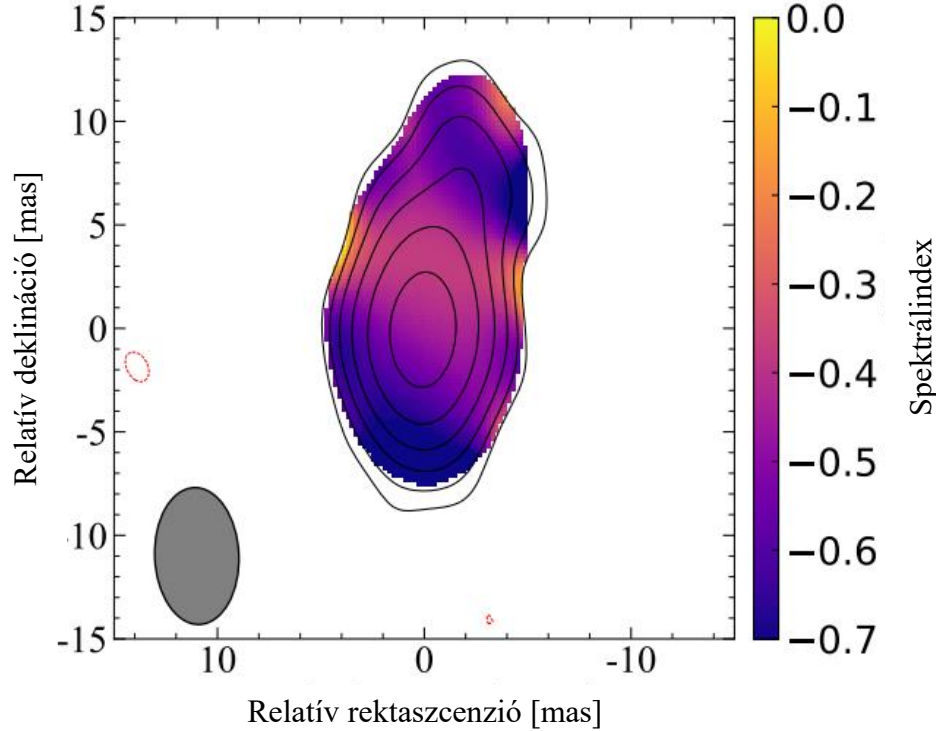


23. ábra. A QSO J1606+3124 jelű kvazár 8.4 GHz-es mérésből kapott VLBA térképe. A legfényesebb pixel értéke: 97.7 mJy/nyaláb . A zaj értéke: 0.1 mJy/nyaláb . Az alsó kontúr értéke a zajszint háromszorosa, majd kettes faktorial növekednek a további kontúrok értékei. A jobb alsó sarokban látható szakasz a vetített méretarányt adja meg. A bal alsó sarokban a szürke ellipszis a hálózatra jellemző nyalábméret. *Kép forrása:* [47].

Az egyidejű 8.4 GHz-es mérést és 2.3 GHz-es mérést felhasználva An és mtsai elkészítették a forrás spektrálindeks-eloszlás térképét [47], ez látható a 24. ábrán. Láthatóan a rádióstruktúra északi és déli vége (az S és N komponens környezete) meredek spektrummal rendelkezik.

A laposabb spektrum a struktúra közepén található, így a rádiómag helyzete is ide tehető, ami szintén a CSO osztályozást támogatja [47].

Mindezek alapján An és mtsai a CSO osztályozást valószínűsítik [47].



24. ábra. A QSO J1606+3124 spektrálindeks-eloszlás térképe (2.3–8.4 GHz), ahol a színskála a spektrálindeks értékét jelöli. *Kép forrása:*[47].

A 22 GHz-es mérés a magasabb frekvenciának köszönhetően jobb szögfelbontással rendelkezik, így részletgazdagabb képet kapunk. Ennek megfelelően sikerült két további komponens detektálni. Az N komponens pozícióján azonban túl alacsony a fluxussűrűség a zajszinthez képest, így ezt a komponens nem detektáltam. A C0 komponens esetén a fényességi hőmérsékletre alsó határt tudtam adni ($T_b > 5.5 \cdot 10^{11} \text{K}$), amely meghaladja az elméleti ekvipartíciós értéket ($T_{b,\text{int}} = 5 \cdot 10^{10} \text{K}$), ami relativisztikus effektusokkal magyarázható, tehát Doppler-faktor számítható rá ($\delta_{\text{VLBI}} > 11$). Mivel a CSO-kat úgy értelmezik, hogy a rádiólebenyek az ég síkjában helyezkednek el, így esetükben nem várunk Doppler-fényesedést, mely akkor figyelhető meg, ha a jet kis szöget zár be a látóiránnyal, ez a feltétel a blazárok esetében teljesül.

A blazárok esetében lapos spektrumot várunk, azonban a 8 és 22 GHz-re számolt kétpont spektrálindeks értékek meredek spektrumra utalnak, de a nagy hiba következtében a lapos spektrum is lehetséges. Továbbá a megfigyelt 8 és 22 GHz-es frekvenciájú sugárzás a nagy vöröseltolódás következtében az objektum rendszerében mintegy ~ 44 , illetve ~ 120 GHz értéknek felel meg. Viszont a spektrálindeks értelmezések az 1 – 43 GHz tartományra vo-

natkoznak, közeli források esetén. Mindazonáltal a felhasznált mérések nem egyidejűek, ami szintén bizonytalanná teszi a spektrálindex értékét.

A 14. ábrán látható fénygörbe alapján az objektum gyengén változó vagy nem változó forrás. Azonban a megfigyelt ~ 13 év az objektum sajátrendszerében az idődilatáció miatt alig több, mint 2 évnek felel meg. Ilyen, aránylag rövid időtartam alatt előfordulhat, hogy egy blazár csak gyenge változékonyságot mutat.

Bár a 13. ábrán látható csúcsos spektrum a CSO-kra jellemző, de az illesztéshez felhasznált adatok nem egyidejű mérésekből származnak. A spektrumhoz használt fluxussűrűség mérések között vannak 1977-ből, illetve 2017-ből származó adatok is.

A nagy fényességi hőmérséklet magyarázatához szükséges Doppler-nyalábolás a blazárokra jellemző. CSO esetén ez akkor lenne lehetséges, ha a kezdetben az ég síkjában levő jet valamilyen behatás következtében elkanyarodna a megfigyelő felé, ennek azonban kicsi az esélye. A CSO osztályozást támogató egyéb érvek (változékonyság, jetsebesség) az objektum nagy vöröseltolódása következtében nem elég egyértelműek.

Egyidejű, több frekvencián végzett mérésekre lenne szükség a rádióspektrum és a spektrálindex pontosabb meghatározása érdekében. A blazárokra jellemző továbbá a jetben a lát-szólagos fénysebességnél gyorsabb mozgás. Ennek kimutatásához azonban hosszútávú (több éven, akár évtizeden átívelő), VLBI megfigyelésekre lenne szükség. Az objektum jelentős vöröseltolódása miatt ugyanis a forrás rendszerében egy év a megfigyelő számára 5.5 évet jelent.

Összefoglalva a QSO J1606 + 3124 jelű nagy vöröseltolódású kvazár különösen érdekes objektum, amely mind a CSO-kra, mind a blazárokra jellemző tulajdonságokat mutat.

7. Konklúzió

A QSO J1606 + 3124 jelű kvazár 22 GHz-es, előkalibrált VLBI mérési adatait dolgoztam fel. Először eltávolítottam az átlagtól nagy szórással rendelkező adatokat. Majd az adatsorban maradt további fázis- és amplitúdóhibák kikalibrálása mellett felépítettem a forrás fényesség-eloszlásának pontforrás modelljét. Ez alapján a forrás észak-dél irányú, elnyúlt szerkezetet mutat.

A kapott kalibrált vizibilitás adatokra ezután kétdimenziós Gauss-komponenseket illeszttem a forrás mennyiségi leírásának érdekében, valamint kiszámoltam az illesztett modell-komponensek paramétereinek hibáit. A komponensekre fényességi hőmérsékletet és Doppler-faktort számoltam. A legkompaktabb, C0 komponens esetében ezekre az értékekre csak alsó határt tudtam adni. A komponensre a fényességi hőmérséklet meghaladta az ekvipartíciós értéket, amely Doppler-nyalábolással magyarázható. Ez az eredmény arra utal, hogy a QSO J1606 + 3124 jelű objektum blazár típusú AGN, ami ellentmond a korábban publikált klasszifikációjának (CSO).

An és mtsai 8 GHz-es VLBI adatait felhasználva [47] a két frekvencián detektált komponenseket beazonosítottam és kétpont spektrálindeket számoltam rájuk. Ezek minden komponens esetén meredek spektrumra utalnak, amely nem jellemző a blazárookra, azonban a spektrálindeket értékek nagy hibával terheltek.

Összességében a nagy vöröseltolódású kvazárokat is érdemes VLBI mérésekkel megfigyelni, hogy az esetleges félreklasszifikáció elkerülhető legyen. Nagy vöröseltolódások esetén viszont a VLBI mérések is csak a nagy teljesítményű, legfényesebb kvazárokat képesek detektálni. Azonban a jövőben használatba lépő hálózatok már halványabb objektumok detektálására is alkalmasak lesznek, hasonló vöröseltolódások mellett [47, 26]. Alapvető fontosságú, hogy a jövőben várhatóan nagyobb számban detektált nagy vöröseltolódású rádiósugárzó AGN-ek megfigyelhető tulajdonságait egyértelműen tudjuk fizikai modellekkel leírni és értelmezni.

Függelék – Saját eredmények

- A kalibrált vizibilitás adatok szűrése, a hibás mérési pontok azonosítása és törlése.
- A rádióintenzitás-térkép előállítása hibrid térképezés segítségével. Ehhez kapcsolódóan fázis- és amplitúdó-önkalibráció elvégzése.
- A vizibilitás adatok illesztése kétdimenziós Gauss-komponensek felhasználásával.
- A komponensek paramétereinek hibaszámítása.
- A komponensek fényességi hőmérsékletének és a Doppler-faktor kiszámítása.
- A korábban publikált rádiómérések komponenseinek és az általam detektált komponensek keresztazonosítása. Majd ezt felhasználva a komponensek spektrálindexének (és annak hibájának) kiszámítása.
- Az eredmények diszkussziója az objektumról eddig publikált ismeretek fényében.

Köszönetnyilvánítás

Szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek, Szentirmayné Gabányi Krisztina Évának, aki észrevételeivel és tanácsaival segítette a munkámat, valamint rendelkezésemre bocsátotta a dolgozat elkészítéséhez szükséges szakirodalmat.

Külön köszönet illeti Frey Sándort a DIFMAP szoftver használatában nyújtott segítségéért.

Továbbá szeretnék köszönetet mondani Tao An és munkatársai számára, akik távcsőidő kérelme nélkül ez a dolgozat nem születhetett volna meg. Az Európai VLBI Hálózat független európai, afrikai, ázsiai és észak-amerikai rádiócsillagászati intézeteinek közös kutatási infrastruktúrája. A bemutatott tudományos eredmények az alábbi EVN méréseken alapulnak, projektkód: EZ028.

Hivatkozások

- [1] Albert Einstein. „Die Feldgleichungen der Gravitation”. *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften* (1915. jan.), 844–847. old.
- [2] K. Schwarzschild. „On the Gravitational Field of a Mass Point According to Einstein’s Theory”. *Abh. Konigl. Preuss. Akad. Wissenschaften Jahre 1906,92, Berlin,1907* 1916 (1916. jan.), 189–196. old.
- [3] M. Oda és tsai. „X-Ray Pulsations from Cygnus X-1 Observed from UHURU”. *Astrophysical Journal, Letters* 166 (1971. máj.), L1. old. DOI: 10.1086/180726.
- [4] M. Oda. „CygX-1/A candidate of the black hole”. *Space Science Reviews* 20.6 (1977. nov.), 757–813. old. DOI: 10.1007/BF02431835.
- [5] Peter Schneider. *Extragalactic Astronomy and Cosmology: An Introduction*. 2015. DOI: 10.1007/978-3-642-54083-7.
- [6] Željko Ivezić és tsai. „Optical and Radio Properties of Extragalactic Sources Observed by the FIRST Survey and the Sloan Digital Sky Survey”. *The Astronomical Journal* 124.5 (2002. nov.), 2364–2400. old. DOI: 10.1086/344069. arXiv: astro-ph/0202408 [astro-ph].
- [7] Talvikki Hovatta és tsai. „MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. XI. Spectral Distributions”. *The Astronomical Journal* 147.6, 143 (2014. jún.), 143. old. DOI: 10.1088/0004-6256/147/6/143. arXiv: 1404.0014 [astro-ph.GA].
- [8] https://en.wikipedia.org/wiki/File:Emmaalexander_synchrotron.png.
- [9] I. Tornai és tsai. „Radio continuum spectra of gigahertz-peaked spectrum galaxies”. *Astronomy and Astrophysics* 469.2 (2007. júl.), 451–457. old. DOI: 10.1051/0004-6361:20066892.
- [10] V. Beckmann és C. Shrader. „The AGN phenomenon: open issues”. *Proceedings of “An INTEGRAL view of the high-energy sky (the first 10 years)” - 9th INTEGRAL Workshop and celebration of the 10th anniversary of the launch (INTEGRAL 2012). 15-19 October 2012. Bibliotheque Nationale de France*. 2012. jan., 69, 69. old. DOI: 10.22323/1.176.0069. arXiv: 1302.1397 [astro-ph.HE].
- [11] B. L. Fanaroff és J. M. Riley. „The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity”. *Monthly Notices of the RAS* 167 (1974. máj.), 31P–36P. DOI: 10.1093/mnras/167.1.31P.
- [12] <https://www.nrao.edu/archives/items/show/33386>.
- [13] <https://www.nrao.edu/archives/items/show/33372>.
- [14] <https://www.nrao.edu/archives/items/show/33371>.
- [15] P. N. Wilkinson és tsai. „Two-sided Ejection in Powerful Radio Sources: The Compact Symmetric Objects”. *Astrophysical Journal, Letters* 432 (1994. szept.), L87. old. DOI: 10.1086/187518.

- [16] C. Fanti és tsai. „Are compact steep-spectrum sources young?": *Astronomy and Astrophysics* 302 (1995. okt.), 317. old.
- [17] R. Fanti. „CSS and GPS research: A status report". *Astronomische Nachrichten* 330.2 (2009. febr.), 303. old. DOI: 10.1002/asna.200811182.
- [18] Christopher P. O'Dea és D. J. Saikia. „Compact steep-spectrum and peaked-spectrum radio sources". *The Astronomy and Astrophysics Review* 29.1, 3 (2021. dec.), 3. old. DOI: 10.1007/s00159-021-00131-w. arXiv: 2009.02750 [astro-ph.GA].
- [19] S. Kiehlmann és tsai. „Compact Symmetric Objects. I. Toward a Comprehensive Bona Fide Catalog". *The Astrophysical Journal* 961.2, 240 (2024. febr.), 240. old. DOI: 10.3847/1538-4357/ad0c56. arXiv: 2303.11357 [astro-ph.HE].
- [20] Anthony C. S. Readhead és tsai. „What defines a compact symmetric object? A carefully vetted sample of compact symmetric objects". *Astronomische Nachrichten* 342.1185 (2021. nov.), 1185–1190. old. DOI: 10.1002/asna.20210049. arXiv: 2111.08818 [astro-ph.GA].
- [21] S. Kiehlmann és tsai. „Compact Symmetric Objects. II. Confirmation of a Distinct Population of High-luminosity Jetted Active Galaxies". *The Astrophysical Journal* 961.2, 241 (2024. febr.), 241. old. DOI: 10.3847/1538-4357/ad0cc2. arXiv: 2303.11359 [astro-ph.HE].
- [22] R. B. Phillips és R. L. Mutel. „On symmetric structure in compact radio sources." *Astronomy and Astrophysics* 106 (1982. febr.), 21–24. old.
- [23] C. P. O'Dea, S. A. Baum és C. Stanghellini. „What Are the Gigahertz Peaked-Spectrum Radio Sources?": *The Astrophysical Journal* 380 (1991. okt.), 66. old. DOI: 10.1086/170562.
- [24] W. van Breugel, G. Miley és T. Heckman. „Studies of kiloparsec-scale, steep-spectrum radio cores. I. VLA maps." *The Astronomical Journal* 89 (1984. jan.), 5–22. old. DOI: 10.1086/113480.
- [25] S. E. Tremblay és tsai. „Compact symmetric objects and supermassive binary black holes in the VLBA Imaging and Polarimetry Survey". *Monthly Notices of the RAS* 459.1 (2016. jún.), 820–840. old. DOI: 10.1093/mnras/stw592. arXiv: 1603.03094 [astro-ph.GA].
- [26] A. C. S. Readhead és tsai. „Compact Symmetric Objects. III. Evolution of the High-luminosity Branch and a Possible Connection with Tidal Disruption Events". *The Astrophysical Journal* 961.2, 242 (2024. febr.), 242. old. DOI: 10.3847/1538-4357/ad0c55. arXiv: 2303.11361 [astro-ph.HE].
- [27] A. C. S. Readhead és tsai. „Compact Symmetric Objects". *Compact Extragalactic Radio Sources*. Szerk. J. Anton Zensus és Kenneth I. Kellermann. 1994. jan., 17. old.
- [28] Tao An és Willem A. Baan. „The Dynamic Evolution of Young Extragalactic Radio Sources". *The Astrophysical Journal* 760.1, 77 (2012. nov.), 77. old. DOI: 10.1088/0004-637X/760/1/77. arXiv: 1211.1760 [astro-ph.CO].
- [29] <https://science.nrao.edu/science/meetings/2016/15th-synthesis-imaging-workshop/SISS15.pdf>.

- [30] <https://science.nrao.edu/science/meetings/2016/15th-synthesis-imaging-workshop/SISS15Advanced.pdf>.
- [31] https://science.nrao.edu/science/meetings/2018/16th-synthesis-imaging-workshop/talks/Perley_Geometry_new.pdf.
- [32] Bernard F. Burke és Francis Graham-Smith. *An Introduction to Radio Astronomy*. 2009.
- [33] E. B. Fomalont. „Earth-rotation aperture synthesis.” *IEEE Proceedings* 61 (1973. szept.), 1211–1218. old. DOI: 10.1109/PROC.1973.9247.
- [34] Swarnali Joardar és tsai. „Radio Astronomy and Super-Synthesis: a Survey”. *Progress In Electromagnetics Research B* 22 (2010. jan.), 73–102. old. DOI: 10.2528/PIERB10032105.
- [35] https://science.nrao.edu/science/meetings/2016/15th-synthesis-imaging-workshop/documents/SIW2016_Deller_VLBI.pdf.
- [36] <https://www.evlbi.org/telescopes>.
- [37] <https://radio.kasi.re.kr/kvn/main.php>.
- [38] P. Charlot és tsai. „The third realization of the International Celestial Reference Frame by very long baseline interferometry”. *Astronomy and Astrophysics* 644, A159 (2020. dec.), A159. DOI: 10.1051/0004-6361/202038368. arXiv: 2010.13625 [astro-ph.GA].
- [39] Stephen E. Healey és tsai. „CGRaBS: An All-Sky Survey of Gamma-Ray Blazar Candidates”. *The Astrophysical Journal, Supplement* 175.1 (2008. márc.), 97–104. old. DOI: 10.1086/523302. arXiv: 0709.1735 [astro-ph].
- [40] <https://www.astro.ucla.edu/~wright/CosmoCalc.html>.
- [41] Jeong Ae Lee és tsai. „Korean VLBI Network Calibrator Survey (KVNCS). 1. Source Catalog of KVN Single-dish Flux Density Measurement in the K and Q Bands”. *The Astrophysical Journal, Supplement* 228.2, 22 (2017. febr.), 22. old. DOI: 10.3847/1538-4365/228/2/22. arXiv: 1701.04578 [astro-ph.GA].
- [42] Stephen E. Healey és tsai. „CRATES: An All-Sky Survey of Flat-Spectrum Radio Sources”. *The Astrophysical Journal, Supplement* 171.1 (2007. júl.), 61–71. old. DOI: 10.1086/513742. arXiv: astro-ph/0702346 [astro-ph].
- [43] J. F. Helmboldt és tsai. „The VLBA Imaging and Polarimetry Survey at 5 GHz”. *The Astrophysical Journal* 658.1 (2007. márc.), 203–216. old. DOI: 10.1086/511005. arXiv: astro-ph/0611459 [astro-ph].
- [44] A. B. Peck és A. J. Beasley. „A VLBA Calibrator Survey”. *IAU Colloq. 164: Radio Emission from Galactic and Extragalactic Compact Sources*. Szerk. J. A. Zensus, G. B. Taylor és J. M. Wrobel. 144. köt. Astronomical Society of the Pacific Conference Series. 1998. jan., 155. old.
- [45] R. M. Cutri és tsai. *Explanatory Supplement to the AllWISE Data Release Products*. Explanatory Supplement to the AllWISE Data Release Products, by R. M. Cutri et al. 2013. nov.

- [46] Ryan C. Hickox és tsai. „Composite Spectral Energy Distributions and Infrared-Optical Colors of Type 1 and Type 2 Quasars”. *The Astrophysical Journal* 849.1, 53 (2017. nov.), 53. old. DOI: 10.3847/1538-4357/aa8c77. arXiv: 1709.04468 [astro-ph.GA].
- [47] Tao An és tsai. „A compact symmetric radio source born at one-tenth the current age of the Universe”. *Monthly Notices of the RAS* 511.3 (2022. ápr.), 4572–4581. old. DOI: 10.1093/mnras/stac205. arXiv: 2109.10599 [astro-ph.GA].
- [48] B. Snios és tsai. „A Compton-Thick Quasar in the Early Universe”. *American Astronomical Society Meeting Abstracts*. 237. köt. American Astronomical Society Meeting Abstracts. 2021. jan., 226.01, 226.01. old.
- [49] N. A. Levenson. „Compton Thick AGN”. *Multiwavelength AGN Surveys and Studies*. Szerk. Areg M. Mickaelian és David B. Sanders. 304. köt. IAU Symposium. 2014. júl., 112–118. old. DOI: 10.1017/S1743921314003512.
- [50] C. Stanghellini és tsai. „Optical CCD Imaging of GHz-peaked-Spectrum Radio Sources”. *The Astrophysical Journal, Supplement* 88 (1993. szept.), 1. old. DOI: 10.1086/191812.
- [51] T. A. T. Spoelstra, A. R. Patnaik és Gopal-Krishna. „A sample of 25 extragalactic radio sources having a spectrum peaked around 1 GHz (list 2).” *Astronomy and Astrophysics* 152 (1985. nov.), 38–41. old.
- [52] D. Dallacasa és tsai. „High frequency peakers. I. The bright sample”. *Astronomy and Astrophysics* 363 (2000. nov.), 887–900. old. DOI: 10.48550/arXiv.astro-ph/0012428. arXiv: astro-ph/0012428 [astro-ph].
- [53] Rocco Coppejans és tsai. „Radio spectra of bright compact sources at $z > 4.5$ ”. *Monthly Notices of the RAS* 467.2 (2017. máj.), 2039–2060. old. DOI: 10.1093/mnras/stx215. arXiv: 1701.06622 [astro-ph.GA].
- [54] Tara Murphy és tsai. „The ASKAP Variables and Slow Transients (VAST) Pilot Survey”. *Publications of the Astronomical Society of Australia* 38, e054 (2021. okt.), e054. DOI: 10.1017/pasa.2021.44. arXiv: 2108.06039 [astro-ph.HE].
- [55] <https://www.craf.eu/radio-observatories-in-europe/>.
- [56] <https://www.evlbi.org/>.
- [57] M. C. Shepherd. „Difmap: an Interactive Program for Synthesis Imaging”. *Astronomical Data Analysis Software and Systems VI*. Szerk. Gareth Hunt és Harry Payne. 125. köt. Astronomical Society of the Pacific Conference Series. 1997. jan., 77. old.
- [58] J. A. Högbom. „Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines”. *Astronomy and Astrophysics Supplement* 15 (1974. jún.), 417. old.
- [59] https://science.nrao.edu/science/meetings/2016/15th-synthesis-imaging-workshop/documents/wilner_vla16.pdf.
- [60] A Kappes. „Amplitude Self-Calibration Corrections in TANAMI VLBI Experiments”. Dipl. University of Würzburg, 2013.
- [61] Jan-Christopher Papper. „Multi-Epoch VLBI Analysis of Extragalactic Jets in Active Galactic Nuclei”. Dipl. Julius-Maximilians-Universität Würzburg, 2017.

- [62] Tim Cornwell és Ed B. Fomalont. „Self-Calibration”. *Synthesis Imaging in Radio Astronomy II*. Szerk. G. B. Taylor, C. L. Carilli és R. A. Perley. 180. köt. Astronomical Society of the Pacific Conference Series. 1999. jan., 187. old.
- [63] https://www.mpifr-bonn.mpg.de/3244052/IMPRS_BB_HRK5.pdf.
- [64] Ed B. Fomalont. „Image Analysis”. *Synthesis Imaging in Radio Astronomy II*. Szerk. G. B. Taylor, C. L. Carilli és R. A. Perley. 180. köt. Astronomical Society of the Pacific Conference Series. 1999. jan., 301. old.
- [65] Frank Schinzel. „Physics and kinematics of the parsec scale jet of the quasar 3C345”. Dissz. Andreas Eckart University of Cologne, Germany, 2011. jan.
- [66] E. Kun és tsai. „A spinning supermassive black hole binary model consistent with VLBI observations of the S5 1928+738 jet”. *Monthly Notices of the RAS* 445.2 (2014. dec.), 1370–1382. old. DOI: 10.1093/mnras/stu1813. arXiv: 1402.2644 [astro-ph.HE].
- [67] M. L. Lister és tsai. „MOJAVE. XVII. Jet Kinematics and Parent Population Properties of Relativistically Beamed Radio-loud Blazars”. *The Astrophysical Journal* 874.1, 43 (2019. márc.), 43. old. DOI: 10.3847/1538-4357/ab08ee. arXiv: 1902.09591 [astro-ph.GA].
- [68] P. Veres és tsai. „Physical parameters of a relativistic jet at very high redshift: the case of the blazar J1430+4204”. *Astronomy and Astrophysics* 521, A6 (2010. okt.), A6. DOI: 10.1051/0004-6361/201014957. arXiv: 1006.5536 [astro-ph.CO].