

Szegedi Tudományegyetem
Természettudományi és Informatikai Kar

**A GRB221009A gammakitörés tulajdonságainak vizsgálata
utófénylések fénygörbe-modelljeinek segítségével**

OTDK-dolgozat

Szerző: Vig Zsófia

Fizika BSc szak – Csillagász szakirány

Témavezető: Dr. Szalai Tamás

SZTE TTIK Fizikai Intézet

Kísérleti Fizikai Tanszék

Szeged, 2025

Tartalom

1.	Bevezetés	3
2.	Elméleti háttér	4
2.1.	A gammakitörések felfedezése	4
2.2.	A gammakitörések csoportosítása	5
2.3.	A tűzgolyó-modell	7
2.4.	A sugárzási folyamatok	9
2.4.1.	A prompt gammasugárzás	9
2.4.2.	A szinkrotronsugárzás	10
2.5.	A nyalábok típusai	13
2.6.	Az utófénylések	17
2.6.1.	Röntgen utófénylések	18
2.6.2.	Optikai utófénylések	20
2.6.3.	Rádió/ szubmilliméteres utófénylések	21
3.	Az afterglowpy program és annak tesztelése	22
3.1.	Az afterglowpy jellemzői	22
3.2.	A mérési adatok előkészítése	24
3.2.1.	Az AB magnitúdórendszer és a spektrális fluxussűrűség	24
3.2.2.	A galaktikus extinkció-korrekción kód	26
3.3.	Az afterglowpy kód tesztelése	28
4.	A GRB221009A esemény utófényléseinek modellezése	32
4.1.	A GRB221009A esemény rövid ismertetése	32
4.2.	A GRB221009A optikai fénygörbéjének elkészítése és elemzése	33
4.3.	Az eredmények összehasonlítása szakirodalmi értékekkel	37
5.	Összegzés	38
	Köszönetnyilvánítás	39
	Irodalomjegyzék	40
	Függelék	42

1. Bevezetés

A gammakitörések (Gamma-ray bursts, GRB-k) az Univerzum eddig észlelt legnagyobb energiájú jelenségei. Sok kérdést rejtő témakör, létrejöttük körülményeire a tudósok mai napig magyarázatot keresnek. Elsősorban gammasugárzást bocsátanak ki, amelyet a környező anyag elnyel, majd egyre hosszabb hullámhosszakon sugároz ki. Ennek köszönhetően a sugárzás időbeli lefolyása hosszabb hullámhosszú tartományokban is megfigyelhető, ezt nevezik utófénnyelnek. Ezen utófénnyelések fénygörbe-modellezésével következtethetünk a kitörések fizikai jellemzőire, például a nyalábok mentén kisugárzott energia mennyiségére, illetve a nyalábok nyílásszögére.

A GRB221009A, amely a BOAT (Brightest of All Time), vagyis a valaha észlelt legfényesebb gammakitörés elnevezést kapta, ez emberiség történelmében megfigyelt egyik legkülönlegesebb ilyen esemény. Kivételesen hosszú ideig tartott, és utófénnyelése is rekordot döntött. A statisztikai becslések szerint akár az elmúlt néhány évezred legfényesebbnek látszó GRB-je lehetett, amelynek csúcsintenzitása átmenetileg telítette a legtöbb űrbéli gammasugár-detektort.

Kutatásom során az afterglowpy nevű, publikusan elérhető Python program segítségével modellezem a GRB221009A optikai fénygörbéit, melyek alapján következtetek a tulajdonságaira, így az általa kibocsátott energia mennyiségére is. Végül eredményeimet más vizsgálatokéival hasonlítom össze.

2. Elméleti háttér

2.1. A gammakitörések felfedezése

Az 1960-as években már műholdakkal figyelték mind az esetleges földi robbanásokat, mind az űrbélieket. Ezek azért voltak fontosak, mivel 1963-ban három ország (Szovjetunió, Amerikai Egyesült Államok és Nagy-Britannia) aláírta a Nemzetközi Atomcsend Egyezményt, melyben a tagok beleegyeztek, hogy nem fognak nukleáris fegyvereket használni. Amikor felrobban egy hidrogén- vagy atombomba, egy pillanatnyi villanást hoz létre, amely a gammasugárzás tartományába esik, ezt a sugárzást észlelik a kihelyezett műholdak. Mivel eleinte úgy gondolták, hogy a Földről máshonnan nem érkezik gammasugárzás, így a módszer biztosnak tűnt az ilyen események beazonosítására [1].

Mikor elkezdték elemezni a műholdakkal gyűjtött adatokat, felfedezték, hogy vannak, amelyek nem emberi tevékenység eredményei, tehát nem a Földről vagy a Holdról származtak (számítottak arra is, hogy lesznek, akik a Holdon próbálják ki a fegyvereiket). Egyre több és több ilyen forrást találtak, de nem tudták pontosan meghatározni, hogy honnan származnak és mik is ezek valójában. 1980-ig közel 500 kozmikus eredetű gammafelvillanást detektáltak. 1991-ben felbocsátották a NASA CGRO, Compton Gamma Obszervatórium nevű műholdját, amely fedélzetén négy műszer működött. Ezek közül a leghíresebb a BATSE, amely több mint 2700 kitörést észlelt, viszont még ez is pontatlanul tudta csak meghatározni a források irányát. Néhány évvel később, 1997-ben már néhány ívperc pontossággal tudták mérni ezeket, az akkor felküldött BeppoSAX műhoddal.

Az azonosított források távolsága jóval meghaladta az eredetileg becsült értékeket. Az addigi elmélet, miszerint a kitörések a Galaxisunkból származnak, hamisnak bizonyult. A legtöbb a Galaxisunktól hatalmas távolságra levő forrásból érkezik. Ez azt jelentette, hogy az eddigieknél jóval nagyobb energiájú jelenségekről van szó, hiszen csak ekkor érzékelhetőek nagy távolságokból is.

2.2. A gammakitörések csoportosítása

A gammakitörések legalább két típusát szokták megkülönböztetni, a csoportokat a kitörés időtartama alapján adják meg. A határt két másodpercnél szabták meg. Az eredetileg két fő csoportba sorolt (rövid és hosszú) gammakitörések az elképzelések szerint fizikailag különböző módon jönnek létre.

Rövid gammakitörések

Időtartamuk általában néhány ezred másodperctől két másodpercig tart. Az égi eloszlásuk az eddigi vizsgálatok alapján erősen anizotróp [2]. Ezt a kategóriát a kompakt kettős rendszer összeolvadási eseményeivel (két neutroncsillag, vagy egy neutroncsillag + fekete lyuk rendszer egyesülésével) kötik össze. Közvetlen bizonyítékot még csak a neutroncsillagok egyesülésének modelljére találtak, pár évvel ezelőtt néhány kitörést gravitációs hullám detektálásával lehetett összekapcsolni. Az első ilyen eset a GRB170817A volt, amikor a gravitációs hullámok műszeres érzékelése után 1,7 másodperccel [3] a Fermi űrtávcső gammakitörést érzékelt. Számítások alapján meghatározták, hogy összeolvadó objektumok okozták a gravitációs hullámokat. Elektromágneses tartományban végzett mérések igazolták, hogy ezek az égitestek neutroncsillagok voltak, a folyamat közben pedig gammakitörés játszódott le.

Hosszú gammakitörések

Általában a 2 másodpercnél tovább tartó kitöréseket hosszú gammakitöréseknek nevezzük. Az égi eloszlásuk az eddigi vizsgálatok alapján izotróp [2]. Ez esetben egy minimum 40 naptömegű és gyorsan forgó csillag halálakor a csillag magja a külső rétegek súlya alatt összeroppan, ezáltal pedig egy fekete lyuk jön létre. Eközben az energia robbanás formájában felszabadul, ez okozza a gammakitörést. Ezt nevezik hipernóva/kollapszár modellnek. A haldokló csillagnak ezen fontos kritériumoknak kell, hogy megfeleljen, de ezek teljesítésével sem biztos, hogy a folyamat létrejön.

Közepes gammakitörések

Magyar kutatók által nemrégiben felfedezett új csoport [2]. A rövid és a hosszú gammakitörések között megfigyeltek egy átmenetet. A kevés, ismert, 2 másodperc körüli időtartamú kitörésnél a forrás nem felelt meg sem a kollapszár modellnek, sem a rövid kitörésekre jellemző kettős rendszer egyesülésének. A közepes GRB-k szintén erősen anizotróp eloszlást mutatnak, de az időskálájuk egyértelműen hosszabb 2 másodpercnél, ami egy erős bizonyítéknak tűnik a harmadik, egyelőre ismeretlen eredetű csoport létezésére.

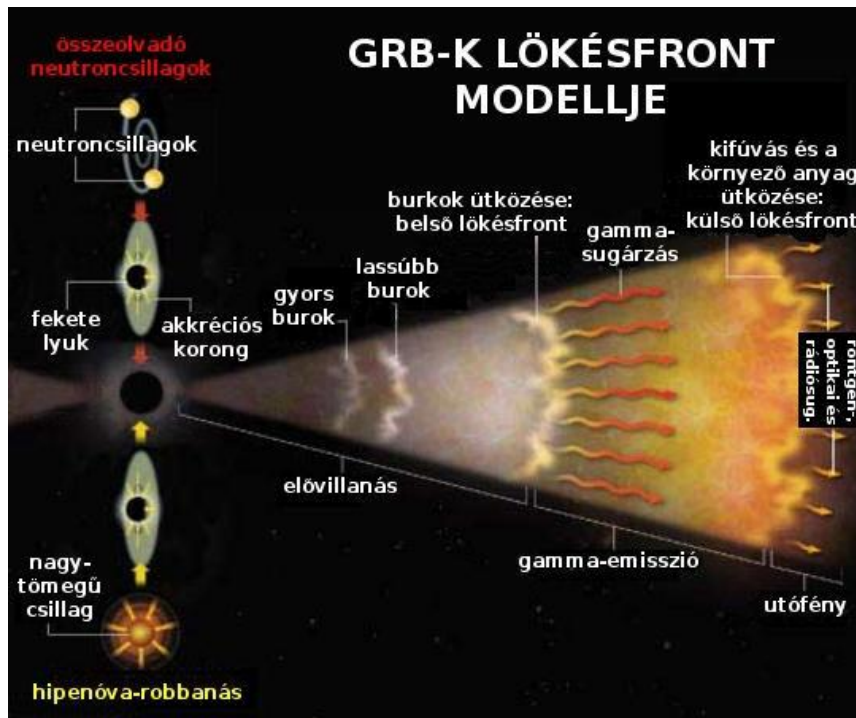
Ultrahosszú kitörések

Olyan külön csoportként még nem azonosított gammakitörések, amelyek akár 10000 másodpercnél is tovább tarthatnak. Idáig a legkevesebbszer látott jelenségek a gammakitörések között, nagy valószínűséggel az eszközök érzékenységi korlátai okozhatták, hogy ilyen kevés esetben tudták csak megfigyelni őket. Létrejöttüket okozhatta kék szuperóriás (OB színeképtípusú, 16-40 Naptömegű csillag) összeomlása, árapály-zavar esemény (egy égitest közel kerül egy nagyon nagy tömegű fekete lyukhoz, ami széttepi azt) vagy egy magnetár (azaz extrém erős mágneses terű neutroncsillag) születése.

A lágygamma-ismétlők

Vannak olyan esetek, amikor egy forrásból több kitörés jelei is detektálhatóak, akár periodikusan vagy véletlenszerűen. A lágygamma ismétlők (SGR, Soft Gamma Repeater) nevüket onnan kapták, hogy a kisugárzás tartománya a lágygamma tartományban van. Kisebb energiájú folyamat, mint az eddig ismertetett gammakitörések, kialakulásuk vélhetően magnetárokhoz köthető. A neutroncsillag burkát az erős mágneses mező elmozdítja, ebben a nagyon nagy energiájú folyamatban gammakitörés jön létre. Ahogy ez megtörtént, a mágneses tér megint felépíti azt a térerősséget a magnetárban, amely majd később egy újabb kitöréshez vezethet.

2.3. A tűzgolyó-modell



1. ábra. A gammakitörések lökésfront modellje

Forrás: <https://www.csillagaszat.hu/hirek/asztroblog/interju-a-gammavillanások-magyar-szarmazasu-vezeto-kutatojaval/>

Az elfogadott, általános GRB-modellben van egy központi objektum (central engine), amelyben hatalmas energia tartózkodik, nagyon kis helyen és nagy hőmérsékleten. Itt történik valamilyen pillanatszerű, extrém nagy energiakibocsátású folyamat (pl. két neutroncsillag összeolvadása, vagy egy különösen nagy energiájú szupernóva-robbanás), és az ebből származó anyag és sugárzás nyalábolva terjed kifelé. Ennek alkotóelemei nagy energiájú fotonok, valamint nagy sebességű, nagyrészt töltött részecskék, például elektronok, pozitronok és protonok. Ez utóbbiak összessége plazma halmazállapotú lesz, az extrém nagy hőmérséklet és a töltött részecskék miatt. A gammakitörések környezetét „tűzgolyó” modell néven is szokták emlegetni (a kitörés környezetében lévő extrém nagy hőmérséklet és a robbanási lökeshullámok terjedése okán). A részecskék fénysebességhez közeli sebességre gyorsulnak, így relativisztikussá válik ez az esemény. A relativisztikus folyamatok esetén az energia

$$E = \Gamma m_0 c^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (1)$$

módon adódik, ahol $m_0 c^2$ a nyugalmi energia, v a sebesség, c a fénysebesség, a

$$\Gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2)$$

mennyiség pedig a Lorentz-faktor.

A korai időpontokban [4] a relativisztikus kiáramlás alkotói még nincsenek egymással oksági kapcsolatban, hiszen idődilatació lép fel. A nyaláb a közegbe hatolva lelassul, ekkor $\Gamma = \Gamma_0(t/t_0)^{-3/2}$, ahol Γ_0 a kezdeti Lorentz-tényező t_0 -nál. Ahogy az idő múlik és a θ_j félnyílásszögű nyaláb lelassul, végül eléri azt a pontot, ahol $\Gamma = 1/\theta_j$ lesz. Ezen a ponton a nyaláb két oldala már oksági kapcsolatban áll egymással. Elméletben ezen a pontot túl a Lorentz-tényező exponenciálisan csökken a forrástól való távolsággal, ami sokkal kisebb energiát eredményez [5]. A nyaláb az oksági kapcsolat fellépésekor létrejövő nagy nyomás miatt oldalirányba kezd el tágulni [6].

Problémája a tűzgolyó-modellnek, hogy a kezdetben nagy hőmérsékleti energiával és kinetikus energiával rendelkező, a robbanás miatt folyamatosan táguló „tűzgömbünk” az idő előrehaladtával az összes hőmérsékleti energiáját átalakítaná mozgási energiává. Az energiaátalakulás egy idő után leállna és egy gyorsan mozgó, ámbár hideg anyagunk lenne, ami már nem lenne képes gammafoton létrehozására. Az a feltevés, hogy vannak úgynevezett lökeshullámok/lökésfrontok, amelyek olyan gyorsan terjedő hullámfrontok, amelyek mentén valamilyen fizikai mennyiség (például nyomás vagy az anyag sebessége) ugrásszerűen változik. Ezek hatására a mozgási energia visszaalakul hőmérsékleti energiává. Ebben az esetben újra lenne hőmérsékleti energiája a tűzgömbnek, ami táplálhatná tovább a gammakitörés folyamatát. A lökeshullámok által frontvonalakat állíthatunk fel a modellben. Ilyen a belső lökésfront és a külső lökésfront. Ezek két különböző módon keletkeznek. A gyorsan mozgó belső burkok a korábban távozott, s már lassúbb anyagrégeket utolérve lökeshullámot generálnak (belső lökésfront), ez a gammasugárzás keletkezésének helye. Ahol a kifúvásokban kiáramló anyag a környező, "nyugodt" területek anyagába ütközik, egy külső lökésfront keletkezik [7].

A belső lökésfronton a plazma gyorsan mozgó és nagy energiájú, relativisztikus elektronjai összeütköznek a fotonokkal, ezáltal növelve azok energiáját, ilyenkor gammafotonok keletkeznek. Ezt inverz Compton effektusnak nevezik. A gammasugárzás a modell ezen

részből származik. A fotonok energiája gammadetektorokkal mérhető, amely megadja, hogy mekkora energiájú fotonból mennyi van. Ebből spektrumok állíthatók össze.

A már kialakult gammafotonokból párkeltéssel elektron-pozitron párok keletkeznek.

$$\gamma\gamma \rightarrow e^-e^+ \quad (3)$$

Ahhoz, hogy a párkeltés megvalósulhasson, ahhoz a gammafotonoknak a pozitron-elektron pár nyugalmi energiájával kell rendelkeznie, hiszen enélkül nem lenne elég energiájuk az átalakuláshoz. Ez az energia 0,511 MeV, amit, ha elérnek a gammafotonok akkor átalakulnak az elektron-pozitron párrá, amelyik nem éri el ezt az energiaszintet az halad tovább a többi anyaggal és részecskével együtt a tágulás irányába. Vagyis ennek kellene történnie, de nem ez történik. Ez azzal magyarázható, hogy a fotonokat létrehozó plazma relativisztikus átlagsebességgel mozog, így a fotonok a nyaláb tengelye mentén egy keskeny $\theta_j \sim \frac{1}{\gamma}$ nyílásszögű kúppá kollimálódnak. Emiatt nem minden foton frontálisan ütközik, hanem sok olyan van, amelyek ezalatt valamilyen szöget zárnak be egymással, emiatt az átalakuláshoz szükséges energiahatár feljebb tolódik. A létrejött elektron-pozitron párok nem tudnak egymás környezetében sokáig meglenni, így kioltják egymást. Ezáltal újra gammafotonok keletkeznek és a folyamat kezdődik előlről.

A külső lökésfronton az alkotók, mint például a tovább haladó gammafotonok, a környező területek anyagába ütköznek. Az anyag elnyeli, majd egyre hosszabb hullámhosszon sugározza ki őket. Emiatt gammakitöréskor nem csak gammasugárzást érzékelünk, hanem hosszabb hullámhosszú sugárzásokat is. Az idő előrehaladtával az elektromágneses spektrum szinte minden tartományából érzékelhetünk sugárzást. Ezt hívjuk a gammakitörések utófénylésének.

2.4. A sugárzási folyamatok

Az ebben a fejezetben ismertetett áttekintés a [4]-es munkára épül.

2.4.1. A prompt gammasugárzás

A prompt gammasugárzás kibocsátása a gammakitörések meghatározó jellemzője. Az ekkor létrejövő gammafotonok kiáramlása teszi lehetővé, hogy detektálni tudják a kitöréseket és a

helyzetüket közelítőleg meghatározhassák. A GRB-k felfedezésétől közel 30 évig ez volt az egyetlen hullámhossztartomány, amin a GRB-eket megfigyelték.

Minden észlelt gammakitörésnek elkészítették a prompt gammafénygörbét, amely a fotonok számát ábrázolja az idő függvényében, ez segít a kitörések tulajdonságainak meghatározásában. Ilyen tulajdonság például a csúcsintenzitás értéke, a gammakitörés időbeli hosszúsága, az ismétlődés és hogy volt-e esetleg a kitörés előtt előfutár esemény. A csúcsintenzitáson a legmagasabb beütésszámot, azaz adott részen a legtöbb foton érzékelését értjük. Előfutár eseménynek pedig azt nevezzük, amikor egy gyors, gyengébb intenzitásnövekedés jelzi előre a később bekövetkező valódi gammakitörést. Az eddig detektált GRB-k fénygörbéi, illetve fizikai paraméterei meglehetősen diverz összképet mutatnak. Még a mai napig nem ismerik pontosan a gammakitörések fénygörbéi közötti eltérések okát.

A fentebb említett tulajdonságokból kettő lett csoportalkotó, a gammakitörések hosszúsága és az ismétlődés. Egy gammafénygörbéről nem feltétlenül lehet pontosan leolvasni, hogy a GRB melyik csoportba sorolható, pont a szélsőséges esetek miatt. Azt, hogy egy GRB melyik csoportba tartozik, a kitörés forrása határozza meg.

2.4.2. A szinkrotronsugárzás

A szinkrotronsugárzás a GRB-k utófénylését (lásd 2.6-os fejezet) formáló domináns sugárzási folyamat. Ennek kibocsátása a lökeshullámfrontban történik, ahol a relativisztikus elektronok felgyorsulnak és köröznek a mágneses tér erővonalai körül, ami (frekvencia és idő szerint is) hatványfüggvény szerinti eloszlású kibocsátást eredményez. A megfigyelt utófénylés a kiáramlás makrofizikai (például kitörési energia, geometria) és mikrofizikai (például az elektronok energiaaránya vagy a mágneses tér) tulajdonságaitól egyaránt függenek. Ezek összetett folyamatok és kitörésként változóak, az utófénylés tulajdonságai tehát ezektől függenek. Az elméletek alapján egy jól leképezett utófénylés a kitörés feltételeit (közel) teljesen meghatározhatja.

Számos tanulmány és áttekintés foglalkozik az utófénylés kibocsátásának természetével, ezt itt csak röviden, egyszerű formában vázolom fel. Az alábbiakban a spektrális tulajdonságok vannak bemutatva, lásd [8-9].

Amikor a lökéshullám a közegben terjed, az elektronok plusz energiát és perdületet kapnak, ami az elektronok Lorentz-faktorainak $N(\gamma_e) \propto \gamma_e^p$ alakú eloszlását eredményezi, ahol $p > 2$, (hogy a végtelen energiát elkerüljük, amikor az elektron energiát integráljuk) és jellemzően a $2 < p < 2,5$ tartományban van. Amint ezek az elektronok a mágneses térerővonalak mentén keringenek, szinkrotronsugárzást bocsátanak ki, amely az elektromágneses spektrum széles tartományán ível át. Az általa kibocsátott spektrum egy olyan összekapcsolt hatványfüggvényekből álló halmaz, amelyek törési frekvenciái megfelelnek a kibocsátó régió különböző fizikai folyamatainak.

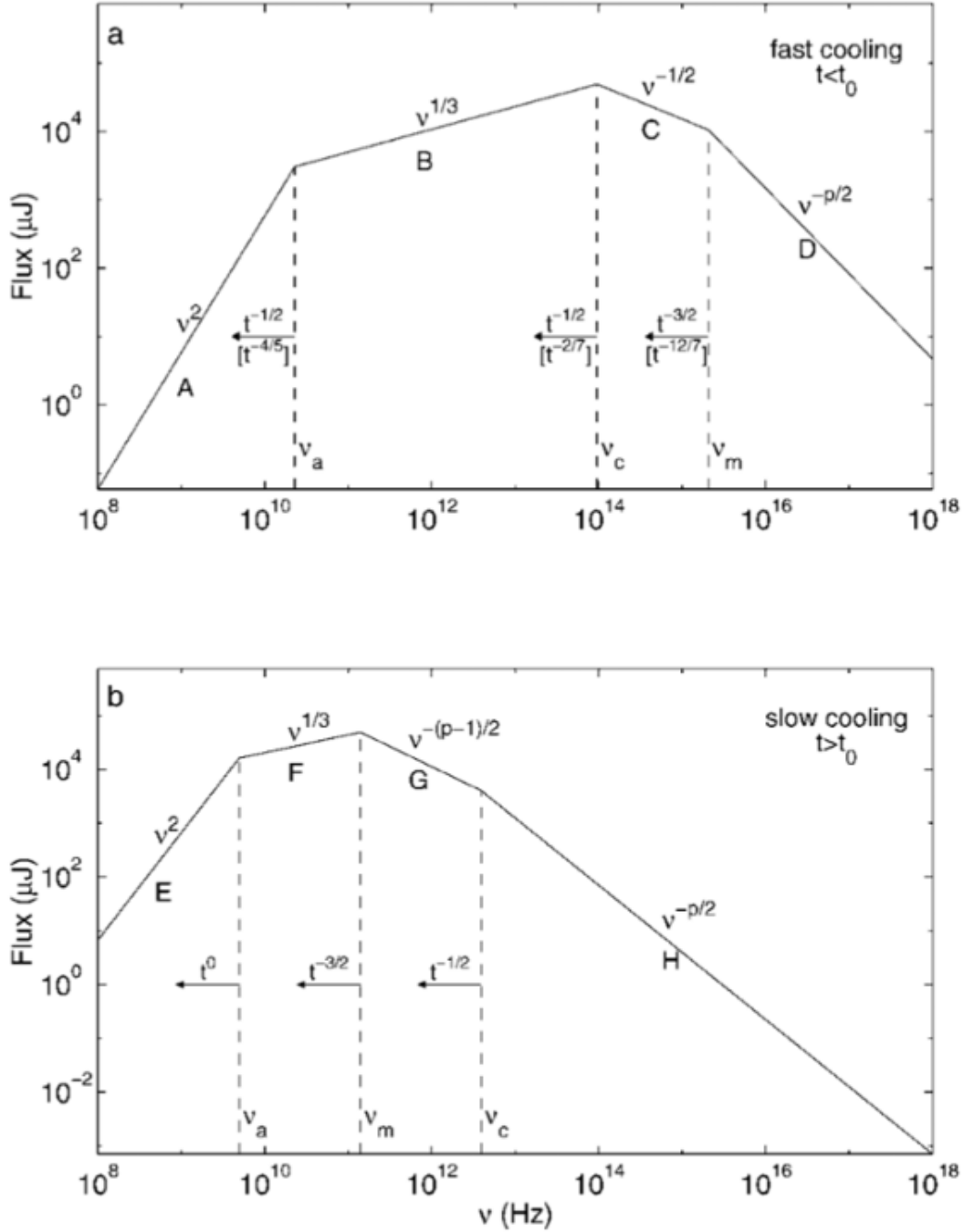
Alacsony frekvenciákon a forrás lényegében abszolút fekete testként viselkedik, mivel a kibocsátott fotonok újra elnyelődnek. Ez az úgynevezett ν_a önabszorpciós frekvenciánál alacsonyabb frekvenciákon történik. Ebben az esetben az adott ν frekvencián mért F_ν spektrális fluxussűrűség frekvenciától való függése $F_\nu \propto \nu^2$. Magasabb frekvenciákon (egészen a ν_m csúcsintenzitáshoz tartozó frekvenciáig), a kibocsátás $F_\nu \propto \nu^{1/3}$ módon skálázódik. A csúcsfrekvenciát a szinkrotronsugárzás karakterisztikus frekvenciája határozza meg, amelyet [9] alapján adnak meg,

$$\nu_{syn} \approx \nu_m = \frac{\omega_{syn}}{2\pi} \sim \frac{qB \gamma_e^2}{2\pi m_e c}, \quad (4)$$

ahol γ_e az elektron Lorentz-tényezőjét jelöli, m_e az elektron tömegét és B a mágneses térerősséget. A csúcsfrekvenciánál magasabb esetekben a fluxust a γ_e -nél nagyobb Lorentz-tényezővel rendelkező elektronok emissziójának összege uralja, és így $F_\nu \propto \nu^{-(p-1)/2}$, jellemzően $\nu^{-1/2}$.

A végső törési frekvencia az elektronoknak a mágneses erővonalak mentén bekövetkező energiakisugárzással, az úgynevezett hűlési frekvenciával függ össze. Az elektronokat a lökéshullám gyorsítja, de kisugárzásuk során lehűlnek. Kezdetben csak a magas Lorentz-tényezőjű elektronok hűlnek le, de az idő előrehaladtával egyre több elektron tesz így, a hűlési frekvencia idővel nem állandó, hanem az alacsonyabb frekvenciák felé mozog. A hűlési frekvenciánál magasabb frekvenciákon az emisszió $F_\nu \propto \nu^{-p/2}$ módon skálázódik. A várt eredményekből származó széles sávú (rádiótól a röntgenig terjedő) spektrális energiaeoszlások a 2. ábrán láthatóak.

A GRB utófénylés modellezésének feladata a spektrális törések helyének, időbeli alakulásának és az egyes rendszereken belüli spektrális meredekségeknek a meghatározása, ezek a robbanás fizikai paramétereinek kinyerésére használhatóak.



2. ábra. A szinkrotronsugárzás spektrális összetevői, a törési frekvenciákkal együtt.

Forrás: [4]

2.5. A nyalábok típusai

A megfigyelések alapján a kibocsátott energia és a szülőobjektum(ok)ból származó anyag nyalábok mentén terjed. Ha izotróp módon sugároznának, akkor pár másodperc alatti energiakibocsátásuk [10] a Nap nyugalmi energiájának nagyságrendje, azaz $M_{\odot} \cdot c^2 \sim 10^{54}$ erg körül lenne, így

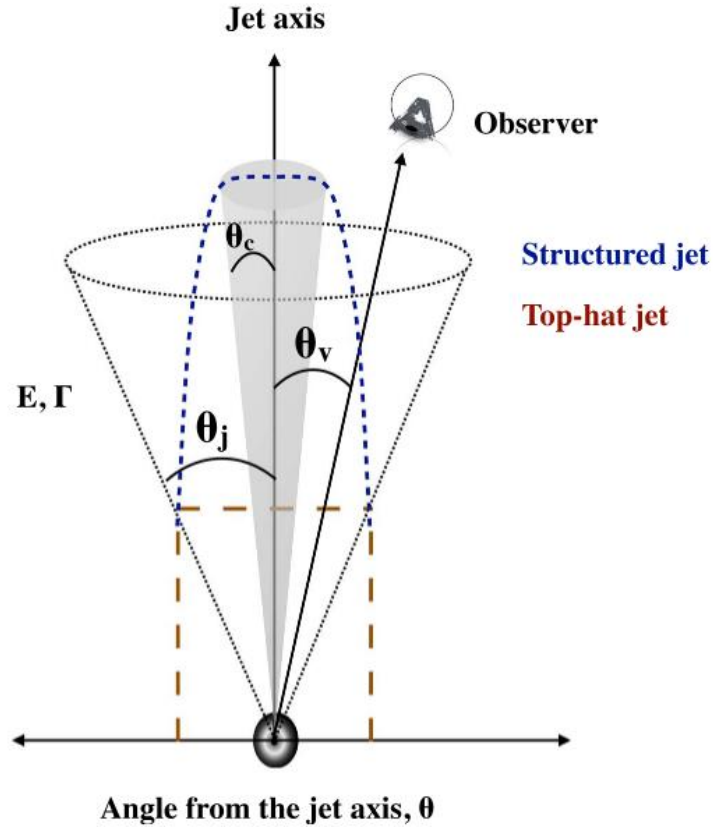
$$E_{iso} \sim 10^{53} - 10^{55} \text{ erg.} \quad (5)$$

Nem találtak olyan forrást, amely alkalmas lenne ekkora energiakibocsátásra, viszont nyalábokkal („jetekben”) történő kibocsátásra már létezik megfelelő forrás. A kitörés során a műszerekkel mérhető E_{iso} energia így nem egyezik meg a központi motor által kibocsátott E_{γ} energiával. A valós átlagos nyalábenergia ettől függetlenül még mindig rendkívüli

$$E_{\gamma} \sim 10^{51} \text{ erg.} \quad (6)$$

A nyalábok az elméletek szerint kúpszerű geometriával jól közelíthetőek, felépítésük alapján több típust különböztethetünk meg. A központi motor energiája mindegyik esetben ugyanakkora, csak a nyaláb felépítése a más [11].

A nyalábok közül kétfélét különböztetünk meg, az izotróp és a struktúrált nyalábokat (lásd 3. ábra). Az izotróp nyalábok esetén az energiaeoszlás egyenletes. Struktúrált nyaláb esetén a kitörésnek megfelelő energia a nyaláb tengelyétől mért szög függvénye, azaz az energiaeoszlás a nyalábon belül változik. Három főbb típust nézünk meg, az izotróp top hat jetet, és a struktúrált gauss-i, illetve hatványfüggvény szerinti lecsengésű nyalábot. Ezekre a továbbiakban top hat jet, gaussian jet és power-law jet-ként fogok hivatkozni.



3. ábra. A nyalábok típusait bemutató ábra

A *top hat jet* modell izotróp energiaszórását feltételez, ezen nyaláb kúp alakú, melynek θ_j a félnyílásszöge. A struktúrált nyalábok esetén a nyaláb belsejében egy úgynevezett belső mag van, amelyben az energiaszórás izotróp. A magon kívül a nyaláb energiaszórása valamely $E(\theta)$ függvény szerint változik. θ_c a nyaláb magjának félnyílásszöge, θ_j a Gauss-függvény félértékessége érintő és a forrásból kiinduló kúp félnyílásszöge, vagy a tompítás szöge, θ_v pedig az észlelési szög. (Sharma, V. & Iyyani, S. 2021)

A *top hat jet* esetén az egységnyi térszögre jutó energia minden megfigyelő számára ugyanakkora, így az energiaszórása a következő:

$$E(\theta_v) = \begin{cases} E_{iso}, & \text{ha } \theta_v < \theta_j \\ 0, & \text{ha } \theta_v > \theta_j \end{cases} \quad (7)$$

ahol θ_v az észlelési szög, θ_j a nyaláb félnyílásszöge. A nyaláb felépítése kúp alakú.

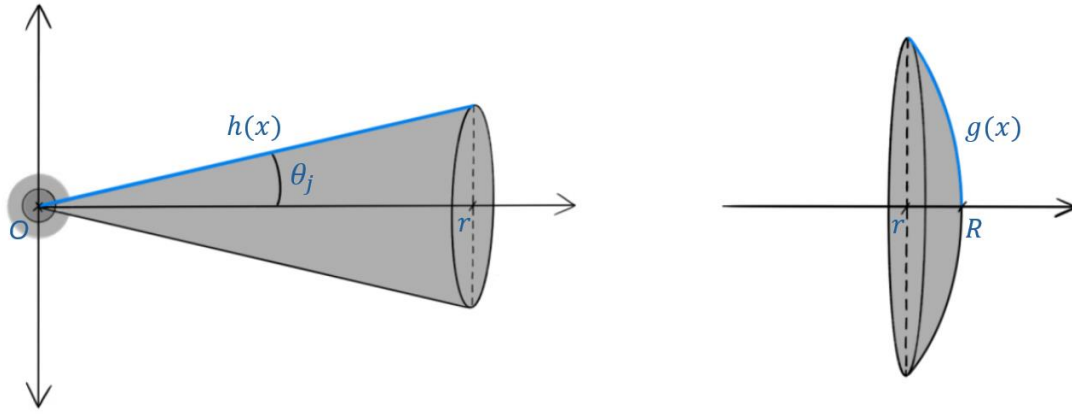
Ebben az esetben az E_γ -ra történő korrekció a következő [4],

$$E_\gamma = E_{iso}(1 - \cos \theta_j) \approx E_{iso} \frac{\theta_j^2}{2}, \quad (8)$$

ahol $f_b = (1 - \cos(\theta_j))$ tagot nyalábolási aránynak nevezik. Ahhoz, hogy ezt az összefüggést megkapjuk, abból a feltételezésből indulunk ki, hogy a top hat jet esetén az energiasűrűség mindenhol ugyanakkora. Ekkor

$$E_V \sim V ; E_{iso} \sim V_g, \quad (9)$$

ahol V a nyalábok, V_g pedig a gömb térfogata. Tehát az az érték, ami a teljes energia izotróp (gömbszimmetrikus) eloszlás esetére érvényes lenne.



4. ábra. A top hat jet geometriai felépítése. O a Descartes-féle derékszögű koordináta-rendszer origója, itt helyezkedik el a gammakitörés forrása. Gömbszimmetria esetén R a gömb sugara. Az ábra két részből áll: a bal oldalon a nyaláb θ_j félnyílásszögű, r magasságú kúp része, míg a jobb oldalon a nyaláb gömbszelettel jellemezhető része látható. A gömbszelet R - r magasságú és alaplapja a kúp alaplapjával egyezik meg.

[12] alapján készült ábra.

A két nyaláb térfogata

$$V = 2(V_1 + V_2), \quad (10)$$

ahol V_1 a kúp, V_2 pedig a gömb darab maradék része.

A kúp térfogata (r a kúp magassága, R a gömb sugara):

$$\begin{aligned} V_1 &= \pi \int_0^r g(x)^2 dx = \pi \int_0^r (tg\theta_j \cdot x)^2 dx = \pi \cdot (tg\theta_j)^2 \cdot \int_0^r (x)^2 dx \\ &= \pi \cdot (tg\theta_j)^2 \cdot \frac{r^3}{3} = \pi \cdot (tg\theta_j)^2 \cdot \frac{R^3(\cos\theta_j)^3}{3} \\ &= \frac{\pi}{3} R^3 \cdot (\sin\theta_j)^2 \cdot \cos\theta_j. \end{aligned} \quad (11)$$

A gömb maradék részének térfogata, ugyancsak forgástest lévén

$$\begin{aligned}
 V_2 &= \pi \int_r^R h(x)^2 dx = \pi \int_r^R (R^2 - x^2) dx \\
 &= \pi R^3 - \pi \frac{R^3}{3} - \pi R^2 r + \pi \frac{r^3}{3} \\
 &= \pi R^3 \left(\frac{2}{3} - \cos \theta_j + \frac{(\cos \theta_j)^3}{3} \right),
 \end{aligned} \tag{12}$$

ahol $h(x)^2 + x^2 = R^2$, $h(x)$ -et ebből határoztam meg.

A két nyaláb térfogata

$$\begin{aligned}
 V &= 2(V_1 + V_2) \\
 &= 2 \left(\frac{\pi}{3} R^3 \cdot (\sin \theta_j)^2 \cdot \cos \theta_j \right. \\
 &\quad \left. + \pi R^3 \left(\frac{2}{3} - \cos \theta_j + \frac{(\cos \theta_j)^3}{3} \right) \right).
 \end{aligned} \tag{13}$$

Kis szögek esetén $\sin \theta_j \approx 0$ és $(\cos \theta_j)^3 \approx \cos \theta_j$.

Ekkor

$$V = \frac{4}{3} \pi R^3 - \frac{4}{3} \cdot \cos \theta_j \cdot \pi R^3 = \frac{4}{3} \pi R^3 (1 - \cos \theta_j). \tag{14}$$

A gömb térfogata

$$V_g = \frac{4}{3} \pi R^3. \tag{15}$$

Ezekből kapjuk, hogy

$$V = V_g (1 - \cos \theta_j). \tag{16}$$

A (9)-es és (16)-os összefüggések felhasználásával kapjuk, hogy

$$E_\gamma = E_{iso} (1 - \cos \theta_j). \tag{17}$$

A strukturált nyalábok esetén a nyaláb belsejében egy úgynevezett belső mag van, amelyben az energiaeloszlás izotróp. A prompt gammafoton kibocsátás itt történik. A magon kívül a nyaláb energiaeloszlása valamely $E(\theta_v)$ függvény szerint változik. Ezen a térrészen az

energiakibocsátást a gammafotonok kölcsönhatása adja az itt levő anyaggal. A 3. ábrán θ_c a nyaláb magjának félnyílásszöge, θ_j a Gauss-függvény félértékszélességét érintő és a forrásból kiinduló kúp félnyílásszöge, vagy a tompítás szöge, θ_v pedig az észlelési szög.

A *gaussian jet* esetén a magon kívül a nyaláb energiaeloszlása Gauss eloszlást követ [11]:

$$E(\theta_v) = E_{iso} \cdot e^{-\frac{\theta_v^2}{2\theta_c^2}}, \quad (18)$$

A *power-law jet* esetén a magon kívül a nyaláb energiaeloszlása hatványfüggvény alakú:

$$E(\theta_v) = E_{iso} \cdot \left(1 + \frac{\theta_v^2}{b\theta_c^2}\right)^{-\frac{b}{2}}. \quad (19)$$

Cocoon-nak nevezik, amikor a gammakitörés egy sűrűbb közegben helyezkedik el, ilyenkor a nyaláb szimmetriája roncsolódik, az energia egy része pedig elnyelődik ebben a közegben. Amikor porfelhőn át nézzük az adott kitörést akkor nem azt az energiát észleljük, ami eredetileg elért volna hozzánk, hanem ebben a porfelhőben az energia egy része elnyelődik. A cocoon esetén ez az anyagfelhő a forrás közelében helyezkedik el. A nyaláb típusoknál ilyen közeli anyagfelhőt nem feltételeztünk, csak a nyalábon belüli anyaggal számoltunk.

2.6. Az utófénylések

Ez a fejezet leírja a röntgensugárzás, optikai/infravörös és rádió/szubmilliméteres tartományú utófény széleskörű megfigyeléseinek tulajdonságait. Felvázolja azt az általános képet, amelyen keresztül az utófénylések feltehetően képződnek, és azt a fizikát, amely a megfigyelt kibocsátás működését leírja.

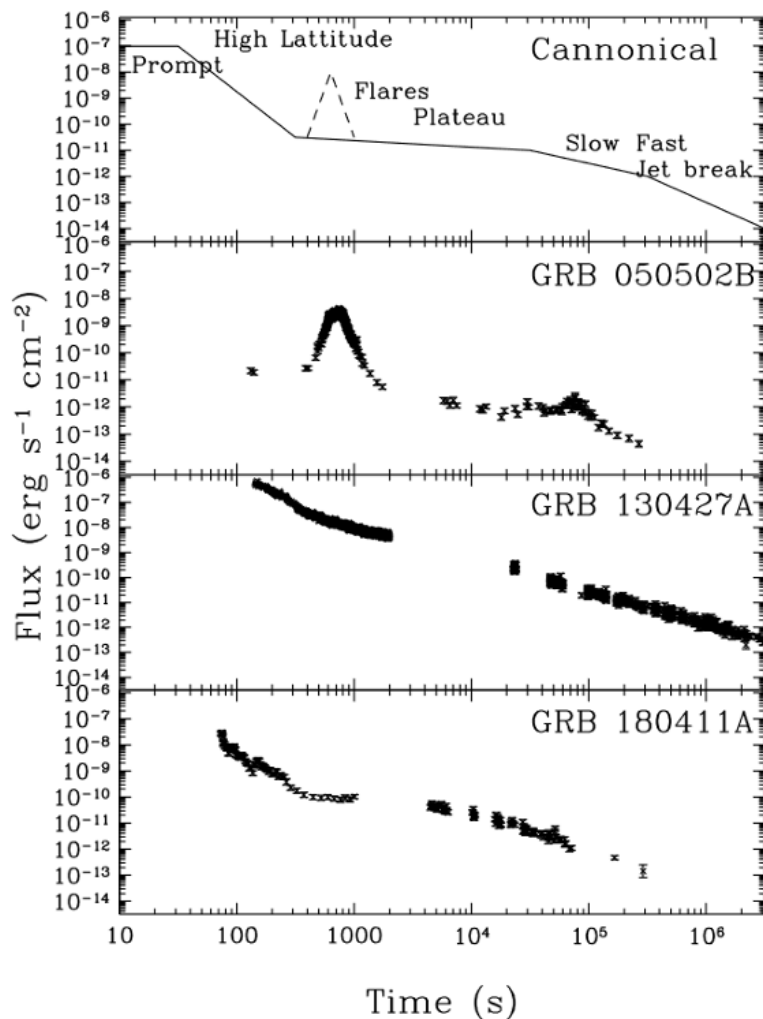
Az utófénylések megfigyelése nehéz, hiszen a kutatóknak pontosan tudniuk kell, hogy mikor, hol és milyen tartományú sugárzást keressenek. Ez kihívást jelent, viszont az egyre fejlettebb műszerek segítenek, hogy egyre könnyebben megoldhatóvá váljon ez a feladat. Az idáig legfejlettebb technika erre, egy űrbeli eszközökből és földi távcsövekből álló hálózat, amelyhez az űrbeli gammatávcsövektől jelzés érkezik gammakitörés esetén, és egyfajta riadóláncként kezdik el a röntgen-, ultraibolya- és egyre hosszabb hullámhosszakon érzékeny berendezések is követni a felvillanás utófénylését.

A gammakitöréseket meghatározza a prompt sugárzásuk, viszont a legtöbb információ, amit tudni lehet róluk az az utófénnylésük tanulmányozásából ered. Ezek szükségesek ahhoz, hogy a GRB-k helyzetét nagy pontossággal meghatározhassák, és hogy megfigyeljék a gammakitörés forrását, így például a vöröseltolódásukat, az energiájukat, és a gazdagalaxist is megadhatják. Az utófénnylés „forradalma” nélkül, amely 1997-ben kezdődött a GRB970228 utófénnylésének felfedezésével, a GRB-k eredetét még mindig homály fedné.

2.6.1. Röntgen utófénnylések

A röntgen utófénnyléseket már szinte minden gammakitörés esetén megfigyelik. A Swift űrtávcső által észlelt közel 1000 darab hosszú gammakitörés közül kevés az, amelyik nem rendelkezett röntgen utófénnyléssel. Ennek észlelése általában még a halványabb rövid GRB-k között is várható. A röntgen utófénnylések megfigyelése azért megy már könnyen, mert a Swift-űrtávcsőnek gammasugár- és röntgendetektora is (illetve UV- és látható tartományú detektora is) van. A BAT (Burst Alert Telescope) detektálja a gammakitöréseket és nagy pontossággal megadja az égen való helyzetüket. Az XRT (X-ray Telescope) a gammakitörések utófénnylését figyeli meg, ezáltal a röntgen utófénnylés hosszú távú elhalványodását vizsgálja, illetve a forrás még pontosabb helymeghatározására szolgál. [13]

Bár jelentős eltérések vannak a kitörések között, a Swift által végzett megfigyelések segítségével lehetőség nyílt egy „tipikus” kitörés röntgenfénygörbéjének leírására. Úgy tűnik, hogy ezen műhold által megfigyelt gammakitörések jó része követi a leírt viselkedést. Az 5. ábrán egy tipikus röntgen utófénnylés látható. [14, 15]



5. ábra: Egy röntgen utófénylés általános fénygörbéje (fent) [14, 15] és néhány általános jellemzőt mutató GRB. A legtöbb esetben nem látható az összes jellemző, gyakran a megfigyelési hatások miatt (például később kezdődő megfigyelések) és hogy minden kitörés eltérő tulajdonságokkal rendelkezik. Például néhány kitörés nem mutat flereket és fennsíkokat.

Forrás: [4]

Néhány kitörés esetében az XRT megfigyelések még akkor kezdődnek, amikor a BAT még mindig észleli a gamma-sugár-fotonokat. Ez a szakasz jellemzően rendkívül fényes, és nagyon változékony (mind időben, mind spektrálisan). A prompt gamma-sugárzás végén a látható fény gyors lecsengésen megy keresztül, gyakran t^{-5} időfüggéssel vagy annál is meredekebben. Ez a nagy szélességű kibocsátásból származik – azaz azok a fotonok, amelyek a közvetlen látóirányunktól távoli szögekben keletkeznek, és hosszabb időt vesznek igénybe, hogy elérjenek minket. A gyors lecsengést követően a röntgensugarak gyakran olyanok, mintha lassú lecsengésűek lennének ($< t^{-0.5}$). Ez a központi forrás (central engine) folyamatos aktivitásával lehet összefüggésben. A következő szakaszon belül (akár korábban vagy később is) lehetséges,

hogy a kitörések röntgenben kisebb-nagyobb felfényesedéseket mutassanak. A lassú lecsengést követően a röntgen utófénylés általában t^{-1} szerint elkezdi csökkenni. Ez több tíz másodperctől akár több napig is eltarthat. Ez a szakasz leggyakrabban azoknál a kitöréseknél megfigyelhető, amelyek a Swift űrteleszkóp indítása előtt történtek. Ezután a kitörés fénygörbéi végül egy törésen mennek keresztül, amelynél a lecsengés meredekebbé (t^{-2}) válik. Ezt az időbeli törést nyalábszakadásnak nevezik.

2.6.2. Optikai utófénylések

Az optikai utófényléseket közel egyidejűleg fedezték fel a röntgen utófénylésekkel. Mivel az optikai képalkotás felbontása javarészt jóval nagyobb, mint a röntgenképalkotás esetében, így az optikai utófénylések a legpontosabb pozícióinformációt biztosítják a gammakitörések esetében. Az optikai fénygörbék információt nyújtanak a GRB távolságáról és a lökeshullámok szerkezetével kapcsolatban is. Legtöbbször jól leírhatók (néha törött) hatványfüggvények segítségével frekvencia és idő szerint is, így

$$F_\nu(\nu, t) \propto \nu^\beta t^\alpha, \quad (20)$$

ahol $\beta = \Gamma - 1$ (Γ és β használata az utófénylés spektrális alakjára vonatkozik, így $F_\nu \propto \nu^\beta$ és $F_E \propto E^\Gamma$. Nem szabad összekeverni a többi bekezdésekben alkalmazott Γ használatával, mint Lorentz-faktorral.). Gyakran a korai időintervallumban (órák, napok) $\alpha = -1$, majd későbbi időpontokban $\alpha \sim -2$.

Egy általános kifejezést alkottak azokra a kitörésekre, amelyeket röntgen vagy rádióhullámhosszon azonosítottak, de az optikai tartományban nem, ezek a „sötét gammakitörések” elnevezést kapták. Ezt a meghatározást gyakran arra használták, hogy rögzítsék, hogy optikai utófénylést nem észleltek, viszont arra nem alkalmaztak semmilyen kritériumot, hogy az optikai megfigyeléseknek kellett-e volna ezeket észlelni vagy sem. A sötét gammakitörések oka lehet, hogy a megfigyelés későn történt, nem megfelelő műszerekkel, rossz körülmények között vagy a megfigyelés egy nagyon poros látóirány mentén (azaz a gazdagalaxisban levő nagy extinkció miatt) történt. Főként az utóbbi felel a sötét gammakitörések túlnyomó többségének kialakulásáért.

2.6.3. Rádió/ szubmilliméteres utófénylések

A gammakitörések hosszabb hullámhosszú utófénylései jóval ritkábbak. Ennek egyik oka, hogy az ilyen jellegű megfigyelések (legalábbis azok, amelyek elérik a szükséges érzékenységet) költségesek, ezért gyakran nem vállalkoznak rájuk. Ennek ellenére számos rádióhullámhosszú utófénylést találtak, kezdve a GRB970508-cal [16], amely a legelső GRB vöröseltolódás mérését is lehetővé tette.

Ellentétben a röntgen és az optikai utófénylésekkel, amelyek jellemzően az első megfigyelések idején a legfényesebbek, a hosszabb hullámhosszú utófénylések gyakran az idővel növekednek, és napokkal vagy hetekkel a kitörés után érik el a fényesség maximumát. Ez némileg csökkenti a más hullámhosszon végzett mérések sürgősségének szükségét.

3. Az afterglowpy program és annak tesztelése

A munkám során az afterglowpy nevű, publikusan hozzáférhető kódot használtam a GRB221009A utófénnylésének fénygörbéinek modellezéséhez.

3.1. Az afterglowpy jellemzői

Az afterglowpy egy Python modul, amely gammakitörések utófénnylésének fénygörbéit és színeképeit modellezi. A módszer részletei Ryan és mtsai. (2020) munkájában található meg [11], elméleti alapjait [17] és [18] adja. A program képes a szinkrotronsugárzás meghatározására a külső lökésfront modellezése által. Képes kezelni a struktúrált nyalábokat és azokat az eseteket is, amikor a megfigyelő nem a nyaláb tengelye mentén helyezkedik el (azaz a tetszőleges megfigyelési szögeket). Közelítő leírást ad a nyaláb kiszélesedésére.

A korai szakaszra és a nyaláb kezdeti energiaviszonyaira vonatkozóan limitáltan működik, a program ezen részét érdemes még kísérleti jellegűnek tekinteni. Még nem tartalmazza a visszafelé haladó lökeshullámok általi sugárzást. Folyamatosan fejlesztés alatt áll, az utolsó frissítés 2024. május 22-én történt.

A mérések során a 0.8.0-ás verziót használtam, az afterglowpy modulon belül is a plotLightCurve.py kódot. Ez a kód a vizsgálandó gammakitörés fizikai paramétereinek és a szűrők megadásával futtatható le. Lefuttatáskor az adott gammakitörés megfelelő hullámhossztartományon vett utófénnylésének fénygörbéjét kapjuk vissza.

A beállítható paraméterek

'jetType':

A nyaláb típusát lehet vele megadni (lásd: 2.5 fejezet).

'specType':

Az alapbeállításoknak megfelelő típus a Basic Synchrotron Emission Spectrum, azaz az általános szinkrotronsugárzásból származó spektrum.

'thetaObs':

A megfigyelési szög (θ_{obs}) radiánban.

'E0':

Az eddig ismertett E_{iso} energia, a gammakitörés energiájának izotróp megfelelője.

'thetaCore':

Struktúrált nyaláb esetén a nyaláb magjának (θ_c) félnyílásszöge, top hat jet esetén a nyaláb (θ_j) félnyílásszöge radiánban.

'thetaWing':

A nyaláb tengelyétől a nyaláb szárnyáig (az a felület, ahonnan már a megfigyelt energia zérus) mért szög (θ_w) radiánban, más megfogalmazásban ez a tompítás szöge, amelyet a 3. ábrán (θ_j)-vel jelöltek. Ezt a paramétert csak a struktúrált nyalábok esetén szükséges megadni, hiszen a top hat jet esetén $\theta_j = \theta_c$.

'n0':

A nyalábon belüli anyag átlagos részecskekoncentrációja, mértékegysége $\frac{1}{\text{cm}^3}$.

'p':

Az elektronok Lorentz-faktoruk szerinti eloszlásának hatványkitevője, a 2.4.2-es fejezetben ismertettem. Jellemzően a $2 < p < 2,5$.

'epsilon_e':

Arányszám, amely megadja, hogy a felszabadult energia mekkora része adódott át az elektronoknak termikus energia formájában. $0 < \epsilon_e \leq 1$

'epsilon_B':

Arányszám, amely megadja, hogy a felszabadult energia mekkora része növeli a mágneses tér termikus energiáját. $0 < \epsilon_B \leq 1$, általában 0,01 körüli értéket vesz fel [19].

'xi_N':

Az elektronok csak bizonyos hányada kap mozgási energiát. Arányszám, amely megadja, hogy az elektronok mekkora része lett felgyorsítva.

'd_L':

Luminozitás-távolság centiméterben megadva.

'z':

A vöröseltolódást adja meg. Ekkor nem ugyanolyan energiával érzékeljük az észlelt fotonokat, mint amilyen energiával valójában rendelkeztek a kibocsátáskor. A Világegyetem tágulásával kötik össze. Az érzékelt spektrumon lévő λ_{obs} hullámhosszak eltérnek a fotonok induláskori (laboratóriumban is lemérhető λ_0) hullámhosszától, a közöttük levő összefüggés

$$z = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_0}{\lambda_0}. \quad (21)$$

A vöröseltolódás meghatározásakor az adott objektum spektrumát megméri, majd a színekpavonalakat keltő atomokat, ionokat, molekulákat beazonosítja (megadja az adott alkotóhoz tartozó λ_{obs} hullámhosszat). Az ezekhez rendelhető laboratóriumi hullámhosszak (λ_0) összehasonlításával megkapják a vöröseltolódást. Ezt a jelenséget először Doppler vizsgálta a hanghullámok esetében.

Ezek azok a paraméterek, amelyeket a későbbiekben használni fogok a kód lefuttatása során. Ezeken kívül még találhatóak a programban a többi típushoz megadandó paraméterek, például: **'b':**

A power-law jet energiaszétosztásában szereplő hatványkitevő, emiatt csak a power-law típusú nyaláb használatakor kell megadni.

3.2. A mérési adatok előkészítése

3.2.1. Az AB magnitúdórendszer és a spektrális fluxussűrűség

A fluxus az egységnyi idő alatt a mérőműszer egységnyi felületére jutó energia mennyisége. Egy forrás mért fluxusa a távolság négyzetével arányosan csökken. Egy forrás fényességét a látható fény tartományában általában nem a fluxussal szokták jellemezni, hanem a magnitúdóval. Ezt a fogalmat először Hipparkhosz vezette be, aki a csillagok fényességét hat csoportba sorolta, az 1. kategóriába a legfényesebbek kerültek, míg a 6. kategóriába a szabad szemmel már alig láthatóak. Azóta ezt a fogalmat már pontosabbá tették, 5 magnitúdó különbség 100-szoros fényességkülönbséget jelent. A fluxus és a magnitúdó közötti összefüggés

$$m_1 - m_2 = -2,5 \lg \left(\frac{F_1}{F_2} \right). \quad (22)$$

A magnitúdóskála egy relatív skála, de ahhoz, hogy megkapjuk a magnitúdót, le kell rögzítenünk a skálát. A skálát a Vegához rögzítették, amely az elméletek szerint bármely mérőműszerrel történő mérése során 0^m . Idővel viszont kiderült, hogy ez is egy változócsillag,

így az újabb műszerek a pontos mérésekre az AB magnitúdórendszert használják, amelyben a Vega magnitúdója $0,03^m$ [20].

Az AB magnitúdórendszer a F_ν spektrális fluxussűrűségeen alapuló magnitúdórendszer. A spektrális fluxussűrűség egységnyi idő alatt a detektor egységnyi felületére egységnyi hullámhossz- vagy frekvenciatartományon beeső energia, azaz egy adott hullámhossztartományra vagy frekvenciatartományra vonatkozó fluxus. Bizonyos értelemben ez egy abszolút rendszer, hiszen a fluxusból meghatározható a magnitúdó és nem kell egy másik csillag fényességéhez hasonlítani. Egy égitest ν frekvencián mért F_ν fluxus és AB magnitúdója közötti kapcsolatot, ha a fluxus mértékegysége janskyben van megadva ($1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$):

$$m_{AB} \cong -2,5 \lg F_\nu + 8,9 \quad (23)$$

Ha az AB magnitúdónak nem csak az értékét határozták meg, hanem a Δm_{AB} hibáját is, akkor abból nem csak a fluxust, hanem annak a ΔF_ν hibáját is megtudjuk adni. Ez a következőképpen számítható ki

$$\Delta F_\nu = \left| \frac{dF_\nu}{dm_{AB}} \right|_{m_{AB} = \overline{m}_{AB}} \cdot \Delta m_{AB} = \frac{10^{\left(\frac{8,9 - m_{AB}}{2,5}\right)} \cdot \ln 10 \cdot \Delta m_{AB}}{2,5}. \quad (24)$$

Ebben az esetben ΔF_ν mértékegysége is jansky.

A teszteléshez használt adatsorok az ún. SDSS fotometriai szűrőrendszerben lettek rögzítve, amely szintén az AB-magnitúdó használatára épül. A használt g' , r' , i' és z' szűrők és a hozzájuk tartozó központi hullámhosszak az 1. táblázatban találhatóak [21].

szűrő	központi hullámhossz (Å)
g'	4639
r'	6122
i'	7439
z'	8896

1. táblázat. A használt szűrőkhöz tartozó központi hullámhosszak.

3.2.2. A galaktikus extinkció-korrekciós kód

Amikor az elektromágneses sugárzás nem vákuumban, hanem valamilyen ritka közegben terjed, például a Föld légkörében vagy űrbeli porban, akkor a sugárzás szóródik, illetve elnyelődik. Ezt a folyamatot extinkciónak nevezzük [20]. A gammakitörésből érkező sugárzás nagyon hosszú utat tesz meg mire a detektorokig elér, a látóirányba eső porfelhők okozzák ebben az esetben ezt a jelenséget.

A galaktikus extinkcióra való korrigálást egy awkban írt program alapján általam leprogramozott Python kóddal végeztem. Az awk kódban a [22]-as cikk (1)-(4) egyenletei vannak beleprogramozva, az 5. táblázat értékeivel. Ezen egyenletek:

$$f_\lambda = F_\lambda \theta_R^2 10^{-0,4E(B-V)[k(\lambda-V)+R(V)]}, \quad (25)$$

ahol f_λ a mért spektrális fluxussűrűség, F_λ a csillag kisugárzott fluxusa, $\theta_R \equiv \frac{R}{d}$ a csillag sugarának és távolságának (azaz a csillag radiánban megadott látszó szögmérete) a hányadosa, $E(B - V)$ a színexcesszus (a csillag színindexének különbsége a megfigyelt és a valós, azaz vörösödésmentes állapot között, ahol B a csillag kék szűrőn mért magnitúdója, V pedig az optikai szűrőn mért magnitúdója: $E(B - V) = (B - V)_{obs} - (B - V)_o$, $k(\lambda - V) \equiv E(\lambda - V)/E(B - V)$ a normalizált extinkciós görbe és $R(V) \equiv A_\lambda/E(B - V)$ az intersztelláris vörösödés.

A normalizált extinkciós görbére használatos összefüggés:

$$k(\lambda - V) = \begin{cases} c_1 + c_2x + c_3D(x, x_0, \gamma), & x \leq c_5, \\ c_1 + c_2x + c_3D(x, x_0, \gamma) + c_4(x - c_5)^2, & x > c_5, \end{cases} \quad (26)$$

ahol $x \equiv \lambda^{-1}$, mértékegysége (mikron inverz) μm^{-1} . Ez az összefüggés 7 szabad paraméterrel rendelkezik, amelyek három jellemzőhöz kapcsolódnak a görbén. (1) egy lineáris komponens, amely az egész UV hullámhossztartományt lefed, ezeket c_1 és c_2 -vel jelöli. (2) egy Lorentz-függvénnyel leírható kiemelkedés 2175 Å környékén, amelyeket c_3 , x_0 , és γ határoz meg és a

$$D(x, x_0, \gamma) = \frac{x^2}{(x^2 - x_0^2)^2 + x^2\gamma^2} \quad (27)$$

összefüggés adja meg. (3) egy távoli UV görbületi komponens, amelyeket c_4 és c_5 határoz meg. Mind a hét szabad paraméter meghatározható a legkisebb négyzetek módszerével.

Három optikai pont van meghatározva O_1, O_2 és O_3 (3300, 4000, és 5500 Å), amelyek 4 tartományra osztják az extinkciós görbét. Ezekben az esetekben a $k(\lambda - V)$ értéket különböző összefüggésekkel adják meg. $\lambda_n > O_3$ esetén például a következő összefüggés használatos:

$$I_n \equiv k(\lambda - V) = k_{IR} \lambda_n^{-1,84} - R(V), \quad (28)$$

ahol k_{IR} a táblázatban megadott paraméter. Ezen összefüggések és az awk kód által írtam meg a lentebb látható extinkció-korrekciós Python kódot.

```
# computes reddened fluxes from Fitzpatrick & Massa astro-ph 0705.0154

import math

# a bekért adatok:
L = 6165 #lambda, Å
EBV = 0.95 #szín-excesszus
f = 1.247 #korrigálatlan fluxus, mJy

# megadott paraméterek (az 5. táblázatból):
RV=3.1; o1=2.055; o2=1.322; o3=0.00; kir=1.057; x0=4.592; g=0.922; c1=-0.175; c2=0.807; c3=2.991; c4=0.319; c5=6.097

x=1e4/L; #új változó bevezetése

# feltételes kifejezés: megnézi a program hogy a megadott hullámhossz melyik tartományba tartozik
# a tartományoknak megfelelően elvégzi a hozzátartozó műveletet, így megadva a k értéket
if L<3300:
    DD = x*x/( (x*x-(x0)*(x0))**2 + (g*x)**2);
    if x<=c5:
        k = c1+(c2)*x+(c3)*DD
    else:
        k = c1+c2*x+c3*DD+c4*(x-c5)**2
if L>=3300 & L<4000 :
    k = o1+(o2-o1)/(4000.0-3300.0)*(L-3300)
if L>=4000 & L<=5500 :
    k = o2+(o3-o2)/(5430.0-4000.0)*(L-4000)
if L>5500 :
    k = kir*(x)**(1.84) - RV

A = EBV * (RV + k);
m0 = -2.5*math.log(f)/math.log(10)-A;
f0 = 10**(-0.4*m0); # f0 kiszámítása, ez lesz a korrigált fluxus

print("A korrigált fluxus:", f0 , "mJy")
```

10. ábra. Pythonban leprogramozott galaktikus extinkció-korrekciós kód.

Az elején a bekért adatok szerepelnek, ezek az L hullámhossz, az EBV szín-excesszus és az f korrigálatlan fluxus (spektrális fluxussűrűség). Ezután a [22]-as munka 5. táblázatának paraméterei szerepelnek, majd a programban szereplő feltételes kifejezés eldönti, hogy a megadott hullámhossz melyik tartományba tartozik, majd annak megfelelően elvégzi az adott tartományhoz tartozó műveletet. Majd ezután a kód az eddig ismertetett összefüggések alapján meghatározza és kiírja a korrigált fluxust.

A kódot teszteltem, és azonos eredményt adott, mint az eredeti awk program.

3.3. Az afterglowpy kód tesztelése

Első lépésként csináltam egy "nulltesztet", hogy kiderüljön a létrehozott fénygörbék valóban megfelelőek lesznek-e, hogy majd a kigyűjtött adatok optimális illeszkedést mutathassanak. Ehhez reprodukáltam Ryan és mtsai. (2020) cikkében szereplő GRB170817A optikai utófénylésének fénygörbe grafikonját. Ehhez a [23]-es cikkben szereplő 1. táblázat és a [11]-es cikkben szereplő 3. táblázat adatait használtam.

Table 1
GW170817 *HST* WFC3 Photometry

Date	MJD ^a (day)	Time Since Merger (day)	Tot. Exp. Time s	Filter	AB Mag.
2018 Feb 5	58154.65	170.5	2400	F814W	26.31 ± 0.15
	58154.72	170.5	2400	F606W	27.16 ^b ± 0.17
2018 Jun 10	58279.27	293.9	5220	F606W	27.75 ± 0.20
2018 Jul 10	58309.14	323.4	14070	F606W	28.05 ± 0.17
2018 Aug 14	58344.23	358.2	14070	F606W	28.78 ± 0.39

Notes. Magnitudes have been corrected for foreground Galactic extinction following Schlafly & Finkbeiner (2011).

^a At start of exposures.

^b Appears spurious considering contemporaneous data, see the text.

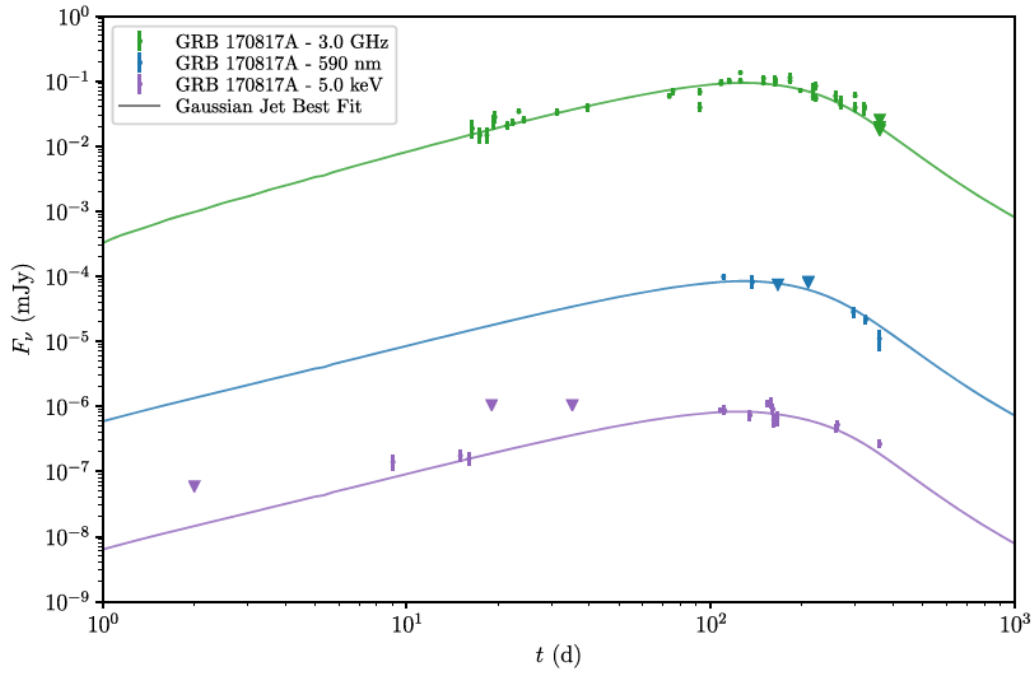
Table 3
Parameter Estimation Priors and Marginalized Posteriors for the GW 170817A Afterglow Using the afterglowpy Gaussian and Power-law Jet Models, Including Viewing Angle Constraints from LIGO Assuming the Planck Value of H_0

Parameter	Unit	Prior Form	Bounds	Gaussian Jet Posterior	Power-law Jet Posterior
θ_{obs}	rad	$\sin \theta_{\text{obs}} \propto p_{\text{LIGO}}(\cos \theta_{\text{obs}})$	[0, 0.8]	$0.40^{+0.11}_{-0.11}$	$0.44^{+0.12}_{-0.12}$
$\log_{10} E_0$	erg	uniform	[45, 57]	$52.96^{+0.97}_{-0.72}$	$52.9^{+1.1}_{-0.8}$
θ_c	rad	uniform	$[0.01, \pi/2]$	$0.066^{+0.018}_{-0.018}$	$0.046^{+0.013}_{-0.013}$
θ_w	rad	uniform	$[0.01, 12\theta_c]$	$0.47^{+0.26}_{-0.19}$	$0.238^{+0.071}_{-0.069}$
b	...	uniform	[0, 10]	...	$9.0^{+0.7}_{-1.1}$
$\log_{10} n_0$	cm^{-3}	uniform	$[-10, 10]$	$-2.7^{+1.0}_{-1.0}$	$-2.6^{+1.1}_{-1.1}$
p	...	uniform	[2, 5]	$2.1675^{+0.0063}_{-0.0075}$	$2.165^{+0.009}_{-0.010}$
$\log_{10} \epsilon_e$	...	uniform	$[-5, 0]$	$-1.4^{+0.7}_{-1.1}$	$-1.2^{+0.7}_{-1.2}$
$\log_{10} \epsilon_B$	...	uniform	$[-5, 0]$	$-4.0^{+1.1}_{-0.7}$	$-3.8^{+1.1}_{-0.9}$
$\log_{10} E_{\text{tot}}$	erg	...	...	$50.57^{+0.92}_{-0.66}$	$50.5^{+1.1}_{-0.7}$
$\theta_{\text{obs}}/\theta_c$	...	...	...	$6.12^{+0.18}_{-0.18}$	$9.38^{+0.73}_{-0.56}$
$\log_{10} E_0/n_0$	erg cm^3	...	...	$55.7^{+1.1}_{-0.9}$	$55.6^{+1.2}_{-0.8}$

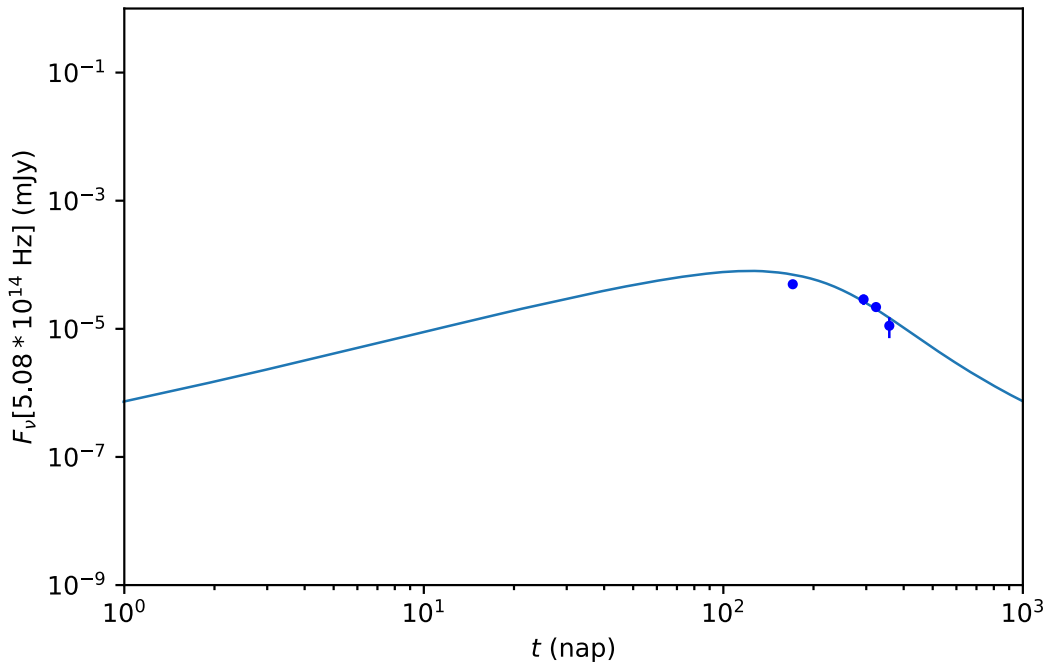
Note. The given posterior values for each model are the median, 16%, and 84% quantiles. Parameters in the lower section are derived from the posterior distributions of the fit parameters in the upper sections.

6. ábra. A [23]-as cikkben szereplő 1. táblázat (fent) a GRB170817A gammakitörés F606W szűrős méréseit tartalmazza, míg a [11]-es cikkben szereplő 3. táblázat (lent) ugyanezen kitörés fizikai paramétereit foglalja össze.

Az 1. táblázatból az F606W (590 nm középhullámhosszú) szűrőhöz tartozó AB magnitúdókat a (23)-es összefüggés alapján átváltottam fluxusba, majd ezeket (hiszen ezek már a galaktikus extinkcióra korrigált fluxusok) a kitörés óta eltelt idő függvényében ábrázoltam, a hibatartományokkal együtt. A 3. táblázat 5. oszlopának (Gaussian Jet Posterior) adatait a kódba beillesztve kirajzolódik a keresett fénygörbe.



7. ábra. Ryan és mtsai. (2020) által létrehozott GRB170817A utófénnylés fénygörbe grafikonja. A kék színnel jelölt fénygörbe mutatja az 590nm-es méréseket, amelyen a második adat és az utolsó három adat mutatja az F606W szűrős méréseket.



8. ábra. A teszt GRB170817A optikai (590 nm) utófénnylés fénygörbe grafikonja az afterglowpy programmal lefuttatva, rajta a négy darab F606W szűrős mérés adatai látszanak.

Összehasonlítva a két grafikont a teszt sikeres volt, hiszen a lefuttatott program ugyanazt a fénygörbét adta vissza, mint ami Ryan és mtsai. (2020) munkájában szerepel.

Ezután visszatértem a 3. táblázat 4. oszlopához, hiszen ebben a program fizikai paramétereinek a határai találhatók. Ezeken a tartományokon megvizsgáltam, hogy az adott paraméterek változtatásával, hogyan változik a görbe alakja. Egy-egy mennyiségre megnézve a következő észrevételek voltak:

θ_{obs} növelésével a törés jobbra tolódik, időben egyre később lesz, illetve lefelé tolódik el. Így a θ_{obs} növelésével a fluxus egyre kisebb lesz.

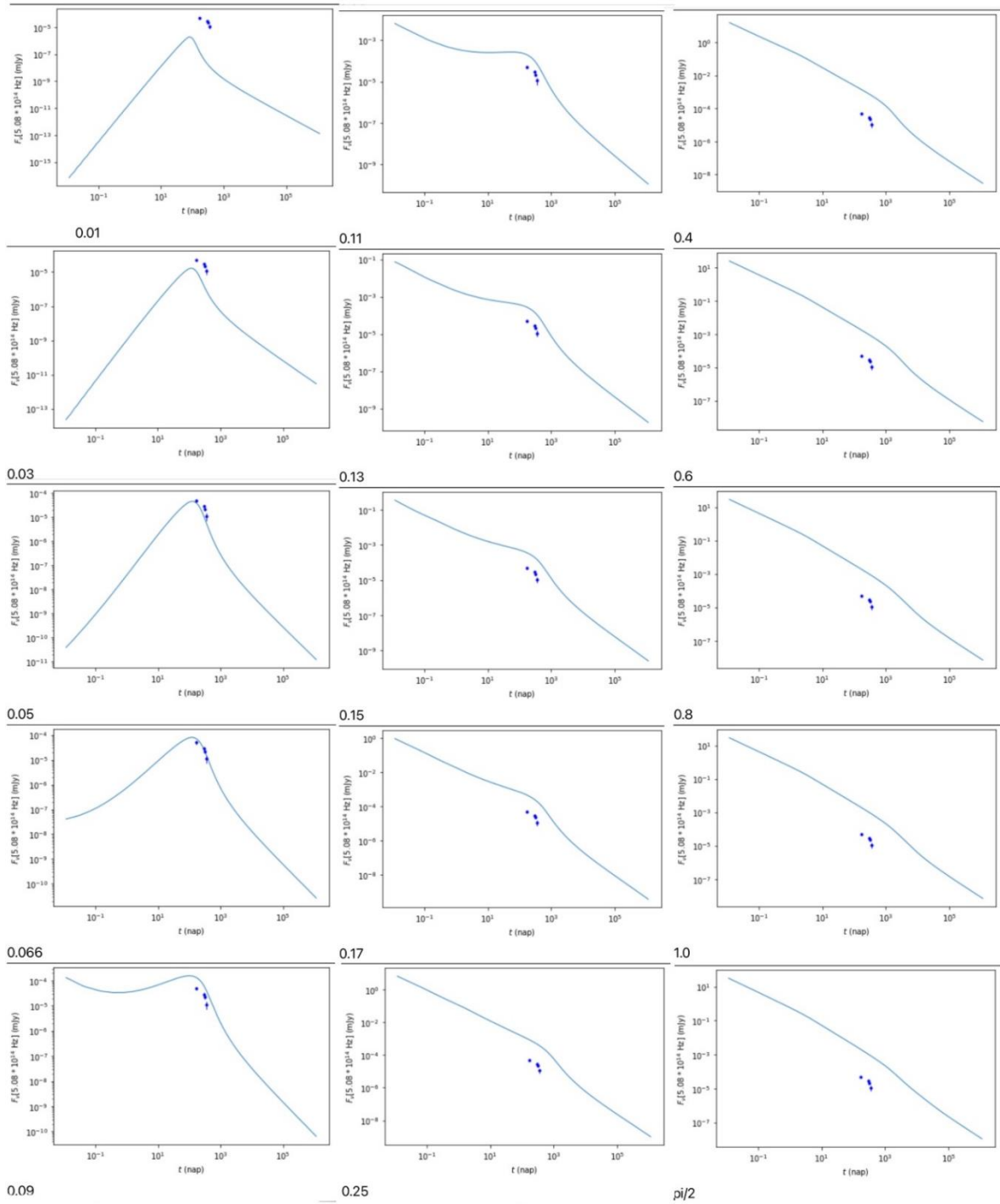
E_0 növelésével a maximum jobbra tolódik el, időben egyre később lesz, illetve felfelé tolódik, azaz E_0 minél nagyobb annál nagyobb lesz a fluxus. Az ágak meredeksége nő E_0 növelésével.

θ_c növelésével az ágak meredeksége csökken, a törés jobbra tolódik el (időben később érzékeljük), illetve felfelé (a törés maximumának fluxusa egyre nagyobb), baloldali ág meredeksége pozitívból negatívba vált és a jobb oldali ág meredeksége közelít a bal oldalihoz. Ezen paraméter változtatásával létrehozott folyamatábrát a 9. ábra mutatja.

n_0 növelésével a maximum balra tolódik el (időben egyre hamarabb lesz), a maximum felfele tolódik el (egyre nagyobb lesz a maximumhoz tartozó fluxus), mintha az ágak meredekségét nem változtatná meg a széleken, a maximumhoz közel viszont változik, egyre tompább lesz

ε_e növelésével a maximumhoz tartozó idő nem változik, a maximum felfele tolódik el, az ágak kissé meredekebbek lesznek, a maximum kicsúcsosodik kis értékeknél kicsit, nagyobb értéknél jobban

ε_B növelésével a maximumhoz tartozó idő nem változik, a maximum felfele tolódik el, a maximum körüli rész egyre tompább lesz. Az ε_e és ε_B változtatásával létrehozott néhány grafikon hasonlóságot mutatott. Ilyenek voltak például, amikor $\varepsilon_e = 1$, $\varepsilon_B = 10^{-2}$ vagy a $\varepsilon_e = 10^{-2}$, $\varepsilon_B = 10^{-5}$.



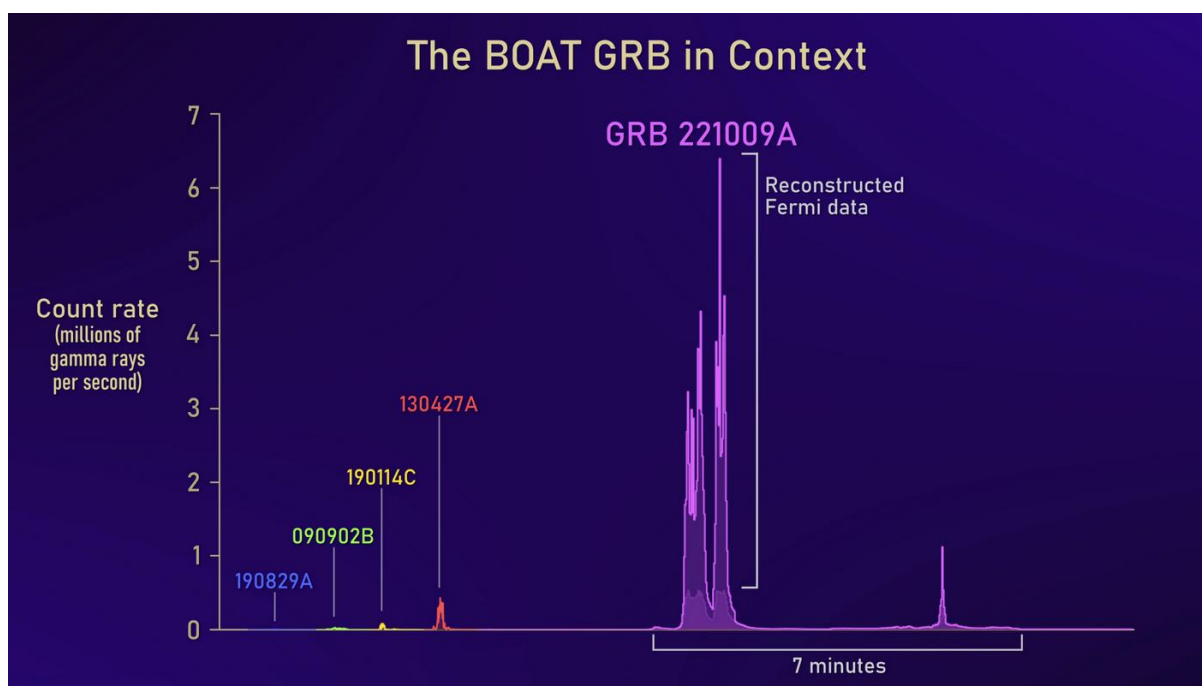
9. ábra. A θ_c paraméter változtatásával kapott folyamatábra

Az ágak meredeksége csökken, a törés jobbra tolódik el (időben később érzékeljük), illetve felfelé (a törés maximumának fluxusa egyre nagyobb), baloldali ág meredeksége pozitívból negatívba vált és a jobb oldali ág meredeksége közelít a bal oldalihoz.

4. A GRB221009A esemény utófényléseinek modellezése

4.1. A GRB221009A esemény rövid ismertetése

A Fermi és a Swift űrteleszkópok 2022. október 9-én az emberi történelem egyik legkülönlegesebb gammakitörését detektálták. Ez a GRB221009A volt, a BOAT (Brightest of All Time), vagyis a valaha volt legfényesebb gammakitörés elnevezést kapta. Az elmúlt 10000 év legfényesebb hosszú gammakitörése lehetett, amely fényével átmenetileg telítette a legtöbb űrbeli gammasugár-detektort [3]. Ezt a kitörést a GRBAlpha nevű műhold detektálta, amely a CSFK Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézetben készült, egy magyar-szlovák-japán együttműködés keretein belül [24]. Különlegessége még, hogy $z = 0,151$ -es vöröseltolódással az egyik legközelebb található hosszú gammakitörés.



10. ábra. Ez a grafikon a GRB221009A prompt gammasugárzását hasonlítja össze négy korábbi, rekorddöntő hosszú gammakitöréssel.

Forrás: [25]

Céлом az volt, hogy az afterglowpy program segítségével modellezni tudjam a GRB221009A optikai fénygörbéit, melyek alapján majd következtetek a tulajdonságaira, így az általa kibocsátott energia mennyiségére is.

A szükséges adatokat főként a NASA oldalán található GRB221009A cirkulárból [26] gyűjtöttem ki.

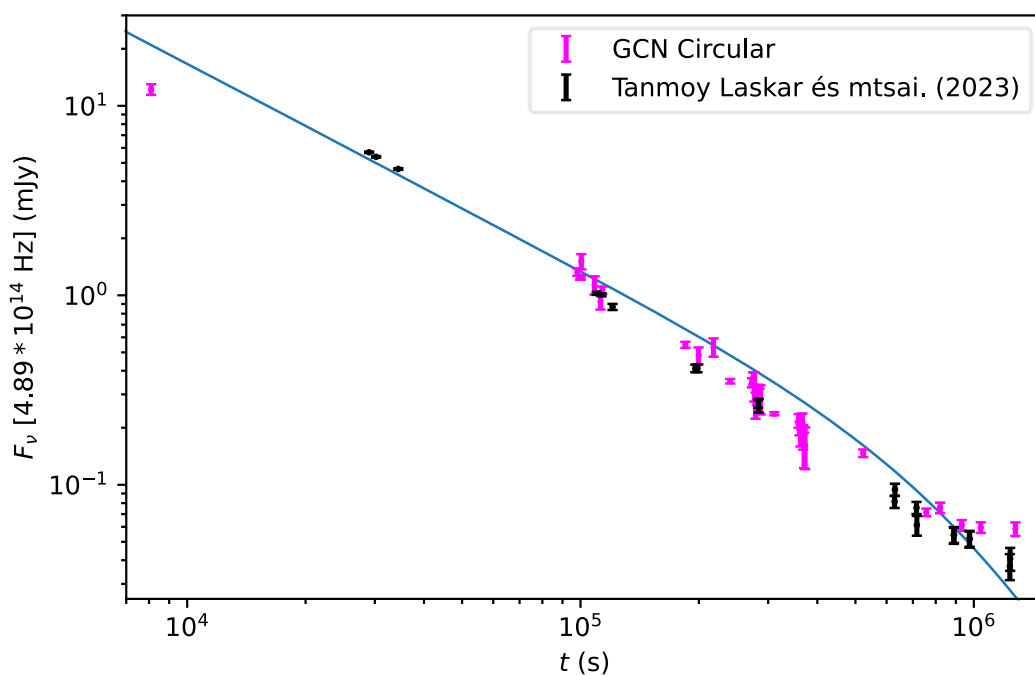
4.2. A GRB221009A optikai fénygörbéjének elkészítése és elemzése

A NASA oldalán található GRB221009A cirkulárból [26] kigyűjtöttem az SDSS r' szűrős adatokat, a kitörés óta eltelt időt, a hozzá tartozó AB magnitúdót és ennek hibáját. Az AB magnitúdókat a (23)-es és a (24)-as összefüggések alapján átváltottam fluxusba, majd ezeket korrigáltam a galaktikus extinkcióra.

Ábrázoltam az afterglowpy programon belül a megfelelő szűrőben megadott korrigált fluxus értékeket a kitörés óta eltelt idő függvényében. Így a kapott grafikon egy olyan fénygörbe, amely ábrázolja a cirkulárból vett r' szűrőjű adatokat és mutatja az ezekre illesztett görbét. Ezt a görbét a paraméterek változtatásával illesztettem az adatsorra. A gaussian jet modellt használtam, az alap szinkrotron emissziós spektrummal. A cirkulárban néhány paramétert meghatároztak: vöröseltolódás $z = 0,151$, a nyaláb magjának félnyílásszöge $\theta_c = 0,061$ rad, a nyalábon belüli átlagos részecskekoncentráció $n_0 = 1 \frac{1}{\text{cm}^3}$, és $\chi^2/N = 1,0$. A vöröseltolódásból [27] segítségével meghatároztam a luminozitás távolságot: $d_L = 2,23 \cdot 10^{27}$ cm. A tompítás szögét, pedig az afterglowpy kód leírása alapján $\theta_w = 4\theta_c = 0,244$ rad-nak választottam.

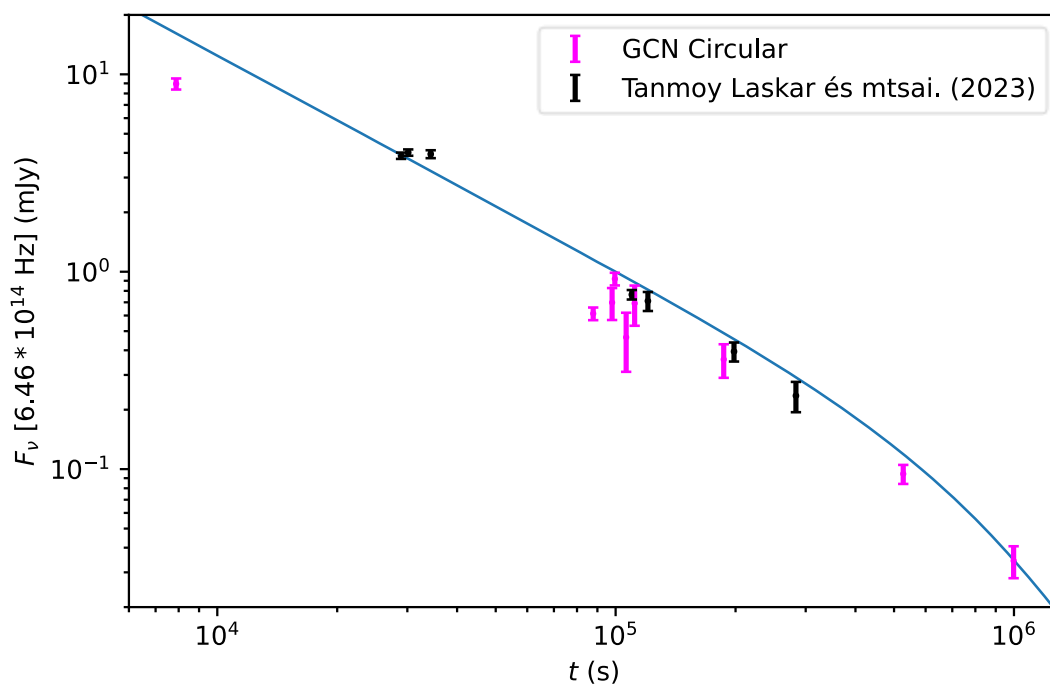
Az r' szűrős adatból nem volt elég ahhoz, hogy kellő pontossággal tudjak görbét illeszteni, illetve majd ebből a hiányzó, változtatható paramétereket meghatározhasam. Ezen probléma kiküszöbölésére a g' , i' , z' szűrős adatokat, illetve a [28]-as forrás 2. táblázatában szereplő fotometriai értékeket is felhasználtam. A cirkulárban rögzített AB magnitúdók elemzésével kapott és Tanmoy Laskar és mtsai. (2023) munkájában szereplő adatsorokat a függelékben elhelyezett táblázatokban gyűjtöttem össze. A 2. táblázat és a cirkulár adatait a fénygörbéken elkülönítettem, a megkülönböztetés érdekében két eltérő színt kaptak. A program paramétereinek változtatásával kiválasztottam az adatokra legjobban illeszkedő fénygörbét, felhasználva a paraméterek változtatásával megfigyelt tulajdonságokat (lásd 3.3-as fejezet). Az így kapott grafikonokat a 11., 12., 13. és 14. ábrák mutatják.

r' filter



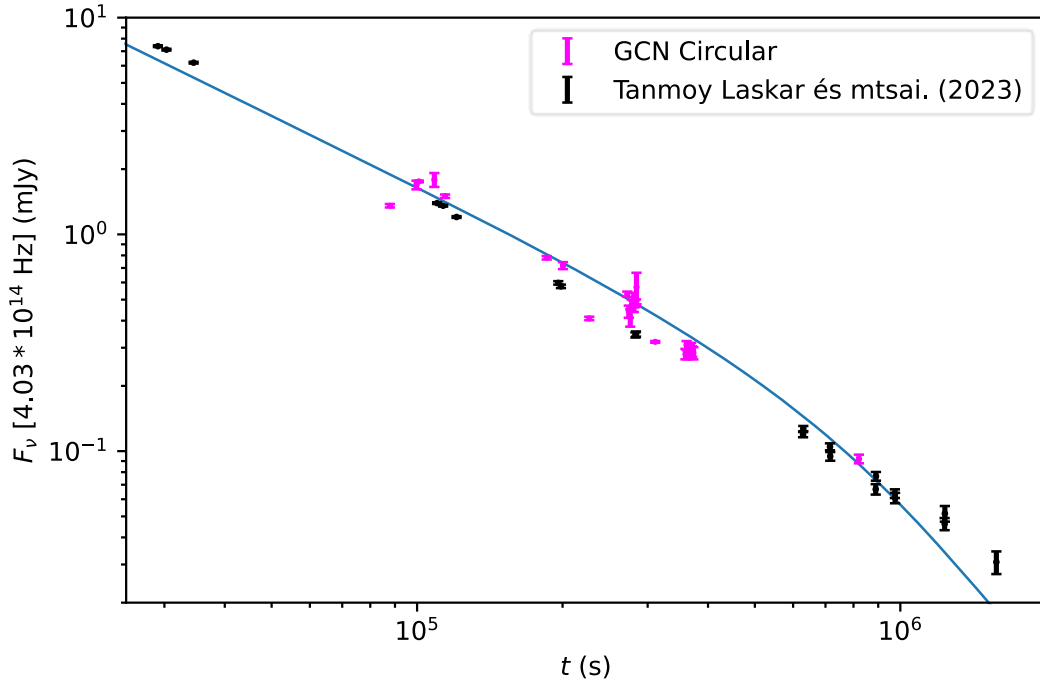
11. ábra. Az SDSS r' szűrős adatokat ábrázolja. A magenta színűek a NASA GRB221009A cirkulárjából gyűjtött, míg a feketék Tanmoy Laskar és mtsai. (2023) munkájában szereplő 2. táblázatból vett adatok.

g' filter



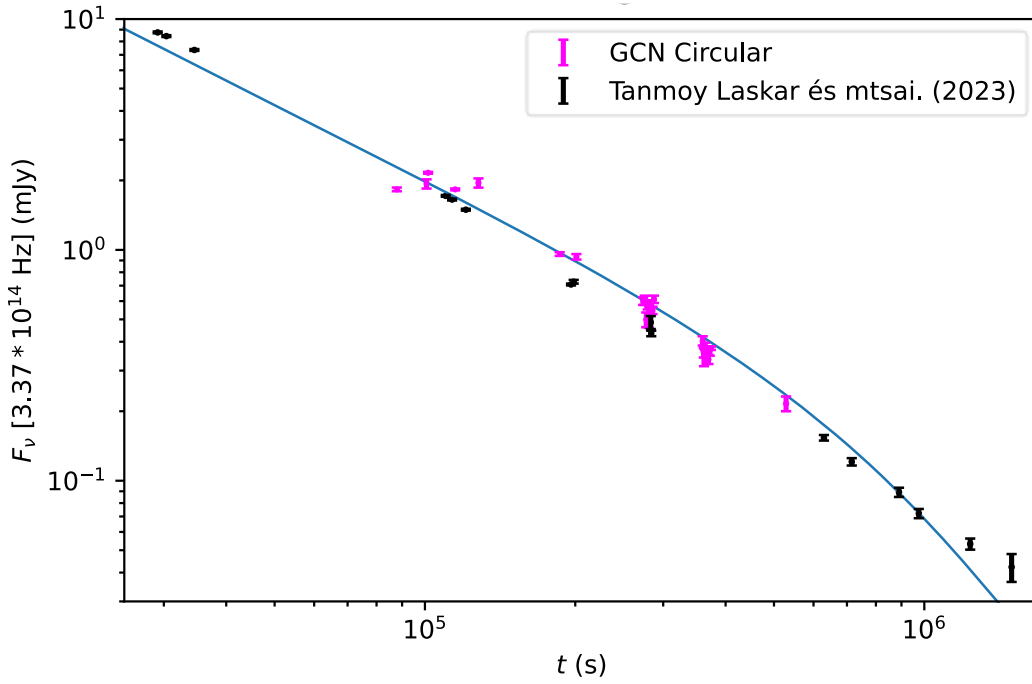
12. ábra. Az SDSS g' szűrős adatokat ábrázolja. A magenta színűek a NASA GRB221009A cirkulárjából gyűjtött, míg a feketék Tanmoy Laskar és mtsai. (2023) munkájában szereplő 2. táblázatból vett adatok.

i' filter



13. ábra. Az SDSS i' szűrős adatokat ábrázolja. A magenta színűek a NASA GRB221009A cirkulárjából gyűjtött, míg a feketék Tanmoy Laskar és mtsai. (2023) munkájában szereplő 2. táblázatból vett adatok. Az $5 \cdot 10^5$ s környékén levő (GCN cirkuláros) adatcsoportosulás esetén az elvégzett mérések egymáshoz közeli időkben történtek.

z' filter



14. ábra. Az SDSS z' szűrős adatokat ábrázolja. A magenta színűek a NASA GRB221009A cirkulárjából gyűjtött, míg a feketék Tanmoy Laskar és mtsai. (2023) munkájában szereplő 2. táblázatból vett adatok.

A cirkulárban levő adatok nagyrésze feljebb helyezkedett el a grafikonon a [28] 2. táblázatában levőknél, azaz az adott időkhöz tartozó fluxusuk nagyobb volt. Ennek az oka lehet az, hogy a galaktikus extinkcióra való korrigálást Tanmoy Laskar és mtsai. más modell (például a szín-excesszus eltérése) alapján végezhették.

A GRB221009A gammakitörés fizikai paraméterei a következők voltak:

nyaláb típusa	struktúrált gauss-i lecsengésű
E_{iso}	$3 \cdot 10^{54}$ erg
z	0,151
d_L	$2,23 \cdot 10^{27}$ cm
θ_{obs}	0,1 rad
θ_c	0,061 rad
θ_w	0,244 rad
p	2,1
ϵ_e	0,01
ϵ_B	0,01
ξ_N	1,0
n_0	$1,0 \text{ cm}^{-3}$

2. táblázat. A GRB221009A optikai fénygörbéjének elemzésével kapott eredmények. A fehér mezőjű adatok (z , θ_c , n_0 , ξ_N , θ_w , d_L) a cirkulárban rögzített, vagy azokból közvetlenül meghatározott értékek. A kék mezőjű adatok (E_{iso} , θ_{obs} , p , ϵ_e , ϵ_B) az optikai fénygörbe illesztéssel meghatározott eredmények. A fő célom a GRB221009A fénygörbéjének elkészítése során, hogy a kitörés energiáját az afterglowpy program segítségével megadhassam.

Fontos megjegyezni, hogy a kapott eredmények egy viszonylagos becslések, hiszen a fénygörbét megadó paraméterek száma több annál, minthogy egyértelmű illesztést lehessen adni. Az illesztés során előfordult olyan, hogy eltérő paraméter beállításokkal közel azonos fénygörbét kaptam. Az itt tárgyalt eredmények a szerintem legjobban illeszkedő modellt adják meg a GRB221009A-ra. A paraméterek közötti csatolódás hatásának (paraméter-degeneráció) kiküszöbölésére a Monte Carlo-módszert szokták alkalmazni, amely eljárást a későbbiekben tervezem elsajátítani és alkalmazni. Ezzel lehetővé válna a legjobban illeszkedő fénygörbe megadása, és így a GRB221009A adatainak még pontosabb meghatározása is.

4.3. Az eredmények összehasonlítása szakirodalmi értékekkel

Nem találtam olyan elemzést, amely közvetlenül csak az afterglowpy programot használta volna a GRB221009A fizikai paramétereinek megadására. Ebben a fejezetben összehasonlítom a kapott eredményeket más munkák eredményeivel.

[6] egy olyan módszert használ, amely a Monte Carlo-eljárást is tartalmazza a kitörés adatainak meghatározására. Ez alapján a kitörés energiájára $E = 10^{54}$ erg adódott, az elektronoknak (termikus formában) átadott energia arányára $\varepsilon_e = 9 \cdot 10^{-4}$, míg a mágneses térnek (termikus formában) átadott energia arányára $\varepsilon_B = 8 \cdot 10^{-4}$ adódott. Az általam meghatározott $E_{iso} = 3 \cdot 10^{54}$ erg energia egész közel esik ehhez a kitörési energiához, az ε_e és ε_B értékei viszont jóval eltérnek.

[29] egy az előzőtől eltérő módszer segítségével határozza meg a fizikai paramétereit a kitörésnek. Ezek összefoglalva az 1. táblázatban szerepelnek. Az izotróp energiára $E_{iso} = 6,8 \cdot 10^{54}$ erg, $p = 2,6$, $\varepsilon_e = 0,2$ és $\varepsilon_B = 0,002$ adódott. Ebben az esetben a meghatározott E_{iso} energia ugyancsak viszonylag közel volt az afterglowpy segítségével megadotthoz képest. A p hatványkitevő itt nagyobb, emiatt az ε_e és ε_B értékei is eltérőek lettek.

[30] rendkívül összetett módszereket tartalmaz, amely esetén az adatok elemzése elsősorban az NMMA (Nuclear physics and Multi-Messenger Astronomy) eszköztárával történt, de az afterglowpy programot is használták (például a GRB221009A esetleges top hat jet szerkezeti felépítésénél). A GRANDMA adatait felhasználva az izotróp energiára $E_{iso} = 4,17 \cdot 10^{54}$ erg, $p = 2,49$, $\varepsilon_e = 0,14$ és $\varepsilon_B = 3,47 \cdot 10^{-7}$ adódott. ε_e és ε_B értékei ebben az esetben is nagy mértékben eltértek, a p hatványkitevő relatív százalékos hibája a pályamunkában kapott eredménnyel összevetve 15,7 %. A pályamunka eredményéül kapott izotróp energia közel esik a [30]-as munkában meghatározott energiához (a relatív százalékos hiba 28,0%).

5. Összegzés

A dolgozatomban a gammakitörések átfogó bemutatásával kezdtem. Egészen a felfedezésüktől kezdve ismertettem ezt a jelenséget, kitérve a csoportosításukra és a rájuk jellemző tűzgolyó-modellre. Bemutattam a kitörések során lejátszódó sugárzási folyamatokat és a nyalábok felépítését, amelyek alapján részletesebben ismertettem a GRB-k utófénylését. Kifejtettem, hogyan segíthet az utófénylések fénygörbeinek modellezése a kitörések fizikai jellemzőinek a meghatározásában.

Ezt követően ismertettem az AB magnitúdórendszert, a spektrális fluxussűrűséget és a galaktikus extinkció fogalmát. Ezek bemutatása után részletesen tárgyaltam az általam írt galaktikus extinkció-korrekciós Python kód működését.

Ezután bemutattam az afterglowpy programot, amely a gammakitörések utófényléseinek fénygörbéit képes modellezni. A GRB170817A gammakitörés F606W szűrős méréseinek felhasználásával teszteltem a programot, majd a kód paramétereinek változtatásával megfigyeltem, hogyan módosul a fénygörbe alakja.

Célom az volt, hogy az afterglowpy program segítségével modellezsem minden idők egyik legfényesebb gammakitörése, a GRB221009A optikai fénygörbéit, és azok elemzésével meghatározzam a kitörés főbb fizikai paramétereit, különös tekintettel az általa kibocsátott energia mennyiségére. A GRB221009A fizikai paramétereit a 2. táblázat. *A GRB221009A optikai fénygörbéjének elemzésével kapott eredmények.* tartalmazza.

Az eredményeimet végül más módszerek alapján meghatározott a szakirodalomban közölt eredményekkel hasonlítottam össze. Az illesztés pontosságának növelésére az egyes paraméterek csatolódását is figyelembe vevő Monte Carlo-módszert lehet alkalmazni, amely eljárást a későbbiekben tervezem elsajátítani és használni. Ezzel lehetővé válna a legjobban illeszkedő fénygörbe megadása, és így a GRB221009A adatainak pontosabb meghatározása is.

További terveim között van a GRB221009A rádió-fénygörbéinek elemzése is, illetve más gammakitörések vizsgálata a fentebb ismertetett módszer segítségével.

Köszönetnyilvánítás

Szeretném köszönetemet kifejezni témavezetőmnek, Dr. Szalai Tamásnak, hogy sok időt és energiát szánt rá, hogy a gammakitöréseket minél jobban megismerhessem. Hálás vagyok mindazért, amit a fejlődésem érdekében tett. Mindig számíthattam kedvességére, türelmére, és támogatására, amelyek a szakmai útmutatás mellett a napjaimat is feldobták.

Külön köszönöm családomnak és barátaimnak, akik a kezdetektől fogva mellettem álltak és bíztattak.

Irodalomjegyzék

- [1] <https://atomcsill.elte.hu/Cikkek/FizSzle/Balazs-Horvath-Kelemen.pdf>
- [2] https://real.mtak.hu/128640/1/HT_2021-4_cikk_08.pdf
- [3] <https://science.nasa.gov/universe/gamma-ray-bursts-harvesting-knowledge-from-the-universes-most-powerful-explosions/>
- [4] Andrew J. Levan: Gamma-ray Bursts (2018)
- [5] J. E. RHOADS, The Dynamics and Light Curves of Beamed Gamma-Ray Burst Afterglows, *Astrophysical Journal*, 525 (1999), pp. 737–749.
- [6] [arXiv:2303.10558](https://arxiv.org/abs/2303.10558)
- [7] <https://www.csillagaszat.hu/hirek/asztroblog/interju-a-gammavillanasok-magyar-szarmazasu-vezeto-kutatojaval/>
- [8] R. SARI, T. PIRAN, AND R. NARAYAN, Spectra and Light Curves of Gamma-Ray Burst Afterglows, *Astrophysical Journal Letters*, 497 (1998), pp. L17–L20.
- [9] P. KUMAR AND B. ZHANG, The physics of gamma-ray bursts and relativistic jets, *Physics Reports*, 561 (2015), pp. 1–109.
- [10] Péter Mészáros: The High Energy Universe: Ultra-High Energy Events in Astrophysics and Cosmology, 103-123. oldal: Gamma-ray bursts
- [11] Ryan, G., van Eerten, H., Piro, L. and Troja, E., 2020, *Astrophysical Journal* 896, 166 (2020)
- [12] Gupta, R., Kumar, A., Pandey, S.B. et al. Revealing nature of GRB 210205A, ZTF21aaeyldq (AT2021any) and follow-up observations with the 4K×4K CCD imager + 3.6m DOT. *J Astrophys Astron* 43, 11 (2022)
- [13] https://swift.gsfc.nasa.gov/about_swift/
- [14] J. A. NOUSEK, C. KOUVELIOTOU, D. GRUPE, K. L. PAGE, J. GRANOT, E. RAMIREZ-RUIZ, S. K. PATEL, D. N. BURROWS, V. MANGANO, S. BARTHELMY, A. P. BEARDMORE, S. CAMPANA, M. CAPALBI, G. CHINCARINI, G. CUSUMANO, A. D. FALCONE, N. GEHRELS, P. GIOMMI, M. R. GOAD, O. GODET, C. P. HURKETT, J. A. KENNEA, A. MORETTI, P. T. O'BRIEN, J. P. OSBORNE, P. ROMANO, G. TAGLIAFERRI, AND A. A. WELLS, Evidence for a Canonical Gamma-Ray Burst Afterglow Light Curve in the Swift XRT Data, *Astrophysical Journal*, 642 (2006), pp. 389–400.
- [15] B. ZHANG, Y. Z. FAN, J. DYKS, S. KOBAYASHI, P. M. 'ESZ 'AROS, D. N. BURROWS, J. A. NOUSEK, AND N. GEHRELS, Physical Processes Shaping Gamma-Ray Burst X-Ray Afterglow Light Curves: Theoretical Implications from the Swift X-Ray Telescope Observations, *Astrophysical Journal*, 642 (2006), pp. 354–370.
- [16] D. A. FRAIL, S. R. KULKARNI, L. NICASTRO, M. FEROCI, AND G. B. TAYLOR, The

radio afterglow from the γ -ray burst of 8 May 1997, *Nature*, 389 (1997), pp. 261–263.

[17] [arXiv:1006.5125](#)

[18] [arXiv:1801.01848](#)

[19] van Eerten, H. J., Leventis, K., Meliani, Z., Wijers, R. A. M. J., & Keppens, R. 2010b, *MNRAS*, 403, 300

[20] Dálya Gergely: Bevezetés a csillagászatba

[21] [STANDARD PHOTOMETRIC SYSTEMS](#)

[22] *The Astrophysical Journal*, 663:320Y341, 2007 July 1

[23] *The Astrophysical Journal Letters*, 870:L15 (5pp), 2019 January 10

[24] <https://www.csillagaszat.hu/hirek/magyar-asztrofizikai-kismuhold-indult-az-urbe-mely-az-egesz-foldre-kiterjedo-grb-flotta-uttoroje-lehet/>

[25] https://en.wikipedia.org/wiki/GRB_221009A#/media/File:Boat-in-context-1080-1.webp

[26] <https://gcn.gsfc.nasa.gov/other/221009A.gcn3>

[27] <https://www.astro.ucla.edu/~wright/CosmoCalc.html>

[28] *The Astrophysical Journal Letters*, 946:L23 (20pp), 2023 March 20

[29] *The Astrophysical Journal*, 947:53 (8pp), 2023 April 20

[30] *The Astrophysical Journal Letters*, 948:L12 (34pp), 2023 May 10

Függelék

A NASA GRB221009A cirkulár adatait tartalmazó táblázat

Filter	t-T0 (s)	mag (AB)	merr (AB)	flux (mJy)	fluxerr (mJy)	korrflex (mJy)	korrflexerr (mJy)
z'	127980	16,92	0,05	0,6194	0,0285	1,9504	0,0898
z'	87840	16,99	0,02	0,5808	0,0107	1,8286	0,0337
z'	101466	16,81	0,01	0,6855	0,0063	2,1584	0,0199
z'	114966	16,99	0,01	0,5808	0,0053	1,8286	0,0168
z'	186127,2	17,69	0,02	0,3048	0,0056	0,9597	0,0177
z'	201049,2	17,72	0,03	0,2965	0,0082	0,9335	0,0258
z'	273574,8	18,2	0,04	0,1905	0,0070	0,6000	0,0221
z'	275511,6	18,19	0,05	0,1923	0,0089	0,6055	0,0279
z'	277448,4	18,4	0,08	0,1585	0,0117	0,4990	0,0368
z'	279374,4	18,26	0,03	0,1803	0,0050	0,5677	0,0157
z'	281304	18,23	0,03	0,1854	0,0051	0,5836	0,0161
z'	283230	18,23	0,04	0,1854	0,0068	0,5836	0,0215
z'	285541,2	18,3	0,04	0,1738	0,0064	0,5472	0,0202
z'	287492,4	18,18	0,04	0,1941	0,0072	0,6111	0,0225
z'	359895,6	18,63	0,05	0,1282	0,0059	0,4038	0,0186
z'	361836	18,76	0,05	0,1138	0,0052	0,3582	0,0165
z'	363765,6	18,69	0,04	0,1213	0,0045	0,3821	0,0141
z'	365713,2	18,75	0,04	0,1148	0,0042	0,3615	0,0133
z'	367660,8	18,74	0,05	0,1159	0,0053	0,3649	0,0168
z'	369619,2	18,83	0,05	0,1067	0,0049	0,3358	0,0155
z'	371725,2	18,74	0,05	0,1159	0,0053	0,3649	0,0168
z'	373798,8	18,71	0,06	0,1191	0,0066	0,3751	0,0066
z'	280800	18,35	0,13	0,1660	0,0199	0,5225	0,0626
z'	528697,152	19,31	0,08	0,0685	0,0051	0,2158	0,0159
z'	100742,4	16,93	0,05	0,6138	0,0283	1,9325	0,0890
z'	362102,4	18,8	0,1	0,1096	0,0101	0,3452	0,0318
i'	227160	19,1	0,02	0,0832	0,0015	0,4095	0,0075
i'	87840	17,8	0,02	0,2754	0,0051	1,3560	0,0250
i'	311040	19,37	0,01	0,0649	0,0006	0,3193	0,0029
i'	100832,4	17,52	0,01	0,3565	0,0033	1,7549	0,0162
i'	114271,2	17,69	0,02	0,3048	0,0056	1,5006	0,0276
i'	185479,2	18,4	0,02	0,1585	0,0029	0,7803	0,0144
i'	200390,4	18,49	0,04	0,1459	0,0054	0,7182	0,0265
i'	272268	18,82	0,03	0,1076	0,0030	0,5300	0,0146
i'	274222,8	19,02	0,07	0,0895	0,0058	0,4408	0,0284
i'	276159,6	19,09	0,1	0,0839	0,0077	0,4133	0,0381
i'	278085,6	18,95	0,07	0,0955	0,0062	0,4702	0,0303
i'	280015,2	18,93	0,04	0,0973	0,0036	0,4789	0,0176
i'	281944,8	18,93	0,04	0,0973	0,0036	0,4789	0,0176
i'	283867,2	18,92	0,04	0,0982	0,0036	0,4834	0,0178

i'	359254,8	19,51	0,06	0,0570	0,0032	0,2807	0,0155
i'	361195,2	19,41	0,05	0,0625	0,0029	0,3078	0,0142
i'	363124,8	19,52	0,05	0,0565	0,0026	0,2781	0,0128
i'	365054,4	19,44	0,04	0,0608	0,0022	0,2994	0,0110
i'	366994,8	19,45	0,05	0,0603	0,0028	0,2967	0,0137
i'	368960,4	19,43	0,05	0,0614	0,0028	0,3022	0,0139
i'	370911,6	19,48	0,06	0,0586	0,0032	0,2886	0,0159
i'	373014	19,5	0,07	0,0575	0,0037	0,2833	0,0183
i'	280800	18,91	0,11	0,0991	0,0100	0,4878	0,0494
i'	99705,6	17,56	0,05	0,3436	0,0158	1,6915	0,0779
i'	820800	20,72	0,05	0,0187	0,0009	0,0921	0,0042
i'	108576	17,5	0,08	0,3631	0,0268	1,7876	0,1317
i'	284472	18,74	0,18	0,1159	0,0192	0,5705	0,0946
i'	15379,2	15,58	0,03	2,1281	0,0588	10,4777	0,2895
r'	8100	16,16	0,07	1,2470	0,0804	12,2117	0,7873
r'	311040	20,44	0,02	0,0242	0,0004	0,2370	0,0044
r'	100195,2	18,65	0,02	0,1259	0,0023	1,2325	0,0227
r'	113590,8	18,81	0,05	0,1086	0,0050	1,0636	0,0490
r'	184802,4	19,53	0,04	0,0560	0,0021	0,5480	0,0202
r'	199674	19,67	0,11	0,0492	0,0050	0,4817	0,0488
r'	272919,6	20,03	0,06	0,0353	0,0020	0,3458	0,0191
r'	274863,6	19,97	0,08	0,0373	0,0028	0,3654	0,0269
r'	276800,4	20,07	0,19	0,0340	0,0060	0,3333	0,0583
r'	278730	20,32	0,17	0,0270	0,0042	0,2647	0,0414
r'	282585,6	20,17	0,12	0,0310	0,0034	0,3039	0,0336
r'	284886	20,26	0,16	0,0286	0,0042	0,2798	0,0412
r'	286837,2	20,24	0,19	0,0291	0,0051	0,2850	0,0499
r'	358563,6	20,53	0,09	0,0223	0,0018	0,2182	0,0181
r'	360536,4	20,63	0,09	0,0203	0,0017	0,1990	0,0165
r'	362480,4	20,71	0,15	0,0189	0,0026	0,1848	0,0255
r'	364410	20,54	0,1	0,0221	0,0020	0,2162	0,0199
r'	366357,6	20,55	0,12	0,0219	0,0024	0,2142	0,0237
r'	368308,8	20,74	0,16	0,0184	0,0027	0,1798	0,0265
r'	370267,2	20,9	0,23	0,0158	0,0034	0,1552	0,0329
r'	372373,2	20,86	0,27	0,0164	0,0041	0,1610	0,0400
r'	280800	20,23	0,09	0,0294	0,0024	0,2876	0,0238
r'	98150,4	18,57	0,05	0,1355	0,0062	1,3267	0,0611
r'	112406,4	18,96	0,1	0,0946	0,0087	0,9263	0,0853
r'	820800	21,68	0,07	0,0077	0,0005	0,0756	0,0049
r'	217900,8	19,56	0,12	0,0545	0,0060	0,5331	0,0589
r'	99754,152	18,64	0,03	0,1271	0,0035	1,2439	0,0344
r'	100477,152	18,43	0,1	0,1542	0,0142	1,5093	0,1390
r'	523380,96	20,96	0,05	0,0150	0,0007	0,1468	0,0068
r'	1041378,336	21,94	0,07	0,0061	0,0004	0,0595	0,0038
r'	240277,96	20,01	0,03	0,0360	0,0010	0,3522	0,0097
r'	757188,336	21,74	0,05	0,0073	0,0003	0,0716	0,0033

r'	931785,336	21,91	0,07	0,0063	0,0004	0,0612	0,0039
r'	1275596,336	21,96	0,09	0,0060	0,0005	0,0584	0,0048
r'	108576	18,74	0,12	0,1159	0,0128	1,1344	0,1254
g'	7884	17,66	0,07	0,3133	0,0202	8,9512	0,5771
g'	106272	20,87	0,36	0,0163	0,0054	0,4655	0,1543
g'	87840	20,57	0,08	0,0215	0,0016	0,6136	0,0452
g'	99550,8	20,13	0,08	0,0322	0,0024	0,9202	0,0678
g'	111614,4	20,44	0,25	0,0242	0,0056	0,6916	0,1593
g'	186782,4	21,15	0,21	0,0126	0,0024	0,3596	0,0696
g'	527263,776	22,6	0,12	0,0033	0,0004	0,0946	0,0105
g'	97977,6	20,43	0,2	0,0244	0,0045	0,6980	0,1286
g'	997940,736	23,7	0,2	0,0012	0,0002	0,0343	0,0063

Tanmoy Laskar és mtsai. (2023) munkájában szereplő 2. táblázatának adatai a fluxusokkal együtt

Filter	t-T0 (s)	mag (AB)	merr (AB)	flux (mJy)	fluxerr (mJy)	korrflex (mJy)	korrflexerr (mJy)
z'	29159	15,29	0,01	2,7797	0,0256	8,7524	0,0806
z'	30354	15,33	0,01	2,6792	0,0247	8,4358	0,0777
z'	34541	15,48	0,01	2,3335	0,0215	7,3473	0,0677
z'	110077	17,06	0,01	0,5445	0,0050	1,7145	0,0158
z'	113345	17,10	0,01	0,5248	0,0048	1,6524	0,0152
z'	120771	17,21	0,01	0,4742	0,0044	1,4932	0,0138
z'	196120	18,02	0,01	0,2249	0,0021	0,7082	0,0065
z'	198550	17,99	0,02	0,2312	0,0043	0,7280	0,0134
z'	283274	18,43	0,07	0,1542	0,0099	0,4854	0,0313
z'	283892	18,55	0,03	0,1380	0,0038	0,4346	0,0120
z'	629485	19,68	0,03	0,0488	0,0013	0,1535	0,0042
z'	715675	19,94	0,04	0,0384	0,0014	0,1208	0,0045
z'	889822	20,27	0,05	0,0283	0,0013	0,0892	0,0041
z'	974889	20,50	0,05	0,0229	0,0011	0,0721	0,0033
z'	1235746	20,83	0,06	0,0169	0,0009	0,0532	0,0029
z'	1495587	21,08	0,15	0,0134	0,0019	0,0423	0,0058
i'	29084	15,96	0,01	1,4997	0,0138	7,3835	0,0680
i'	30293	16,00	0,01	1,4454	0,0133	7,1165	0,0655
i'	34481	16,15	0,01	1,2589	0,0116	6,1982	0,0571
i'	110001	17,77	0,01	0,2831	0,0026	1,3940	0,0128
i'	113224	17,80	0,01	0,2754	0,0025	1,3560	0,0125
i'	120696	17,93	0,01	0,2443	0,0023	1,2030	0,0111
i'	195989	18,69	0,02	0,1213	0,0022	0,5974	0,0110
i'	198459	18,73	0,02	0,1169	0,0022	0,5758	0,0106
i'	283103	19,29	0,03	0,0698	0,0019	0,3438	0,0095
i'	283802	19,28	0,03	0,0705	0,0019	0,3469	0,0096
i'	629125	20,44	0,03	0,0242	0,0007	0,1192	0,0033
i'	629849	20,37	0,03	0,0258	0,0007	0,1271	0,0035

i'	715224	20,58	0,04	0,0213	0,0008	0,1048	0,0039
i'	716130	20,69	0,05	0,0192	0,0009	0,0947	0,0044
i'	889372	21,07	0,06	0,0136	0,0007	0,0667	0,0037
i'	890276	20,92	0,05	0,0156	0,0007	0,0766	0,0035
i'	974437	21,12	0,05	0,0129	0,0006	0,0637	0,0029
i'	975345	21,17	0,06	0,0124	0,0007	0,0609	0,0034
i'	1235085	21,47	0,07	0,0094	0,0006	0,0462	0,0030
i'	1236480	21,35	0,09	0,0105	0,0009	0,0516	0,0043
i'	1580363	21,91	0,13	0,0063	0,0007	0,0308	0,0037
r'	29010	16,99	0,01	0,5808	0,0053	5,6856	0,0524
r'	30229	17,05	0,01	0,5495	0,0051	5,3799	0,0496
r'	34417	17,21	0,01	0,4742	0,0044	4,6427	0,0428
r'	109927	18,85	0,02	0,1047	0,0019	1,0251	0,0189
r'	113105	18,87	0,02	0,1028	0,0019	1,0064	0,0185
r'	120620	19,03	0,04	0,0887	0,0033	0,8685	0,0320
r'	195859	19,84	0,05	0,0421	0,0019	0,4119	0,0190
r'	198368	19,84	0,05	0,0421	0,0019	0,4119	0,0190
r'	282903	20,31	0,05	0,0273	0,0013	0,2672	0,0123
r'	283713	20,33	0,09	0,0268	0,0022	0,2623	0,0217
r'	628894	21,60	0,08	0,0083	0,0006	0,0814	0,0060
r'	630083	21,44	0,08	0,0096	0,0007	0,0944	0,0070
r'	714934	21,68	0,08	0,0077	0,0006	0,0756	0,0056
r'	716425	21,91	0,13	0,0063	0,0007	0,0612	0,0073
r'	889052	22,04	0,11	0,0055	0,0006	0,0543	0,0055
r'	890601	22,04	0,10	0,0055	0,0005	0,0543	0,0050
r'	974076	22,09	0,11	0,0053	0,0005	0,0519	0,0053
r'	975708	22,09	0,10	0,0053	0,0005	0,0519	0,0048
r'	1234654	22,45	0,17	0,0038	0,0006	0,0372	0,0058
r'	1236846	22,35	0,15	0,0042	0,0006	0,0408	0,0056
g'	28932	18,57	0,04	0,1355	0,0050	3,8715	0,1426
g'	30153	18,53	0,04	0,1406	0,0052	4,0168	0,1480
g'	34340	18,55	0,05	0,1380	0,0064	3,9435	0,1816
g'	109812	20,33	0,06	0,0268	0,0015	0,7654	0,0423
g'	120506	20,41	0,12	0,0249	0,0028	0,7110	0,0786
g'	198237	21,05	0,12	0,0138	0,0015	0,3943	0,0436
g'	283549	21,61	0,19	0,0082	0,0014	0,2354	0,0412