

Blasaarien säteilymallien erottelu polarisaation avulla

LuK-tutkielma
Turun yliopisto
Fysiikka
2026
Antti Silvennoinen
Tarkastaja:
Dosentti Elina Lindfors

Turun yliopiston laatujaarjestelmän mukaisesti tämän julkaisun alkuperäisyys on tarkastettu Turnitin OriginalityCheck-järjestelmällä

Blasaarit ovat aktiivisia galaksiytimiä, joiden relativistiset hiukkassuihkut osoittavat pienessä kulmassa kohti havaitsijaa. Nämä kohteet ovat maailmankaikkeuden kirkkaimpia ja nopeiten muuttuvia säteilyn lähteitä. Pelkästään säteilyn intensiteetin perusteella ei kuitenkaan ole mahdollista määrittää, mistä hiukkasista blasaarien hiukkassuihkut koostuvat. Sekä hadroniset että leptoniset säteilyprosessit selittävät blasaarien energiaspektrijakauman.

Blasaarien säteily ulottuu koko sähkömagneettisen spektrin alueelle. Niiden energiaspektrijakauma muodostuu kahdesta komponentista, joista ensimmäisen huippukohta sijoittuu tyypillisesti näkyvän valon alueelle ja toisen γ -alueelle. Matalaenerginen komponentti muodostuu pääosin elektronien synkrotronisäteilystä, joka voi olla erittäin polarisoitunutta järjestäytyneessä magneettikentässä. Korkeaenergisien komponentin polarisaatioaste voidaan määrittää ainoastaan silloin, kun sen spektri ulottuu röntgenalueelle.

Tässä tutkielmassa esitetään blasaarien säteilymallit, ja miten niiden välisiä eroja tutkitaan polarisaation avulla. Näissä kohteissa korkeaenerginen säteily on peräisin joko leptonisista tai hadronisista prosesseista, jotka eroavat toisistaan polarisaatioasteen sekä polarisaation muuttuvuuden perusteella. Näitä säteilymalleja verrataan blasaarien polarisaatiomittauksiin näkyvän valon ja röntgenalueilla. Tulokset suosivat leptonista säteilymallia, jossa säteily on peräisin käänteisestä Compton-sironnasta.

Asiasanat: Aktiivinen galaksi, Blasaari, Hiukkassuihku, Polarimetria, Leptoninen säteilymalli, Hadroninen säteilymalli

Sisällys

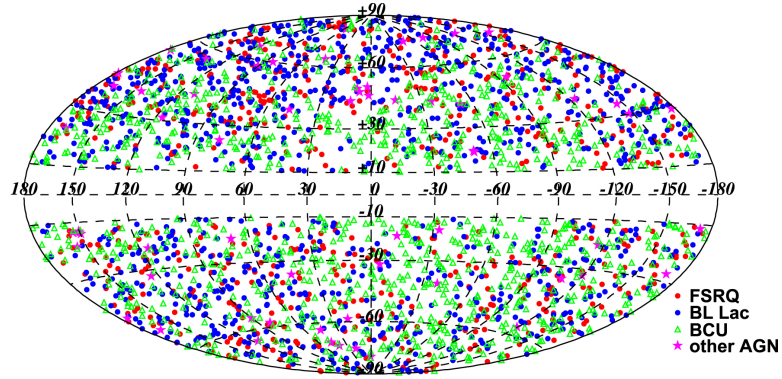
Johdanto	1
1 Aktiiviset galaksiytimet	2
1.1 Blasaarit	3
1.2 Hiukkassuihkut	4
2 Polarimetria	6
2.1 IXPE-avaruussatelliitti	8
3 Blasaarien säteilymekanismit ja polarisaatio	9
3.1 Matalaenerginen säteily	9
3.2 Korkeaenerginen säteily leptonisessa mallissa	11
3.3 Korkeaenerginen säteily hadronisessa mallissa	12
4 Polarisaatiohavainnot	14
Yhteenveto	16

Johdanto

Säteilymallien erottelu on keskeinen ongelma radiokirkkaiden aktiivisten galaksien tutkimuksessa. Nämä kohteet ovat maailmankaikkeuden kirkkaimpia säteilyn lähteitä. Niiden säteilyenergia on peräisin ytimessä sijaitsevan supermassiivisen mustan aukon ylläpitämistä säteilyprosesseista, joiden säteily havaitaan koko sähkömagneettisen spektrin alueella [1]. Radiokirkkaiden aktiivisten galaksien matalaenerginen säteily on relativististen elektronien synkrotronisäteilyä, mutta korkeaenergistä säteilymekanismia ei tunneta varmasti.

Tämä korkeaenerginen säteily on peräisin leptonisista tai hadronisista säteilymekanismeista. Leptonisessa säteilymallissa korkeaenerginen säteily on peräisin käänteisestä Compton-sironnasta (IC), jossa hiukkassuihkun sisäiset tai ulkopuoliset fotonit siroavat relativistisista elektroneista [2, 3]. Hadronisessa säteilymallissa korkeaenergisien säteilyn tuottavat protonien synkrotronisäteily, fotopioniprosessit sekä kaskadien emittoima synkrotronisäteily [4, 5]. Molemmat säteilymallit selittävät AGN-energiaskpektrijakaumat (SED) riittävällä tarkkuudella, minkä takia todellista säteilymallia ei pystytä selvittämään pelkän SED:n avulla [6].

Nämä säteilymallit kuitenkin eroavat toisistaan polarisaatioasteen sekä sen ajallisen vaihtelun perusteella. Leptonisessa säteilymallissa polarisaatioaste on huomattavasti pienempi kuin hadronisessa säteilymallissa [7–11]. Säteilyn polarisaatio voidaan mitata IXPE-avaruusteleskoopin (engl. *imaging X-ray polarimetry explorer*) avulla röntgenalueella, jossa säteilyprosessi vaihtuu elektronisynkrotronisäteilystä leptoniseksi tai hadroniseksi säteilyksi [12]. Tässä tutkielmassa esitetään nämä säteilymallit sekä verrataan niitä IXPE-havaintoihin.



Kuva 1. Fermi LAT (engl. *Fermi large area telescope*) aktiiviset galaksiytimet galaktisessa koordinaatistossa Hammer-Aitoff-projektiona. BCU-kohteet (engl. *blazar candidates of unknown type*) ovat mahdollisia blasaareita [13].

1 Aktiiviset galaksiytimet

Aktiivinen galaksiydin on erittäin pieni alue galaksin keskustassa, joka säteilee kirkkaammin kuin kaikki galaksin tähdet yhteensä. Lähes jokaisen galaksin ytimessä on supermassiivinen musta aukko, jonka massa on miljoonia kertoja suurempi kuin Auringon. Nämä mustat aukot ovat usein pyöriviä Kerr-mustia aukkoja, joiden valtava gravitaatiopotentiaali vetää puoleensa ympäröivää ainetta. Tosin vain muutama prosentti näistä galaksiytimistä on aktiivisia. Tässä tapauksessa putoava aine muodostaa kertymäkiekon supermassiivisen mustan aukon ympärille. Kertymäkiekon viskoosinen aine kuumenee liikkeen seurauksena ja emittoi lämpösäteilyä ultraviolettia ja röntgensäteilyä. Tämä säteily puolestaan ionisoi kertymäkiekon ympärillä olevaa ainetta [1].

Sekä supermassiivinen musta aukko että kertymäkiekko peittyvät joissakin kohteissa parsekkien kokoisen pölytoruksen sisälle, joka koostuu erillisistä pöly- sekä kaasupilvistä. Kertymäkiekon läheisyydessä aine liikkuu nopeasti supermassiivisen mustan aukon pyörimisliikkeen mukana, mikä havaitaan leveistä spektriviivoista. Tätä säteilyaluetta kutsutaan BLR-alueeksi (engl. *broad line region*). Sen ulkopuolella on NLR-alue (engl. *narrow line region*), jossa aine on harvempaa verrattuna BLR-alueeseen. Lisäksi aine liikkuu hitaammin, minkä takia Doppler-leveneminen ei

ole yhtä huomattavaa kuin BLR-alueella [14, 15].

Aktiiviset galaksiytimet luokitellaan radiokirkkaiksi ja radio-hiljaisiksi aktiivisiksi galakseiksi. Nämä eroavat toisistaan säteilytehon perusteella. Radiokirkkailla galakseilla on hiukkassuihkut, jotka ulottuvat tuhansien parsekkien päähän molempiin suuntiin supermassiivisesta mustasta aukosta [16]. Nämä hiukkassuihkut syntyvät luultavasti Blandford-Znajek-prosessissa, jossa Kerr-mustan aukon liike-energiaa siirtyy magneettikentän potentiaalienergiaksi [17]. Kertymäkiekko indusoi vahvan magneettikentän, jonka kenttäviivat ovat jäätyneet erittäin kuumaan plasmaan. Tämän seurauksena magneettikentän kenttäviivat kiertyvät tiiviiksi spiraaleiksi supermassiivisen mustan aukon navoille. Nämä magneettikentät kiihdyttävät varattuja hiukkasia ja ohjaavat ne tiiviiksi hiukkassuihkuksi pääasiassa molemmiin puoliin mustaa aukkoa. Noin kymmenen prosenttia aktiivisista galaksiytimistä luokitellaan radiokirkkaiksi aktiivisiksi galaksiytimiksi [13].

1.1 Blasaarit

Blasaari on aktiivinen galaksiydin, jonka hiukkassuihku osoittaa pienessä kulmassa havaitsijaa kohti [14]. Ainoastaan muutama prosentti radiokirkkaista galakseista kuuluu blasaareihin, joista vain noin neljä tuhatta blasaaria on γ -kirkkaita [13]. Nämä kohteet esitetään kuvassa 1.

Blasaarit luokitellaan BL Lacertae- sekä FSRQ-kohteisiin (engl. *flat-spectrum radio quasar*), jotka eroavat toisistaan emissiospektrin perusteella. BL Lacertae-kohteissa kertymäkiekon säteily ei ole tarpeeksi tehokasta, jotta se lämmittäisi BLR-alueen ainetta. Lisäksi tämä alue on erittäin harva tai olematon useissa BL Lacertae-kohteissa. Näin ollen näiden kohteiden emissiospektrin spektriviivat ovat erittäin heikot tai niitä ei havaita lainkaan. Toisaalta FSRQ-kohteissa kertymäkiekko säteilee huomattavasti kirkkaampana kuin BL Lacertae-kohteissa, ja tämän ansiosta niiden BLR-alue myös lämpenee tehokkaammin. FSRQ-kohteiden emissiospektrissä puolestaan havaitaan

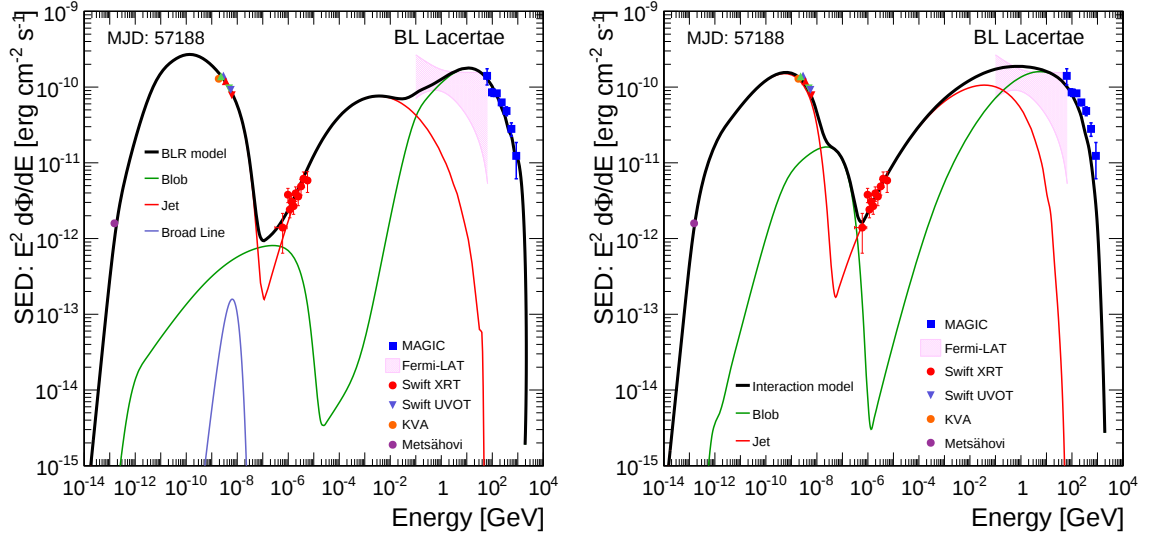
leveät spektriviivat [18]. Nämä kohteet voidaan erottaa spektriviivojen lisäksi myös niiden BLR-alueen kirkkauden avulla [19].

Molempien kohteiden SED muodostuu kahdesta selvästi erottuvasta komponentista. Matalaenerginen komponentti ulottuu radiotaajuuksista röntgensäteisiin asti. Tämä säteily on peräisin relativististen elektronien synkrotronisäteilystä hiukkassuihkussa. Korkean energian komponentti puolestaan ulottuu röntgensäteistä erittäin korkeaenergisiiin γ -säteisiin. Sekä leptoninen että hadroninen säteilymalli sovittuvat energiaspektrijakaumaan riittävällä tarkkuudella, joten säteilymalleja ei voi erottaa toisistaan pelkän energiaspektrijakauman avulla. BL Lacertaen energiaspektrijakauma näytetään kuvassa 2 [6].

Blasaarit luokitellaan tarkemmin kolmeen alaluokkaan niiden synkrotronisäteilyspektrin huippukohdan perusteella. Ensimmäisen luokan LSP-blasaarien (engl. *low synchrotron peaked*) synkrotronimaksimi sijoittuu $\nu < 10^{14}$ Hz taajuudelle. Näihin lukeutuu pääasiassa FSRQ- sekä LBL-kohteet (engl. *low frequency peaked BL Lac objects*). Toiseen luokkaan kuuluu ISP-blasaarit (engl. *intermediate synchrotron peaked*), joiden synkrotronimaksimi on puolestaan välillä $10^{14} \text{ Hz} < \nu < 10^{15} \text{ Hz}$. Viimeisenä HSP-blasaarit (engl. *high synchrotron peaked*), joiden synkrotronimaksimi on $\nu > 10^{15} \text{ Hz}$ taajuudella. Sekä ISP- että HSP-blasaarit ovat pelkästään BL Lacertae-kohteita [20]. LSP- ja ISP-kohteiden korkeaenerginen säteilykomponentti sijoittuu osittain röntgenalueelle 2–8 keV, jonka polarisaatio voidaan mitata röntgenpolarimetrin avulla.

1.2 Hiukkassuihkut

Blasaarin säteilyvuo voi muuttua erittäin lyhyessä ajassa. Näkyvän valon alueella muutokset tapahtuvat päivien aikana, kun taas γ -säteily voi muuttua jopa minuuteissa [22–24]. Blasaarin 3C 279 valokäyrä esitetään kuvassa 3, josta nähdään säteilyvuon muutokset radiosäteistä γ -säteisiin asti. Nämä muutokset johtuvat hiukkasten



Kuva 2. LSP-blasaari BL Lacertaen energiaspektrijakauma nopean ja erittäin korkeaenergisen γ -säteily purkauksen aikana. Röntgenalueen säteily on pääasiassa korkeaenergisestä komponentista. [21]

kiihdytys- ja jähdytysprosesseista blasaarin hiukkassuihkussa. Hiukkaset kiihtyvät todennäköisesti diffusiivisen shokkikiihdytyksen vaikutuksesta [25–28].

Blasaarien havaittu luminositeetti on erittäin suuri. Tämä erittäin kirkas ja nopeasti muuttuva säteily on peräisin blasaarin hiukkassuihkusta, joka suuntautuu pienessä kulmassa kohti havaitsijaa [16]. Hiukkassuihkun säteily puolestaan muodostuu pienemmistä emissioalueista, jotka kulkevat hiukkassuihkua pitkin. Pienen havaintokulman takia säteilyyn vaikuttavat relativistiset efektit, joita kuvataan Doppler-tekijän avulla

$$\delta = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta \cos \theta)}, \quad (1)$$

jossa $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ on Lorentz-tekijä, $\beta = v/c$ on suhteellinen nopeus ja θ on havaintokulma. Lisäksi v on emissioalueen nopeus ja c on valonnopeus. Doppler-tekijä on tyypillisesti noin 10, vaikkakin se voi saada huomattavasti suurempia arvoja [29]. Doppler-tekijän arvo riippuu hiukkassuihkun ja havaitsijan välisestä kulmasta, joten myös muutokset hiukkassuihkun suunnassa vaikuttavat säteilyvuohon [30].

Relativistisella nopeudella liikkuva emissioalue säteilee isotrooppisesti hiukkassuih-

kun koordinaatistossa, mutta havaitsijan koordinaatistossa säteily tiivistyy kapeaksi keilaksi liikkeen suuntaan (engl. *beaming*). Tämä johtuu säteilyn aberraatiosta

$$\cos \theta = \frac{\cos \theta' + \beta}{1 + \beta \cos \theta'}, \quad (2)$$

jossa θ' on säteilykulma hiukkassuihkun lepokoordinaatistossa. Näin ollen potenssi-kaumaa noudattavan spektrin $F \propto \nu^{-\alpha}$ vuo on havaitsijan koordinaatistossa

$$\nu F_\nu = \delta^{4+\alpha} F'_\nu, \quad (3)$$

jossa α on spektri-indeksi.

Tämän lisäksi säteilyn muutokset tapahtuvat nopeammin havaitsijan kuin hiukkassuihkun koordinaatistossa, mikä johtuu aikadilaatiosta $\Delta t = \Delta t' / \delta$. Myös säteilyn taajuus kasvaa havaitsijan koordinaatistossa Doppler-ilmiön seurauksena $\nu = \delta \nu'$ [31].

2 Polarimetria

Valo on sähkömagneettista säteilyä, joka koostuu toisiaan vasten kohtisuoraan värähtelevästä sähkö- ja magneettikentästä. Tämä värähtely on polarisoitunutta, jos aallot värähtelevät vain tietyssä suunnassa. Toisaalta valo voi olla myös polarisoitumatonta, jolloin aaltorintama koostuu useaan suuntaan värähtelevistä aalloista.

Näin ollen valo voidaan jakaa täysin polarisoituneeseen sekä polarisoitumattomaan komponenttiin. Valon polarisaatio määritetään Stokesin parametrien avulla

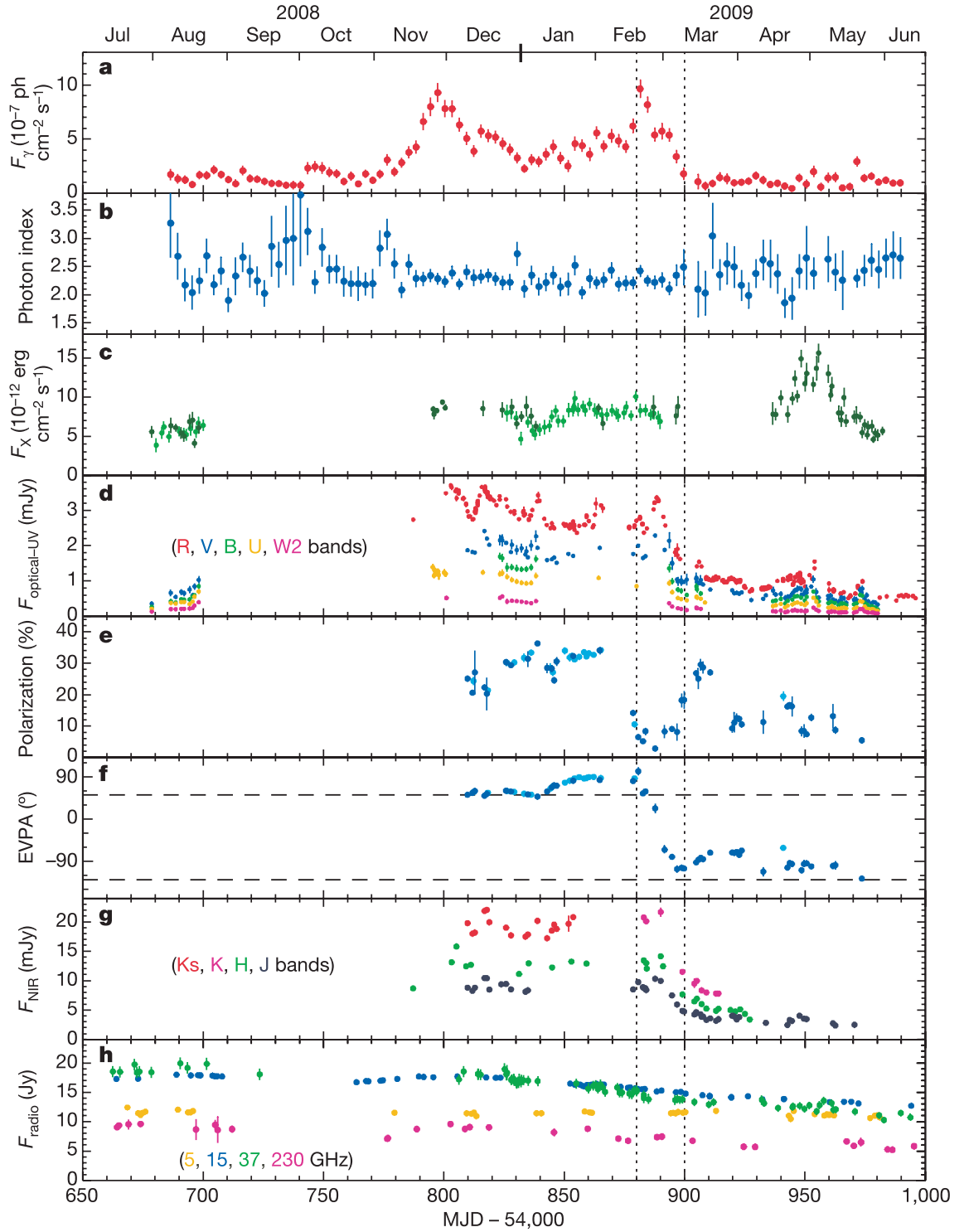
$$I = I_\perp + I_\parallel \quad (4)$$

$$Q = I \Pi \cos 2\chi \cos 2\psi \quad (5)$$

$$U = I \Pi \cos 2\chi \sin 2\psi \quad (6)$$

$$V = I \Pi \sin 2\chi \quad (7)$$

missä I on kokonaisintensiteetti, $I_\perp$ on intensiteetin magneettikenttää vasten kohtisuora komponentti ja $I_\parallel$ on intensiteetin magneettikentän suuntainen komponentti.



Kuva 3. Kuvassa ovat blasaarin 3C 279 valokäyrät, missä **a** on γ - säteilyvuo, **b** on γ - säteiden spektri-indeksi, **c** on röntgensäteilyvuo, **d** on näkyvän valon ja ultraviolettisäteilyvuo, **e** on polarisaatioaste näkyvän valon alueella, **f** on polarisaatiokulma näkyvän valon alueella, **g** on infrapunasäteilyvuo ja **h** on säteilyvuo radiotaajuuksilla [30].

Stokesin parametri Q sekä U kuvaavat lineaarista polarisaatiota ja V kuvaa ympyräpolarisaatiota. Yhtälöissä χ on elliptisyyskulma ja ψ on polarisaatiokulma. Polarisaatioaste puolestaan on

$$\Pi = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}. \quad (8)$$

Polarisaatiokulma puolestaan on [31]

$$\psi = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{U}{Q} \right). \quad (9)$$

Näkyvän valon polarisaation mittaaminen on mahdollista maan pinnalla olevien polarimetrien avulla, mutta röntgenpolarimetriä on mahdollista ainoastaan avaruusteleskooppien avulla. Tämä johtuu siitä, että röntgensäteet eivät pääse maan pinnalle asti ilmakehän opasiteetin vuoksi. Ensimmäinen kunnollinen röntgen polarisaatiomittaus suoritettiin OSO-8-satelliitilla (engl. *orbiting solar observatory*) vasta vuonna 1975. Tämä satelliitti mittasi polarisaatiota grafiittimosaiikkipolarimetrillä ja havaitsi ensimmäistä kertaa Rapusumun sekä Cygnus X-1:n polarisaation. Kuitenkin pitkän valotusajan takia röntgenpolarisaatiota pystyttiin mittaamaan ainoastaan kirkkaimista kohteista. Tämän jälkeen röntgenpolarimetriä ei ole tuottanut merkittäviä tuloksia noin neljään vuosikymmeneen [32].

2.1 IXPE-avaruussatelliitti

IXPE-avaruusteleskooppi on merkittävä kehitysaskel röntgenpolarimetriassa. Tämän vuonna 2022 käyttöön otetun avaruusteleskoopin havaintoalue 2–8 keV on selvä parannus verrattuna aikaisemman OSO-8-satelliitin 2,6–5,2 keV havaintoalueeseen. Lisäksi IXPE:n valotusaika on noin sata kertaa lyhyempi, minkä ansiosta sillä voidaan mitata röntgenpolarisaatiota himmeämmistä kohteista. Lyhyt valotusaika mahdollistaa röntgenpolarisaatioasteen sekä χ -kulman muuttuvuuden mittaamisen.

Tämän röntgenpolarimetrin hyötykuorma koostuu kolmesta identtisestä röntgen teleskoopista, joiden peilimoduulit keskittävät säteilyn havaitsinyksikköön. Tämän

sisällä on kaasupikselihavaintsin, johon saapuvat röntgenfotonit absorboituvat dime-tyylieetterikaasuun. Tässä prosessissa emittoituu fotoelektroni, jonka emissiosuunnan perusteella määritetään havaittavan kohteen polarisaatio. Absorboituneen röntgenfotonin energia puolestaan määritetään fotoelektronin reitin avulla [12].

Näiden ominaisuuksien ansiosta IXPE:llä voidaan mitata blasaarien röntgenpolarisaatiota, joka ei ole ollut mahdollista aikaisempien röntgenpolarimetrien avulla. Etenkin LSP-blasaarien röntgensäteily tulee pääasiassa korkeaenergisestä komponentista, jonka polarisaatioaste eroaa merkittävästi säteilymallien välillä. Lisäksi ISP-blasaarien säteilymekanismi vaihtuu IXPE:n havaintoalueella ja HSP-kohteissa synkrotronisäteilyn korkeaenerginen pää on röntgenalueella. [33].

3 Blasaarien säteilymekanismit ja polarisaatio

Tärkeimmät säteilymekanismit blasaarien hiukkassuihkuissa ovat synkrotronisäteily, käänteinen Compton-sironta sekä fotopionihajoaminen [6]. Synkrotronisäteilyä syntyy sekä leptonisessa että hadronisessa säteilymallissa, kun taas käänteistä Compton-sirontaa tapahtuu pääasiassa vain leptonisessa säteilymallissa. Tosin jotkin hadroniset säteilymallit huomioivat myös kaskadien IC-säteilyn [34]. Fotopionihajoamista puolestaan tapahtuu ainoastaan hadronisessa säteilymallissa.

3.1 Matalaenerginen säteily

Blasaarien matalaenerginen säteily on peräisin elektronien synkrotronisäteilystä. Tätä säteilyä emittoituu, kun relativistinen varattu hiukkanen liikkuu hiukkassuihkun magneettikentässä. Hiukkasen liikerata kiertyy spiraaliksi magneettikentän kenttäviivojen ympärille Lorentz-voiman vaikutuksesta. Kiihtyvällä nopeudella liikkuva varattu hiukkanen emittoi synkrotronisäteilyä, jonka energiahäviöt ovat

$$\dot{\gamma}_{\text{syn}} = -\frac{c \sigma_T B^2}{6\pi m_e c^2} \left(\frac{m_e}{m}\right)^3 \gamma^2, \quad (10)$$

missä $\sigma_T = 8\pi r_e^2/3$ on Thomsonin vuorovaikutusala, jossa $r_e = e^2/m_e c^2$ on elektronin klassinen säde, e on alkeisvaraus ja m_e on elektronin massa. Lisäksi B on magneettikentän voimakkuus, m on varatun hiukkasen massa ja γ on sen Lorentz-tekijä [6].

Blasaarin matalaenerginen säteily muodostuu elektronijoukon synkrotronisäteilystä, jonka energiajakauma noudattaa tyypillisesti potenssilakia $n_e(\gamma_e) \propto \gamma_e^{-p}$, jossa $p \sim 2$ on energiajakauman indeksi. Tämä energiajakauma puolestaan tuottaa potenssilakia noudattavan synkrotronisäteilyspektrin $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ [31].

Synkrotronisäteily on luonnostaan polarisoitunutta. Täysin järjestäytyneessä magneettikentässä polarisaatioasteen yläraja on

$$\Pi_{\text{syn}} = \frac{p+1}{p+7/3} = \frac{\alpha+1}{\alpha+5/3}, \quad (11)$$

joten indeksin arvoilla 2–3 synkrotronisäteilyn polarisaatioaste on maksimissaan (69–75) % [31]. Tämä yläraja on matalampi, mikäli säteily tulee useasta alueesta [35]. Tässä tapauksessa suurin mahdollinen polarisaatioaste on $\Pi_{\text{syn}}/\sqrt{N}$, jossa N on alueiden lukumäärä [11].

Magneettikenttä ei kuitenkaan ole täysin järjestäytynyt hiukkassuihkussa, joten synkrotronisäteilyn polarisaatioaste on selvästi pienempi kuin sen yläraja. Näkyvän valon polarisaatioaste onkin tyypillisesti vain (1–20) %. Magneettikentän järjestäytyneisyys voidaan määrittää vertaamalla polarisaatioastetta sen teoreettiseen ylärajaan [8].

Lisäksi magneettikentän järjestäytyneisyys muuttuu jatkuvasti emissioalueessa, minkä seurauksena myös synkrotronisäteilyn polarisaatioaste muuttuu ajan kuluessa. Polarisaatioasteen muutos näytetään kuvassa 3e, jossa se laskee merkittävästi noin 25 päivän aikana näkyvän valon alueella. Toisaalta polarisaatioaste voi myös kasvaa magneettikentän järjestäytyessä äkillisesti. Korkein havaittu polarisaatioaste näkyvän valon alueella on $(47,5 \pm 0,4)$ %, joka mitattiin BL Lacertaen purkauksen aikana [36].

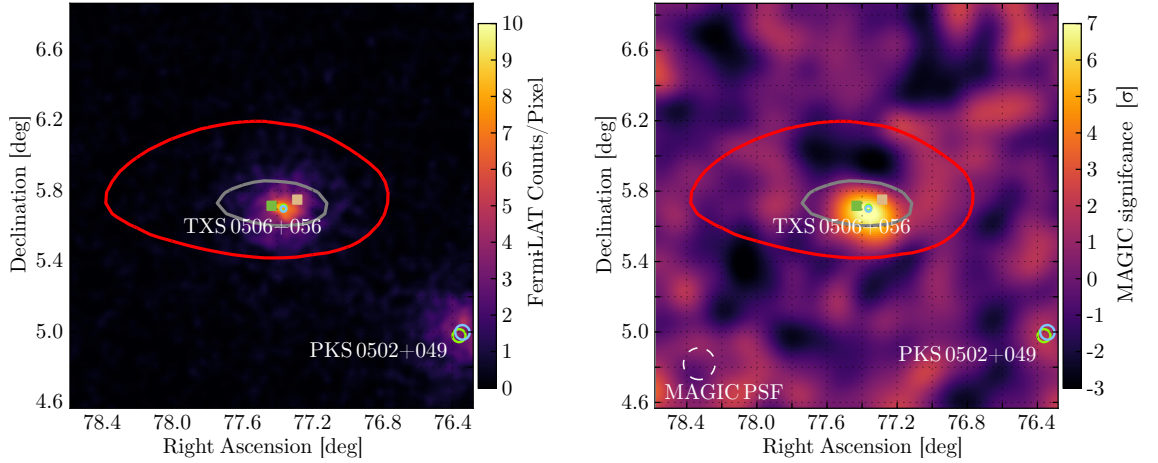
3.2 Korkeaenerginen säteily leptonisessa mallissa

Leptonisessa säteilymallissa korkeaenerginen säteily on peräisin käänteisestä Compton-sironnasta. Tässä prosessissa fotonit siroavat relativistisista elektroneista, joiden emittoima synkrotronisäteily tuottaa matalaenergisien spektrin [2]. Blasaareissa käänteinen Compton-sironta jaetaan kahteen prosessiin fotonien alkuperän mukaisesti: Synkrotoni-Compton-prosessissa (SSC) elektronit emittoivat fotoneita synkrotronisäteilynä, minkä jälkeen nämä fotonit siroavat samoista elektroneista. Ulkoisessa Compton-prosessissa (EC) fotonit tulevat hiukkassuihkun ulkopuolelta, kuten kerätymäkiekosta, BLR-alueesta tai pölytoruksesta [14].

Käänteinen Compton-sironta on erittäin tehokasta, kun siroaminen tapahtuu Thomsonin alueella. Elektronin lepokoordinaatistossa tämä tarkoittaa sitä, että fotonin energia on paljon pienempi kuin elektronin lepoenergia (511 keV). Tällöin sironneen fotonin energia on $\epsilon_s \simeq \gamma_e^2 \epsilon$, jossa $\epsilon = h\nu/m_e c^2$ on kohdefotonin dimensioton energia ennen siroamista [37]. Elektronin Lorentz-tekijä on tyypillisesti 10^3 – 10^4 hiukkassuihkussa, joten fotonin energia kasvaa noin miljoonakertaiseksi IC-prosessissa [6].

Tässä prosessissa syntyvän säteilyn polarisaatio riippuu ainoastaan fotonien alkuperäisestä polarisaatiosta. SSC-säteilyssä fotonikenttä muodostuu fotoneista, jotka ovat emittoituneet elektronien synkrotronisäteilystä. Nämä fotonit voivat olla erittäin polarisoituneita (11), mutta siroamisen jälkeen näiden fotonien polarisaatioaste voi olla maksimissaan puolet alkuperäisestä polarisaatioasteesta $\Pi_{\text{SSC}} \leq 50 \% \Pi_{\text{syn}}$ [8]. Tämä yläraja on arvio yksittäiselle emissioalueelle, jonka magneettikenttä on täysin järjestäytynyt.

Polarisaatioaste on vieläkin matalampi, jos säteily on peräisin useammasta emissioalueesta. Tällöin suurin mahdollinen polarisaatioaste on $\Pi_{\text{SSC}}/(2N^{5/6})$, missä N on emissioalueen solujen lukumäärä. Näin ollen SSC-säteilyn polarisaatioaste vastaa (1–2) % tyypillisissä blasaareissa, mikä ei ole havaittavissa IXPE-avaruusteleskoopilla



Kuva 4. IceCube-observatorion 290 TeV:n neutriinohavainto blasaarin TXS 0506+506 suunnasta. Neutriinon suunta on 90 % todennäköisyydellä punaisen alueen sisällä ja 50 % todennäköisyydellä harmaan alueen sisällä molemmissa kuvissa. Ruskea neliö on IC170922A neutriinohavainnon alkuperäinen havaintosuunta ja vihreä neliö on sen uudelleen kalibroitu havaintosuunta. Vasemmanpuoleisessa kuvassa väriasteikko kuvaa Fermi-LAT-teleskoopin fotonihavaintojen lukumäärä yli 1 GeV:n energioilla viimeisen 9.5 vuoden aikana. Oikeanpuoleisessa kuvassa väriasteikko kuvaa MAGIC-teleskoopin mittaamaa signaalin ja kohinan suhdetta yli 90 GeV:n fotoneille [38].

[11]. Toisaalta hiukkassuihkun ulkopuoliset fotonikentät tulevat termisestä säteilystä, joka ei ole polarisoitunutta. Tämän seurauksena EC-säteily ei ole lainkaan polarisoitunutta.

3.3 Korkeaenerginen säteily hadronisessa mallissa

Myös hadronisessa säteilymallissa matalaenerginen säteily on peräisin elektronien synkrotronisäteilystä, mutta korkeaenerginen säteily on peräisin protonien synkrotronisäteilystä sekä fotopioniprosessien tuottamasta säteilystä [4]. Jälkimmäisessä prosessissa syntyy myös neutriinoja, jotka ovat vahvin todiste AGN-hiukkassuihkujen hadronisista säteilyprosesseista [38].

Protonien synkrotronisäteilyn energiahäviöt ovat paljon pienemmät kuin elektronien synkrotronisäteilyn. Tämä johtuu siitä, että protonien massa on valtavasti suurempi kuin elektronien ja energiahäviöt ovat kääntäen verrannollisia säteilevän hiukkasen massan kuutioon yhtälön (10) mukaisesti [39]. Tästä seuraa merkittävä

ero elektronien ja protonien synkrotronisäteilyn välillä: magneettikentän täytyy olla erittäin voimakas 10–100 G ja protonin energian täytyy olla äärimmäisen suuri $\sim 10^{19}$ eV, jotta protonien synkrotronisäteily voisi selittää blasaarien korkeaenergisien spektrin [5, 40].

Nämä todella korkeaenergiset protonit tuottavat säteilyä myös fotopioniprosessin kautta. Nämä prosessit ovat

$$p + \gamma \rightarrow p' + \pi^0 \quad (12)$$

$$p + \gamma \rightarrow n + \pi^+ \quad (13)$$

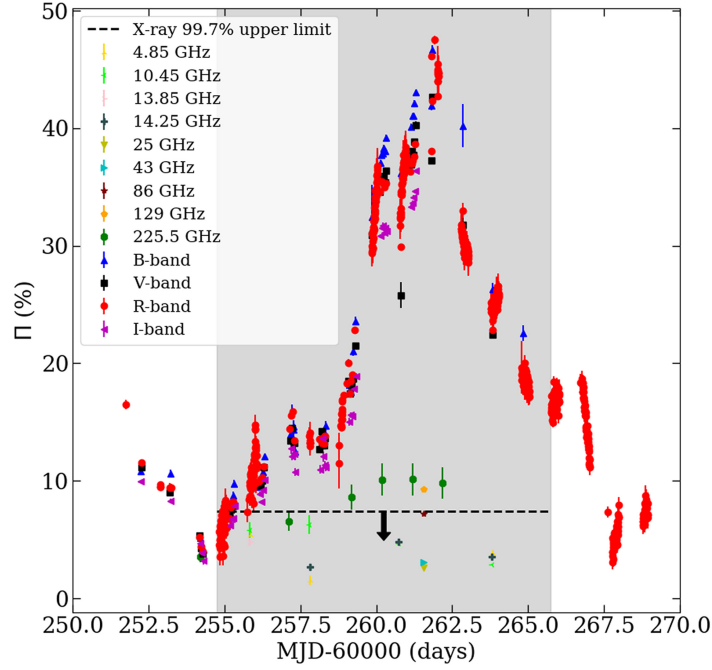
$$p + \gamma \rightarrow p' + \pi^+ + \pi^-, \quad (14)$$

missä π^0 on neutraali pioni, joka hajoaa kahdeksi fotoniksi $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$. Varatut pionit puolestaan hajoavat myoneiksi sekä neutriinoiksi $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu / \bar{\nu}_\mu$ ja myonit hajoavat edelleen elektroneiksi tai positroneiksi ja neutriinoiksi $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e / \bar{\nu}_e + \nu_\mu / \bar{\nu}_\mu$ [40].

Neutraalit pionit hajoavat fotoneiksi, joilla on erittäin korkea energia. Nämä fotonit vuorovaikuttavat matalaenergisten fotonien kanssa muodostaen elektroni-positroni pareja, jotka puolestaan menettävät energiaansa synkrotronisäteilynä. Tämä säteily voi edelleen muodostaa pareja, mitä nimitetään sähkömagneettisiksi kaskadeiksi. Prosessissa muodostuneiden parien sekä kaskadien synkrotronisäteily ulottuu aina röntgen ja γ -säteilyn energia-alueelle asti [5, 40]. Toisaalta varattujen pionien hajoamisessa syntyvät neutriinot eivät vaikuta blasaarin sähkömagnettiseen spektriin.

IceCube-neutriino-observatorio on havainnut erittäin korkeaenergisien 290 TeV neutriinon blasaarin TXS 0506+056 suunnasta vuonna 2017 [38]. Tämä havainto onkin merkittävin todiste hadronisista prosesseista AGN-hiukassuihkussa. Kuvassa 4 näytetään kyseisen neutriinon sekä blasaarin suunta.

Korkeaenergisien säteilyn polarisaatioaste on hadronisessa säteilymallissa verrattavissa näkyvän valon polarisaatioasteeseen. Protonit sekä kaskadeissa syntyvät leptonit menettävät energiaa synkrotronisäteilynä, ja etenkin protonien synkrotronisäteily on erittäin polarisoitunutta järjestäytyneessä magneettikentässä. Tämä



Kuva 5. BL Lacertaen polarisaatioaste radiotaajuuksilta röntgentaajuuksille. Kuvassa värit vastaavat eri taajuus alueita ja harmaa väli kuvaa IXPE:n havaintoikkunaa. Mustalla katkoviivalla on merkitty röntgenpolarisaatioasteen yläraja 7,4 % koko havaintojakson ajalta. Ensimmäinen päivä vastaa 2.11.2023 [36].

magneettikenttä vaikuttaa yhtä lailla myös matalaenergiisiin elektroneihin, joiden säteily muodostaa matalaenergisien spektrin. Näiden elektronien energiahäviöt ovat suuremmat kuin protoneilla, joten niiden polarisaatioaste muuttuu nopeammin kuin protonien [8, 9, 34].

4 Polarisaatiohavainnot

Blasaarien polarisaatioaste sekä polarisaatiokulma voidaan mitata röntgenalueella 2–8 keV IXPE:n avulla [12]. LSP-blasaareissa röntgensäteily tulee pääasiassa korkeaenergisestä komponentista, joka on erittäin heikosti polarisoitunut leptonisessa säteilymallissa. Toisaalta hadronisessa säteilymallissa röntgenpolarisaatioaste on verrattavissa näkyvään valoon[11].

Pelkästään röntgenpolarisaation mittaaminen ei kuitenkaan riitä näiden säteilymallien erotteluun, koska matala röntgenpolarisaatioaste voi johtua myös epäjär-

jestäytyneestä magneettikentästä. Magneettikentän järjestäytyneisyys puolestaan määritetään näkyvän valon polarisaatioasteen perusteella, sillä synkrotronisäteily on polarisoitunutta järjestäytyneessä magneettikentässä [8]. Näin ollen matala röntgenpolarisaatioaste puoltaa leptonista säteilymallia, jos näkyvän valon polarisaatioaste on samanaikaisesti korkea. Vastaavasti korkean röntgenpolarisaatioasteen havaitseminen olisi suora todiste hadronisista prosesseista blasaarin hiukkassuihkussa.

IXPE-havainnot ovat tuottaneet pelkästään ylärajoja LSP-blasaarien röntgenpolarisaatioasteelle. Näistä matalin mitattiin BL Lacertaelle, jonka röntgenpolarisaatioasteen ylärajaksi määritettiin 7,4 %. Tämän IXPE-havainnon aikaiset radio–röntgenpolarisaatioasteet esitetään kuvassa 5. Kuvasta nähdään, että näkyvän valon polarisaatioaste oli havaintojen aikana ennätysellisen korkea ($47,5 \pm 0,4$ %) [36].

Myös aikaisemmat IXPE-havainnot LSP-blasaareista ovat päättyneet samaan tulokseen, vaikkakin ylärajat ovat olleet korkeampia ja näkyvän valon polarisaatioaste on ollut huomattavasti matalampi [41–43]. Nämä IXPE-havainnot näytetään taulukossa I. Tämän lisäksi pehmeällä röntgenalueella 2–4 keV on havaittu polarisaatiota sekä sen nopea muutos noin viikon aikavälillä ISP-blasaarissa [42]. Näin nopeat polarisaatioasteen muutokset eivät ole mahdollisia, jos tämä röntgensäteily tulisi hadronisista prosesseista.

Yhteenveto

LSP-blasaareilla röntgenalueen säteily tulee pääasiassa korkeaenergisestä komponentista. Leptoninen säteilymalli ennustaa, että röntgenpolarisaatioaste on merkittävästi matalampi kuin näkyvän valon polarisaatioaste kyseisissä kohteissa. Toisaalta hadronisessa säteilymallissa röntgenpolarisaatioaste on verrannollinen näkyvän valon polarisaatioasteeseen. IXPE-havainnot LSP-blasaarien röntgenpolarisaatioasteesta sekä saman aikaiset näkyvän valon polarisaatiomittaukset mahdollistavat näiden

Kohde (pvm.)	$< \Pi_X$ (%)	Π_O (%)
BL Lacertae (6.5.–14.5.2022)	14,2	6,8
BL Lacertae (9.7.–11.7.2022)	12,6	14,2
BL Lacertae (27.11.–30.11.2022)	14,3	3–17
BL Lacertae (10.11.–18.11.2023)	7,4	$47,5 \pm 0,4$
3C 279 (13.6.–18.6.2022)	12,7	12
S4 0954+65 (25.5.–3.6.2023)	8,8	$14,3 \pm 4,1$

Taulukko I. IXPE-röntgenpolarisaatiohavainnot (2–8 keV) sekä samanaikaiset polarisaatioasteet näkyvän valon alueella. Ensimmäisessä sarakkeessa on kohteen nimi ja havaintojen päivämäärä. Toisessa sarakkeessa on havaittu röntgenpolarisaatioasteen yläraja ja kolmannessa sarakkeessa havaintojen aikainen näkyvän valon polarisaatioaste. BL Lacertae [36, 41, 42], 3C 279 [43] ja S4 0954+65 röntgen/ γ -purkauksen aikana [44].

säteilymallien erottelun.

Röntgenpolarisaatiohavainnot osoittavat, että blasaarien korkeaenerginen säteily on lähes polarisoitumatonta [36, 41–43, 45]. Vahvin todiste leptonisista prosesseista saatiin, kun BL Lacertaen näkyvän valon polarisaatioaste nousi kuusi kertaa korkeammaksi kuin saman aikainen röntgenpolarisaatioaste [36]. Nämä havainnot sulkevat pois kaikki puhtaasti hadroniset säteilymallit blasaarien hiukkassuihkuissa.

Kuitenkaan hadroniset prosessit eivät ole kokonaan poissuljettuja blasaarien hiukkassuihkuissa, kuten neutriinohavainnot osoittavat [38].

Tulevaisuudessa blasaarien polarisaatio voidaan mitata myös MeV alueella. Ensimmäinen γ -polarisaatiota mittava avaruusteleskooppi on NASA:n suunnittelema AMEGO-X, jonka laukaisuaajankohdaksi on suunniteltu 2028 [46]. Tämän lisäksi suunnitteilla on toinen vastaavanlainen COSI-avaruusteleskooppi. Näiden polarimetrien avulla saataisiin vieläkin varmempia todisteita blasaarien säteilyprosesseista.

Tekoälyn käyttö tutkielmassa

Tässä tutkielmassa tekoälyä on käytetty lähteiden etsimiseen sekä kieliopin tarkastamiseen.

Viitteet

- [1] C. M. Urry ja P. Padovani, Publ. Astron. Soc. Pac. **107**, 803 (1995) [doi:10.1086/133630](#).
- [2] L. Maraschi *et al.*, Astrophys. J. **397**, L5 (1992) [doi:10.1086/186531](#).
- [3] C. D. Dermer ja R. Schlickeiser, Astrophys. J. **416**, 458 (1993) [doi:10.1086/173251](#).
- [4] K. Mannheim, **269**, 1 (1993) [doi:10.48550/arXiv.astro-ph/9302006](#).
- [5] F. A. Aharonian, New Astron. **5**, 377 (2000) [doi:10.1016/S1384-1076\(00\)00039-7](#).
- [6] M. Böttcher *et al.*, Astrophys. J. **768**, 54 (2013) [doi:10.1088/0004-637X/768/1/54](#).
- [7] H. Krawczynski, Astrophys. J. **744**, 30 (2012) [doi:10.1088/0004-637X/744/1/30](#).
- [8] H. Zhang ja M. Böttcher, Astrophys. J. **774**, 18 (2013) [doi:10.1088/0004-637X/774/1/18](#).
- [9] H. Zhang *et al.*, Astrophys. J. **829**, 69 (2016) [doi:10.3847/0004-637X/829/2/69](#).
- [10] A. L. Peirson ja R. W. Romani, Astrophys. J. **885**, 76 (2019) [doi:10.3847/1538-4357/ab46b1](#).
- [11] H. Zhang *et al.*, Astrophys. J. **967**, 93 (2024) [doi:10.3847/1538-4357/ad4112](#).
- [12] M. C. Weisskopf *et al.*, J. Astron. Telesc. Instrum. Syst. **8**, 1 (2022) [doi:10.1117/1.JATIS.8.2.026002](#).
- [13] M. Ajello *et al.*, Astrophys. J. **892**, 105 (2020) [doi:10.3847/1538-4357/ab791e](#).
- [14] R. Blandford *et al.*, Annu. Rev. Astron. Astrophys. **57**, 467 (2019) [doi:10.1146/annurev-astro-081817-051948](#).
- [15] C. Ricci ja B. Trakhtenbrot, Nat. Astron **7**, 1282 (2023) [doi:10.1038/s41550-023-02108-4](#).
- [16] R. D. Blandford ja A. Königl, Astrophys. J. **232**, 34 (1979) [doi:10.1086/157262](#).
- [17] R. Blandford ja R. Znajek, Mon. Not. R. Astron. Soc. **179**, 433 (1977) [doi:10.1093/mnras/179.3.433](#).
- [18] M. Stickel *et al.*, Astrophys. J. **374**, 431 (1991) [doi:10.1086/170133](#).
- [19] G. Ghisellini *et al.*, Mon. Not. R. Astron. Soc. **414**, 2674 (2011) [doi:10.1111/j.1365-2966.2011.18578.x](#).
- [20] A. A. Abdo *et al.*, Astrophys. J. **716**, 30 (2010) [doi:10.1088/0004-637X/716/1/30](#).

- [21] V. A. Acciari *et al.*, *Astron. Astrophys.* **623**, A175 (2019) [doi:10.1051/0004-6361/201834010](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201834010).
- [22] A. P. Marscher *et al.*, *Nature* **452**, 966 (2008) [doi:10.1038/nature06895](https://doi.org/10.1038/nature06895).
- [23] T. Arlen *et al.*, *Astrophys. J.* **762**, 92 (2013) [doi:10.1088/0004-637X/762/2/92](https://doi.org/10.1088/0004-637X/762/2/92).
- [24] C. M. Raiteri *et al.*, *Nature* **552**, 374 (2017) [doi:10.1038/nature24623](https://doi.org/10.1038/nature24623).
- [25] I. Liodakis *et al.*, *Nature* **611**, 677 (2022) [doi:10.1038/s41586-022-05338-0](https://doi.org/10.1038/s41586-022-05338-0).
- [26] L. Di Gesu *et al.*, *Astrophys. J.* **938**, L7 (2022) [doi:10.3847/2041-8213/ac913a](https://doi.org/10.3847/2041-8213/ac913a).
- [27] L. Di Gesu *et al.*, *Nat. Astron* **7**, 1245 (2023) [doi:10.1038/s41550-023-02032-7](https://doi.org/10.1038/s41550-023-02032-7).
- [28] R. Middei *et al.*, *Astrophys. J.* **953**, L28 (2023) [doi:10.3847/2041-8213/acec3e](https://doi.org/10.3847/2041-8213/acec3e).
- [29] Z. R. Weaver *et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **260**, 12 (2022) [doi:10.3847/1538-4365/ac589c](https://doi.org/10.3847/1538-4365/ac589c).
- [30] A. A. Abdo *et al.*, *Nature* **463**, 919 (2010) [doi:10.1038/nature08841](https://doi.org/10.1038/nature08841).
- [31] G. B. Rybicki ja A. P. Lightman, *Radiative processes in astrophysics* (Wiley, 1979).
- [32] R. Novick *et al.*, kirjassa *The OSO-8 mosaic graphite stellar X-ray polarimeter* (PUBLISHER, 1978), Vol. 20, p. 127, ADS Bibcode: 1978nisa.symp..127N.
- [33] I. Liodakis *et al.*, *Astrophys. J.* **880**, 29 (2019) [doi:10.3847/1538-4357/ab2719](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab2719).
- [34] H. Zhang *et al.*, *Astrophys. J.* **876**, 109 (2019) [doi:10.3847/1538-4357/ab158d](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab158d).
- [35] A. P. Marscher, *Astrophys. J.* **780**, 87 (2014) [doi:10.1088/0004-637X/780/1/87](https://doi.org/10.1088/0004-637X/780/1/87).
- [36] I. Agudo *et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **985**, 1 (2025) [doi:10.3847/2041-8213/adc572](https://doi.org/10.3847/2041-8213/adc572).
- [37] C. D. Dermer ja G. Menon, *High energy radiation from black holes*, 1 ed. (University Press, 2009).
- [38] I. Collaboration *et al.*, *Science* **361**, eaat1378 (2018) [doi:10.1126/science.aat1378](https://doi.org/10.1126/science.aat1378).
- [39] H. Krawczynski, *Relativistic jets from active galactic nuclei* (Wiley-VCH, 2012).
- [40] A. Mücke *et al.*, *Astropart. Phys.* **18**, 593 (2003) [doi:10.1016/S0927-6505\(02\)00185-8](https://doi.org/10.1016/S0927-6505(02)00185-8).
- [41] R. Middei *et al.*, *Astrophys. J.* **942**, L10 (2023) [doi:10.3847/2041-8213/aca281](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aca281).
- [42] A. L. Peirson *et al.*, *Astrophys. J.* **948**, L25 (2023) [doi:10.3847/2041-8213/acd242](https://doi.org/10.3847/2041-8213/acd242).
- [43] H. L. Marshall *et al.*, *Astrophys. J.* **972**, 74 (2024) [doi:10.3847/1538-4357/ad5671](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ad5671).

- [44] P. M. Kouch *et al.*, Astron. Astrophys. **695**, A99 (2025) [doi:10.1051/0004-6361/202453127](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202453127).
- [45] I. Liodakis *et al.*, Astron. Astrophys. **698**, L19 (2025) [doi:10.1051/0004-6361/202554747](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202554747).
- [46] R. Caputo *et al.*, J. Astron. Telesc. Instrum. Syst. **8**, 044003 (2022) [doi:10.1117/1.JATIS.8.4.044003](https://doi.org/10.1117/1.JATIS.8.4.044003).