



---

ФИЗИЧЕСКИ ФАКУЛТЕТ

---

КАТЕДРА ТЕОРЕТИЧНА ФИЗИКА

Валентин Олегов Делийски

Оптични ефекти в изкривено пространство време:  
гравитационни лещи, сенки и поляризация на  
светлината

## АВТОРЕФЕРАТ

на дисертация за присъждане на образователна и научна степен "ДОКТОР"

**Професионално направление:** Физически науки  
**Научна специалност:** Теоретична и математическа физика

*Научни ръководители:*  
Доц. д-р Галин Гюлчев

Чл. -кор. проф. дфзн. Стойчо Язаджиев

*Научен консултант:*  
Доц. д-р Петя Недкова

## Съдържание

<b>1</b>	<b>Увод</b>	<b>4</b>
1.1	Структура на дисертационният труд . . . . .	6
1.2	Структура на авторефератът . . . . .	7
<b>2</b>	<b>Общи наблюдателни белези на пространствено-времеви тунели</b>	<b>8</b>
2.1	Резултати . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Отпечатъкът на пространство-времето върху поляризираните образи на екзотични компактни обекти</b>	<b>13</b>
3.1	Аналитичен модел на излъчващата среда . . . . .	14
3.2	Резултати . . . . .	16
3.3	Заключение . . . . .	22
<b>4</b>	<b>Наблюдения на екзотични компактни обекти</b>	<b>23</b>
4.1	Модел на излъчващата среда . . . . .	25
4.2	Резултати . . . . .	27
4.3	Симулирани идеални образи на M87* . . . . .	27
4.3.1	Реконструкция на образите . . . . .	30
4.3.2	Реконструкция от ЕНТ 2017 . . . . .	31
4.3.3	Реконструкция от ngЕНТ . . . . .	32
4.4	Темплейтен анализ . . . . .	33
<b>5</b>	<b>Заключение и обзор на научният принос</b>	<b>36</b>
<b>6</b>	<b>Списък с научната активност</b>	<b>39</b>
6.1	Списък с научни публикации . . . . .	39
6.2	Списък с изнесени доклади . . . . .	39

## Списък на фигурите

2.1	$\Delta\phi(\xi)$ и образите за $r_s = 6M$ орбита около пространствено-времеви тунел до $n = 2$ . . . . .	10
2.2	Характерните размери на екзотичните образите на цялата излъчваща среда, генерирани от пространствено-времеви тунел. . . . .	11
2.3	Диск на Новиков-Торн около пространствено-времеви тунел при различни инклинации. . . . .	12
3.1	Поляризирани директни образи около пространствено - времеви тунели и голи сингулярности за вертикално магнитно поле. . . . .	18
3.2	Поляризирани директни образи от тип $\{x, y\} _{6M, Schw}$ около пространствено - времеви тунели и голи сингулярности за екваториално магнитно поле при $i = 20^\circ$ . . . . .	19
3.3	Поляризирани директни образи около пространствено - времеви тунели и голи сингулярности за екваториално магнитно поле при $i = 70^\circ$ . . . . .	19

3.4	Максималното отклонение на директните поляризираните образи от тип $\{x, y\} _{6M, Schw}$ , за $i = 20 \text{ deg}$ . . . . .	20
3.5	Поляризиранни индиректни образи около пространствено - времеви тунели и голи сингулярности за екваториално магнитно поле при $i = 20^\circ$ . . . . .	21
4.1	Идеален образ на черна дупки на Шварцшилд с реалистичен модел на излъчващата среда, при наблюдателна честота $\nu_{\text{obs}} = 230 \text{ GHz}$ .	29
4.2	Идеални образи на голи сингулярности с реалистичен модел на излъчващата среда, при избрани стойности на $\gamma$ и наблюдателна честота $\nu_{\text{obs}} = 230 \text{ GHz}$ . . . . .	29
4.3	Реконструирани образи на черни дупки на Шварцшилд от ЕНТ 2017. . . . .	31
4.4	Реконструирани образи на голи сингулярности, при избрани стойности на $\gamma$ , от ЕНТ 2017 . . . . .	32
4.5	Реконструирани образи на голи сингулярности, при избрани стойности на $\gamma$ , от ngЕНТ . . . . .	33
4.6	Темплейтен анализ на реконструкциите от ЕНТ 2017 . . . . .	34
4.7	Темплейтен анализ на реконструкциите от ngЕНТ за $\nu = 345 \text{ GHz}$	35
4.8	Изоконттури на потока на реконструкциите на голи сингулярности от ngЕНТ. . . . .	36

## Списък на таблиците

1	Отклонения на поляризираните образи от тип $\{x, y\} _{6M, Schw}$ , за $i = 20 \text{ deg}$ , при критичните стойности $\gamma_{\text{crit}}$ за пространствено-времеви тунели . . . . .	20
2	Общи параметри за всички Mjølnerг симулации. . . . .	27
3	Настройки на синтетичните наблюдения. . . . .	30
4	Параметри на алгоритъма за реконструкция. . . . .	30
5	Количествената мярка $\hat{f}_c$ за морфологията на централата депресия на ЕНТ 2017 . . . . .	34
6	Количествената мярка $\hat{f}_c$ за морфологията на централата депресия на ngЕНТ . . . . .	35

# 1 Увод

Тематиката на тази дисертация стъпва върху резултатите на колаборацията Event Horizon Telescope (ЕНТ), която за пръв път успява да постигне наблюдателна резолюция, достатъчна за *директното* заснемане на непосредствената околност на свръхкомпактните обекти в ядрата на галактиката М87 и Млечният път [1] - [17]. Тези и бъдещи такива наблюдателни постижения ще играят централна роля в изследванията на природата на гравитацията в режим на най-силните полета. Те могат да допринесат за експерименталното потвърждаване на присъствието на нови фундаментални полета, както и за съществуването на *екзотични компактни обекти*, като пространствено-времени тунели или голи сингулярности. Подобни на тях обекти произлизат естествено от обобщени теории на гравитацията, което прави наблюдателното им засичане от фундаментално значение.

*Целта на този дисертационен труд е да изследва възможността за различаването на подобни екзотични компактни обекти от черни дупки, чрез съвременните и бъдещи наблюдения на колаборацията ЕНТ.*

По-конкретно, ние се фокусираме върху отличителните наблюдателни особености на тези обекти, които в най-общ смисъл може да се проявят чрез следните три наблюдаеми характеристики: морфологията на получените образи, променливостта им, и поляризацията на лъчението им. Те носят със себе си информация за природата на компактният обект, както и за гравитационната теория която го описва, с усложнението, че тя е нелинейно зацепена към магнито-хидродинамичните процеси на излъчващата среда. Това прави интерпретацията на съществуващи и бъдещи наблюдения силно нетривиална задача, и е едно от основните затруднения в изследователския проблем.

Друго затруднение е, че много широк клас от съществено различни екзотични компактни обекти, могат да оставят качествено сходен отпечатък в наблюденията. Например въпреки, че наблюдаваната сянка на М87\* е съвместима с тази на черна дупка на Шварцшилд [1], имайки предвид независимите оценки за масата на обекта [18], съществува широк клас от екзотични компактни обекти, чиято сянка е достатъчно морфологично сходна (а за някои дори *строго* идентична [19]), за да бъде съвместима с тези наблюдения.

От друга страна наблюдателният отпечатък на обекти, притежаващи качествено *различна* оптична проява, вследствие на ефекта на гравитационната леща, може да бъде подтиснат от крайната разделителна способност, или други *технически* предизвикателства на наблюденията. Това прави поставената цел комплексна задача, свързваща теорията с експеримента.

За да дадем допълнителен фокус на целта на дисертацията, приемаме следната работна хипотеза:

*Наблюденията на колаборацията ЕНТ, през 2017 г., могат да бъдат възпроизведени от синхотронно излъчваща плазма, около свръхмасивни компактни обекти които **не** притежават хоризонт на събитията.*

Имайки това в предвид, ние все пак очакваме природата на компактните обекти да се "отпечата" върху горе-споменатите три наблюдаеми характеристики на образите. Работата по постигане на целта на дисертацията е публикувана под формата на четири оригинални публикации (белязани I, II, III и IV в текста). Методиката ни има следната логическа последователност:

1) Започваме с изследването на оптичните прояви на избрани "представители" на екзотични компактни обекти, чиято природа се различава силно от тази на черните дупки - пространствено-времени тунели и голи сингулярности. В публикация I, и разширено в глава 5 от дисертацията, изследваме морфологията на образите на излъчващата среда, генерирани от подобни обекти. Показваме, че при определени стойности на техните метрични параметри, оптичната им проява е *съществено различна* от тази на черни дупки. Намираме, че те притежават набор от концентрични пръстеновидни образи (които ще наричаме *екзотични*), разположени където би била сянката на черните дупки. Тези пръстени биха служили като ясен и еднозначен белег за съществуването на подобен тип обекти, ако бъдат наблюдавани. С това възниква естественият въпрос - до каква степен тези образи са наблюдаеми? Използваме идеализиран модел на геометрично тънък и оптически плътен акреционен диск [20], за да покажем, че наблюдаваният поток от тези образи е съразмерим с максимума на цялото изображение, и че това се запазва при по-реалистични модели на излъчващата среда в публикация IV и глава 7 от дисертацията.

2) Паралелно с това, мотивирани от резултатите [7], [8] и [16], [17], в публикации II и III изследваме до каква степен природата на пространство-времето се отпечатва върху поляризацията на получените образи. Стъпваме на предишни разглеждания, базирайки се на прост аналитичен модел на излъчването [21] [22], за да покажем, че директните поляризиращи образи на излъчващата среда се влияят слабо от природата на централният обект, и гравитационната теория която го описва. Показваме също обаче, че релативистките индиректни образи се влияят *силно* от това. Относителните отклонения в интензитета на поляризираното лъчение, спрямо черни дупки на Шварцшилд, могат да достигнат до един порядък. С това показваме, че ако наблюденията са способни на разделят директните от индиректните образи, тяхната поляризация може да служи като допълнително ограничение върху природата на централният компактен обект.

3) Мотивирани от резултатите, представени в публикации I, II и III (съответно Глави 5 и 6 на дисертацията), както и от подобни изследвания [23], [24], [25], разглеждаме способността на съвременните и бъдещи наблюдения на колаборацията ЕНТ да засекаат предсказаните тук ефекти в публикация IV. Показваме, че морфологията на екзотичните образи се губи при настоящите наблюдателни условия (следствие на крайната ефективна разделителна

способност), но те все пак оставят отпечатък, под формата на повишено фоново излъчване в централната депресия на крайните наблюдения, спрямо черни дупки. Намираме, че при разширение на набора от телескопи, използвани за наблюденията, тази количествена разлика нараства до два порядъка. Също така показваме, че повишаване на наблюдателната честота от 230 GHz (използвана за всички досегашни резултати на ЕНТ) до 345 GHz (планираната за бъдещи наблюдения), прави наблюденията значително по-чувствителни към наличието на екзотични образи. При тази честота намираме, че наблюдаваните образи придобиват локални максимуми в централната депресия, чиито интензитет може да достигне 30% от максимума за цялото изображение. Това е наблюдателно предсказание което може да бъде вземано в предвид за бъдещи наблюдения.

## 1.1 Структура на дисертационният труд

Самата дисертация може да се разглежда като разделена да две части - обща и специализирана.

Общата част има за цел да предостави на читателя основният контекст и физическа основа на разглежданата тематика. Тя обхваща глави 2 до 4 и има следната структура: Глава 2 представя основните закони за разпространението на електромагнитното лъчение в изкривено пространство-време. Извеждаме т.н. приближение на геометричната оптика, в рамките на което се разглеждат всички оптически ефекти в гравитацията. Представяме също и общия вид на динамичните уравнения на светлинните лъчи (в рамките на геометричната оптика), както и ковариантното уравнение за поляризиран лъчист пренос. В глава 3 представяме основните наблюдателни резултати на колаборацията ЕНТ, върху които базираме нашите изследвания. В глава 4 представяме разглежданите от нас екзотични компактни обекти, както и техните основни свойства.

Техническата част покрива глави 5 до 7 и представлява изложение на оригиналните резултати на автора. Глава 5 представя в разширен вид изследванията от публикация I, както и обзор на еквивалентни изследвания за голи сингулярности [26], [27]. Глава 6 представя резултатите от публикации II и III. Глава 7 представя резултатите от публикация IV, и последно глава 8 представлява заключение и обзор на основният научен принос на автора.

Освен тези глави, дисертационният труд има четири допълнения, обхващащи някой аспекти на поставената научна цел, които заслужават допълнително внимание. Допълнение A представя извод, от първи принципи, на функцията на синхотронно излъчване на топлинно разпределена релятивистка плазма. Подобно пълно извеждане почти не се намира в литературата. Допълнение B представя разработения от автора числен код, използван в публикации II, III и IV. Допълнение B представя използваният из дисертацията локален ортонормиран базис, и последно допълнение G представя извод на уравненията, определящи позицията на последните стабилни и свързани кръгови орбити за масивни частици.

## 1.2 Структура на авторефератът

Този автореферат има за цел да представи основните научни приноси на автора, и затова представлява синтезиран вариант на техническата част от дисертацията. Глава 2 обобщава оригиналната част на глава 5 от дисертацията (публикация I) - морфологията на образите на пространствено-времени тунели. След това глава 3 синтезира основните резултати от публикации II и III - отпечатъкът на пространство-времето върху поляризацията на образите на пространствено-времени тунели и голи сингулярности (съответстващо на глава 6 от дисертацията). Глава 4 синтезира резултатите от публикация IV - наблюдения на екзотични компактни обекти (глава 7 от дисертацията) и последно, глави 5 и 6 представляват заключение и обзор на научните приноси и активности на автора.

## 2 Общи наблюдателни белези на пространствено-времени тунели

От наблюдателна гледна точка, най-ясният критерий за различаване на черни дупки от екзотични компактни обекти е морфологията на релативистките образи на излъчващата среда около тях. Тук ще изследваме тази морфология за прототипните тънки акреционни дискове на Новиков-Торн [20], около определен клас пространствено-времени тунели. Целта ни е следната:

*Да придобием качествена картина за морфологичните разлики на пространствено-временните тунели спрямо черни дупки на Кер. Това ще информира последващите ни изследвания върху способността ни да засечем подобни разлики в наблюденията.*

Приемаме следната форма на метриката, описваща сферично симетрични проходими тунели [28]:

$$ds^2 = -N^2(r)dt^2 + \frac{dr^2}{1 - \frac{b(r)}{r}} + r^2 K^2(r) [d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2], \quad (2.1a)$$

$$N(r) = e^{-\frac{r_0}{r} - \gamma \frac{M^2}{r^2}}, \quad b(r) = M, \quad K(r) = 1, \quad (2.1b)$$

където  $\gamma > 0$  е свободен параметър, и  $M$  е масата на Комар. Нека разгледаме излъчващ обект, разположен на кръгова орбита с радиус  $r_s$ , и наблюдател с инклинационен ъгъл  $i$  и ортонормиран базис  $\{e_{(t)}, e_{(r)}, e_{(\theta)}, e_{(\phi)}\}$  (дефиниран в приложение B от дисертацията). Нека също дефинираме две наблюдателни величини, с които ще описваме образите на излъчващия обект:

1) **Ъгълът**  $\sigma \in [0, \pi]$ , между фотонната траектория и базисния вектор  $e_{(r)}$ , в момента на достигане до наблюдателя. Тази величина дефинира "радиус вектора" на образа върху равнината на наблюдение.

2) **Ъгълът**  $\delta \in [0, 2\pi]$ , между равнината на движение на фотона (или еквивалентно - неговият тримерен вълнов вектор  $\vec{k}$ ) и базисния вектор  $e_{(\phi)}$ . Това дефинира азимуталната координата върху равнината на наблюдение.

За да построим образа на даден излъчващ обект, е нужно да намерим връзката между тези наблюдателни величини и наборът от прицелни параметри  $\xi = \frac{L}{E}$ , дефиниращи криви, които свързват излъчващия обект и наблюдателя. Нека започнем с ъгъла  $\sigma$  - от самата му дефиниция можем да запишем:

$$\vec{k} \cdot \vec{e}_{(r)} = \frac{1}{\sqrt{g_{rr}}} k_r = \sqrt{\frac{R(r)}{g_{rr}}} = |\vec{k}| \cos(\sigma). \quad (2.2)$$

Отчитайки факта, че  $|\vec{k}| = k^{(t)} = E/\sqrt{-g_{tt}}$ , както и вида на потенциала  $R(r)$  в



статичния случай<sup>1</sup>, можем да запишем (2.2) като:

$$\sin^2 \sigma = - \frac{g_{tt}}{g_{\phi\phi}} \xi^2 \Big|_{r=r_{\text{obs}}} . \quad (2.3)$$

Нека сега разгледаме ъгъла  $\delta$ . Може да се покаже, използвайки сферична тригонометрия [29], че той е свързан с инклинацията на наблюдателя  $i$  и азимуталното отместване на фотоните  $\Delta\phi = \phi(r_s) - \phi(r_{\text{obs}})$  посредством израза:

$$\cos \Delta\phi = - \frac{\sin \delta \tan i}{\sqrt{\sin^2 \delta \tan^2 i + 1}} \quad (2.4)$$

Също така, може да се покаже [30], че в статични и сферично симетрични пространства (каквото е разглежданото от нас (2.1)), азимуталното отместване  $\Delta\phi$  се дава посредством израза:

$$\Delta\phi(\xi, r_s, r_{\text{obs}}) = \int_{r_{\text{obs}}}^{r_s} \frac{dr}{\sqrt{-\frac{1}{\xi^2} \frac{g_{\phi\phi}^2}{g_{tt}g_{rr}} (1 - V_{\text{eff}})}}, \quad V_{\text{eff}} = - \frac{g_{tt}}{g_{\phi\phi}} \xi^2, \quad \xi = \frac{L}{E}. \quad (2.5)$$

където символът  $\int$  означава, че ако между  $r_s$  и  $r_{\text{obs}}$  се мине през точка на обръщане, интегралът се разделя на два клона с обратни знаци. Обръщайки израз (2.4) за  $\delta(\Delta\phi, i)$  можем да запишем параметричните изрази, задаващи образите на даден излъчващ обект:

$$\delta_n(\xi_n, r_s, r_{\text{obs}}) = \arcsin \left[ \frac{\cot(\Delta\phi(\xi_n, r_s, r_{\text{obs}}) - n\pi)}{\tan i} \right] \quad (2.6a)$$

$$\sigma_n = \arcsin \left[ \xi_n \sqrt{-\frac{g_{tt}}{g_{\phi\phi}}} \right] \Big|_{r=r_{\text{obs}}}, \quad (2.6b)$$

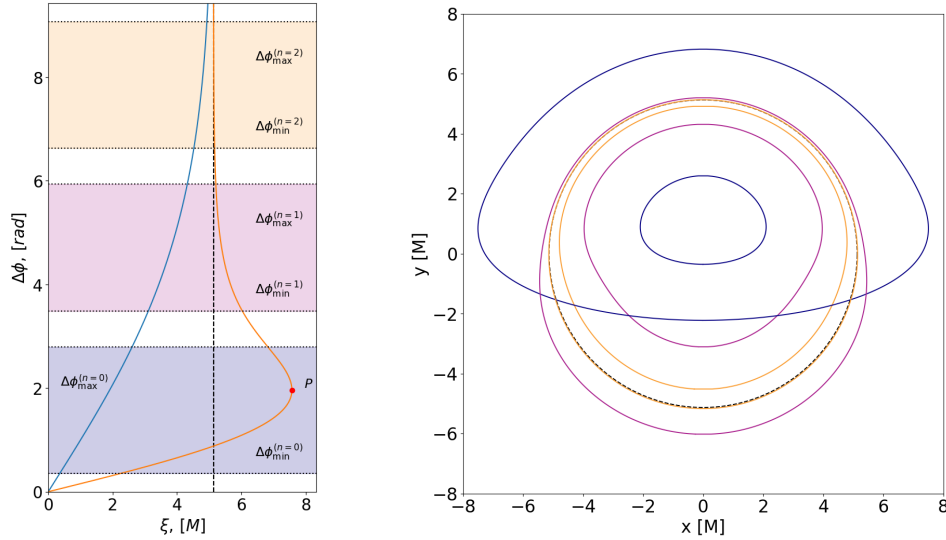
$$x_n = \sqrt{g_{\phi\phi}}|_{r=r_{\text{obs}}} \sigma_n \cos \delta_n, \quad y_n = \sqrt{g_{\phi\phi}}|_{r=r_{\text{obs}}} \sigma_n \sin \delta_n, \quad (2.6b)$$

където сме въвели неотрицателното число  $n$ , бележещо броя на пулозавъртанията на траекторията около компактният обект (наричан *порядъка* на образа), и декартовите координати в равнината на наблюдение  $\{x_n, y_n\}$ . Ако пространство-времето притежава фотонна сфера, тогава  $n \in [0, \infty)$ , докато при липса на фотонна сфера обаче,  $n$  е ограничено отгоре [26]. И в двата случая за всяка негова стойност съответства поне един образ. Решаваме интеграла (2.5) числено, и използваме изразите (2.6) за да построим образите на отделни орбити около пространствено-времевият тунел (2.1).

<sup>1</sup>От условието  $k_\mu k^\mu = 0$  може да се покаже, че потенциалът  $R(r)$  заема следната обща форма в статичния случай:  $R(r) = -\frac{g_{rr}}{g_{tt}} \left( E^2 + \frac{g_{tt}}{g_{\phi\phi}} L_z^2 \right)$ .

## 2.1 Резултати

Нека сега разгледаме орбитата  $r_s = 6M$ , наблюдавана около пространствено-времевия тунел, при  $\gamma = 2$  и инклинация  $i = 70^\circ$ .



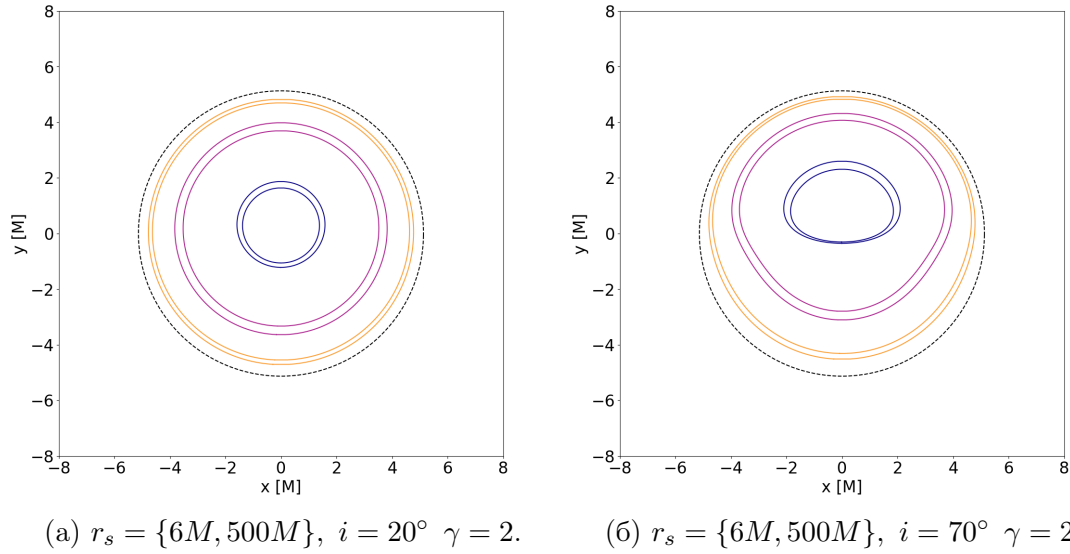
(а) Решението на уравнение (4.5)  $\Delta\phi(\xi)$  за двата типа траектории. (б) Построени образи на база  $\Delta\phi(\xi)$ .

Фигура 2.1:  $\Delta\phi(\xi)$  (а) и построените образите до  $n = 2$  (б) за  $r_s = 6M$  орбита около пространствено-времеви тунел с  $\gamma = 2$ , и наблюдател с  $r_{\text{obs}} = 10^3 M$ ,  $i = 70^\circ$ . Черният контур съответства на границата на сянката.

Веднага можем да забележим значителна морфологична разлика спрямо черната дупка на Шварцшилд. Тук съществуват клас от фотони с прицелни параметри  $\xi \leq \xi_{\text{crit}}$  (синята крива от фигура 2.1a), които формират допълнителни образи, разположени *вътре* в сянката. Те съответстват на орбитата  $r_s = 6M$  от *другата* страна на гърловината. Поради ниския си прицелен параметър, те минават под фотонната сфера и "попадат" върху тунела, при което се разсейват от другата му страна, за да достигнат до наблюдателя. Наличието на симетрична фотонна сфера от двете страни на тунела генерира *два* безкрайни набора от образи за всяка стойност на  $n$ . Можем да забележим също, че "новите" образи клонят значително по-бавно към границата на сянката с увеличаването на  $n$ .

Тъй като от главен интерес за нас е възможността ни да наблюдаваме такива екзотични образи в бъдеще, нека изследваме очаквания размер на образа не на отделна орбита, ами на *цялата* излъчваща среда. На фигура 2.2 можем да видим контурите генерирани от екзотичните образи на орбити с радиус  $r_s = \{6M, 500M\}$  за  $n \in [0, 2]$  и инклинации  $i = \{20^\circ, 70^\circ\}$ .

Виждаме, че директният образ, който е излъчен "нашата" страна на гърловината е отговорен за най-голямата част от наблюдаваният поток, е концентриран в много тънък регион от наблюдателната равнина, вътре в сянката. Това подсказва, че тези екзотични образи имат потенциала да бъдат *много интензивни*.



Фигура 2.2: Характерните размери на екзотичните образите на цялата излъчваща среда, генерирани от пространствено-времеви тунел. Черният контур съответства на сянката.

В такъв случай, те биха имали огромна наблюдателна релевантност. Сега ще изследваме това, използвайки модела на Новиков-Торн [20], според който потокът, излъчен от повърхността на акреционният диск, и измерен от наблюдател движещ се с него,  $F(r)$  се дава с израза:

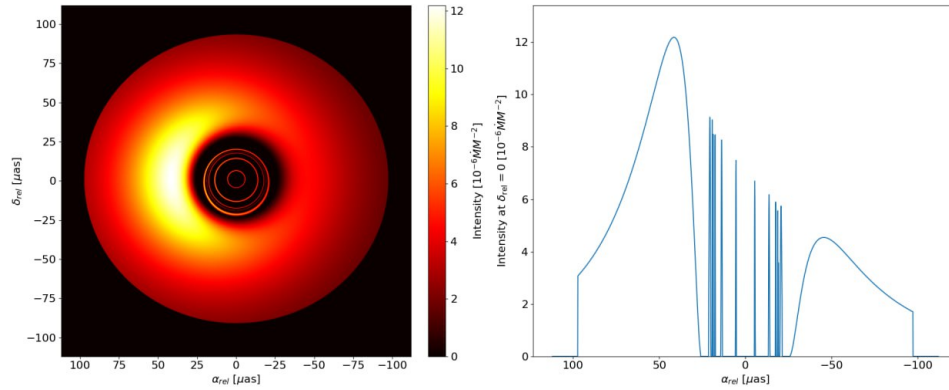
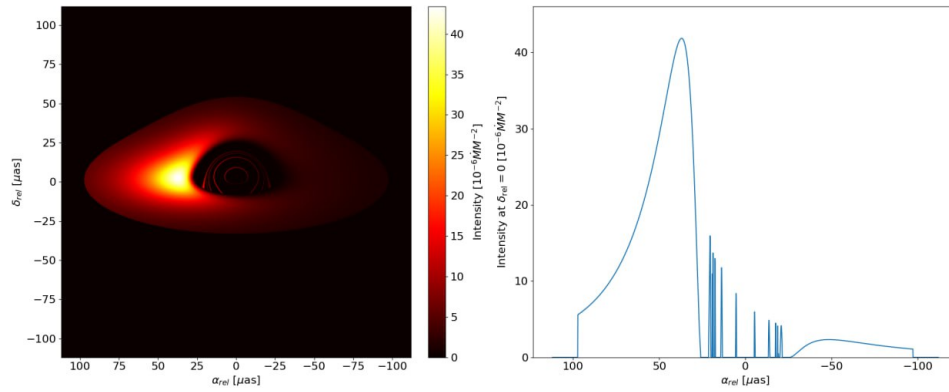
$$F(r) = -\frac{\dot{M}}{4\pi\sqrt{-g^{(3)}}} \frac{\partial_r \Omega}{(E - \Omega L_z)^2} \int_{r_{\text{ISCO}}}^r (E - \Omega L_z) \partial_r L_z dr', \quad (2.7)$$

където  $E = E(r)$ ,  $L_z = L_z(r)$  и  $\Omega = \Omega(r)$  са усреднените по времето енергия, момент на импулса и ъгловат скорост на излъчващата (задавани от изрази (Г.12), (Г.15а) и (Г.15б) в дисертацията), докато  $g^{(3)}$  е детерминантата на индуцираната метрика в екваториалната равнина. Този поток обаче, трябва да се коригира за асимптотичен наблюдател по следният начин:

$$F(r) \rightarrow \mathcal{F}(r, \phi) = \left( \frac{1}{1+z} \right)^4 F(r), \quad \frac{1}{1+z} = \frac{k_\mu v^\mu|_{\vec{r}=\vec{r}_{\text{obs}}}}{k_\nu u^\nu|_{\vec{r}=\vec{r}_{\text{emitter}}}}, \quad (2.8)$$

където  $v^\mu$  е скоростта на наблюдателя,  $u^\mu$  е средната скорост на излъчващата среда, и  $k^\mu$  е импулса на фотона. Нека сега симулираме наблюдение на обекта M87\*, като фиксираме масата в метриката на  $M = 6.2 \times 10^9 M_\odot$ , и разстоянието до обекта на  $r_{\text{obs}} = 16.4 \text{ Мрс}$ . На фигура 2.3 е представен такъв диск около пространствено времеви тунел с  $\gamma = 2$  при две различни инклинации  $i = \{20^\circ, 70^\circ\}$ . На десните панели е представено сечението при  $\delta_{\text{rel}} = 0$ . Цветовата карта е нормирана на максимума за всяко изображение.

Виждаме, че при ниски инклинации, централните екзотични образи имат съразмерим интензитет с максимума на целия образ, докато при високи инклинации, силното доплерово синьо отместване на частта от диска която се движи към

(a)  $i = 20^\circ$ (б)  $i = 70^\circ$ 

Фигура 2.3: Диск на Новиков-Торн около пространствено-времени тунел с  $\gamma = 2$  при различни инклинации. Параметрите на диска са  $r_{\text{in}} = r_{\text{ISCO}}$  и  $r_{\text{out}} = 25M$ .

наблюдателя доминира, и централните образи са подтиснати с приблизително порядък. Извода, който можем да направим е:

*За ниски инклинации, екзотичните образи от пространствено-времени тунели са **силно** релевантни за наблюденията, докато при високи, засичането им би било сравнително по-трудно, но не и нереалистично.*

### 3 Отпечатъкът на пространство-времето върху поляризираните образи на екзотични компактни обекти

В тази глава ще резюмираме оригиналните резултати на автора, които са представени в публикации II и III, както и глава 6 от дисертацията. Изследваме как природата на пространство-времето около сръхмасивните компактни обекти влияе върху поляризацията на наблюдаваното лъчение. В глава 3 от дисертацията представихме досегашните резултати от колаборацията ЕНТ за сръхмасивните обекти M87\* и Sgr A\*. Бъдещи подобни изследвания ще повишат разделителната способност и разширят набора от наблюдавани обекти, но основните затруднения при интерпретацията на резултатите винаги ще останат. А те са именно:

1) *Еднозначното определяне на природата на компактният обект, заедно с гравитационната теория, която го описва.*

2) *Определянето на физическото състояние на излъчващата среда.*

Съвместното решение на горните два въпроса е силно нетривиална задача поради няколко фактора. От една страна, природата на пространство-времето около компактният обект е нелинейно зацепена към магнитохидродинамиката на излъчващата среда, което прави изследването само на един от горните въпроси невъзможно. От друга страна, морфологията на получените образи (въпреки, че съдържа много информация за пространство-времето) е силно изродена между драстично различни по природа метрики. Още повече, възможно е съществено различни пространства да притежават математически идентични сенки[19], което показва че *само* на база морфология *не* може да се фиксира природата на пространство-времето. Следователно са ни нужни допълнителни източници на информация, характеризиращи физиката в непосредствената околност на тези обекти.

Един такъв източник е поляризацията на лъчението. Тя характеризира структурата на магнитното поле в излъчващият регион и, още по-важно за нас, разпространението ѝ до наблюдателя се влияе от геометрията на пространство-времето. Както показва анализът на колаборацията ЕНТ, този допълнителен източник на информация до голяма степен (но не изцяло) сменя израждането на задачата за интерпретацията на образите. Мотивирани от това, ние използваме опростеният аналитичен модел, представен в [21], и обобщен за произволно статично и сферично симетрично пространство време в публикация II (глава 6) от дисертацията, за да изследваме "отпечатъкът" на пространство-времето върху поляризацията на получените образи.

По-конкретно целим две неща:

1) Да установим дали поляризираните образи на излъчващата среда около екзотични компактни обекти притежават качествено различни свойства, на базата на които можем да ги разграничим от черни дупки на Шварцшилд. Работната ни хипотеза е, че получените поляризирани образи ще са качествено сходни с наблюденията на  $M87^*$ .

2) Да дадем количествена оценка за влиянието на пространство-времето върху поляризираните образи.

Ние ще фокусираме нашите разглеждания върху пространствено времевите тунели в статичният случай, и голи сингулярности на Джанис-Нюман-Уиникър (виж глава 4 от дисертацията). Сходни изследвания са направени за въртящи се черни дупки на Кер в [22], и за модифицирани теории на гравитацията в [24]. Някой общи теоретични свойства на поляризираното излъчване около черни дупки на Кер са изследвани в [31], на база класическите работи [29], [32], [33].

За по-добър контекст на резултатите на автора в параграф 3.2, първо ще се спрем на кратко върху аналитичният модел на излъчващата среда.

### 3.1 Аналитичен модел на излъчващата среда

Подробното разглеждане на този модел може да се намери в глава 6 от дисертацията. Тук само ще представим някой основни аспекти, за да дадем повече контекст на представените резултати. Същността на модела е следната:

Разглеждаме излъчващ флуид, движещ се по кръгова екваториална орбита около компактен обект, описван от обща статична и сферично симетрична метрика от вида:

$$ds^2 = -e^{2\nu(r)} dt^2 + e^{2\lambda(r)} dr^2 + R^2(r) (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2). \quad (3.1)$$

Параметризираме скоростта на флуида  $\vec{\beta}$  чрез нейната големина  $\beta$ , и ъгъл на ориентация  $\chi$ :

$$\vec{\beta} = \beta [\cos \chi(r) + \sin \chi(\phi)]. \quad (3.2)$$

След това, въвеждаме в локалният базис на този флуид, магнитното поле  $\vec{B} = (\hat{B}^{(r)}, \hat{B}^{(\phi)}, \hat{B}^{(\theta)})$  и локалният тримерен импулс на фотоните  $\vec{p} = (\hat{p}^{(r)}, \hat{p}^{(\phi)}, \hat{p}^{(\theta)})$ . Под действието на магнитното поле, флуида излъчва синхотронно лъчение с вектор на поляризацията  $\vec{f}$ , задаван в локалният базис на флуида от:

$$\vec{f} = \frac{\vec{p} \times \vec{B}}{|\vec{p}|}, \quad (3.3)$$

където ще се възползваме от калибровъчната свобода за да наложим условието  $\hat{f}^{(t)} = 0$ . Тогава големината на вектора на поляризацията удовлетворява следното

условие:

$$\hat{f}^{(a)} \hat{f}_{(a)} = \sin^2 \zeta |\vec{B}|^2, \quad (3.4)$$

където сме означили със  $\zeta$  ъгълът между  $\vec{p}$  и магнитното поле  $\vec{B}$ . От тук, задачата ни е да пресметнем как вектора  $\vec{f}$ , дефиниран от (3.3) се пренася до далечен наблюдател. В общия случай това би се направило посредством решаването на уравнението за паралелен пренос  $p^\mu \nabla_\nu f^\nu = 0$ , но ние можем да се възползваме от симетриите на пространство-времето, описвано от (3.1) за да алгебризираме задачата. По-конкретно, използваме наличието на тензор на Килинг-Яно  $Y_{\mu\nu}$ , с не-нулеви компоненти задавани от изразите:

$$Y_{\theta\phi} = -Y_{\phi\theta} = R^3(r) \sin \theta, \quad (3.5)$$

за да формираме следните интеграли да движението<sup>2</sup>:

$$\kappa_1 = \frac{1}{4} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} Y^{\alpha\beta} p^\mu f^\nu \quad (3.6a)$$

$$\kappa_2 = Y_{\mu\nu} p^\mu f^\nu \quad (3.6b)$$

С тяхна помощ може да се покаже, че засеченият от асимптотичен наблюдател вектор на поляризацията  $\vec{f}_{\text{obs}}$ , проектиран върху равнината на наблюдение, заема следната форма:

$$f_{\text{obs}}^x = \frac{x\kappa_1 + y\kappa_2}{\sqrt{(x^2 + y^2)(\kappa_1^2 + \kappa_2^2)}} \quad (3.7a)$$

$$f_{\text{obs}}^y = \frac{y\kappa_1 - x\kappa_2}{\sqrt{(x^2 + y^2)(\kappa_1^2 + \kappa_2^2)}}, \quad (3.7b)$$

където  $x$  и  $y$  са декартовите координати на образа, задавани от изразите:

$$x = -R(r)p^{(\phi)} = -\frac{p_\phi}{\sin \theta_{\text{obs}}} \quad (3.8a)$$

$$y = R(r)p^{(\theta)} = p_\theta \quad (3.8b)$$

Като последна стъпка, нека формираме двете наблюдаеми величини: поляризиращият интензитет  $I$  и ъгълът на завъртане на електричният вектор  $EVPA$ . Втората се дефинира посредством изразите (3.7) като:

$$EVPA = \arctan \left( -\frac{f_{\text{obs}}^x}{f_{\text{obs}}^y} \right), \quad (3.9)$$

докато за да дефинираме интензитета, трябва да отчетем някои феноменологични ефекти на синхотронното излъчване. Първо, то зависи от ъгъла между посоката на излъчване (т.е. импулса на фотона) и вектора на магнитното поле като  $I \propto (\sin \chi)^{1+\alpha_\nu}$ . Второ, реалната излъчваща среда не е чисто екваториална,

<sup>2</sup>С помощта на подобаваща трансформация на Лоренц, използвайки скоростта  $\vec{\beta}$  (3.2), изразите за  $\kappa_1$  и  $\kappa_2$  могат да се представят изцяло чрез началните условия за  $\vec{f}$  и  $\vec{p}$  в отправната система на флуида. За повече подробности, насочваме читателя към параграф 6.1 на дисертацията.

и излъчване има от всяка точка на диска (т.е. то е на единица обем), интензитетът трябва също да се коригира с дължината на геодезичната през зоната на излъчване  $\ell_p$ . За оптически и геометрично тънък диск, тази дължина може да се изрази като:

$$\ell_p = \left| \frac{\hat{p}^{(t)}}{\hat{p}^{(\theta)}} \right| H. \quad (3.10)$$

И последно, трябва да се отчете релятивисткия ефект на Доплер. Това става с допълнителен множител  $g^{3+\alpha_\nu}$ , където  $g$  се дефинира като:

$$g = \frac{E_{\text{obs}}}{E_s} = \frac{1}{\hat{p}^{(t)}}. \quad (3.11)$$

С това можем да запишем интензитета (с точност до константа) като:

$$I = g^{3+\alpha_\nu} \ell_p (\sin \zeta)^{1+\alpha_\nu}. \quad (3.12)$$

Моделите на  $M87^*$  подкрепят стойност за  $\alpha_\nu = 1$ , която ще използваме в разглежданията си.

Така свеждаме задачата до избиране на начално условие за вектора на поляризацията в отправната система на флуида (3.3), и пресмятането на  $\vec{f}_{\text{obs}}$  с помощта на (3.7) и (3.6). Този избор на начално условие обаче изисква фиксиране на свободните параметри на модела, а именно:

1) Вектора на скоростта  $\vec{\beta}$  и профила на магнитното поле  $\vec{B}$  в отправната система на флуида. Съвместен избор на тези параметри правим, като се възползваме от предишни изследвания по темата [21]. Там авторите предлагат стойности, които добре описват наблюдаваната структура на линейното поляризирано лъчение от  $M87^*$ .

2) Импулса на фотоните  $\vec{p}$  в точката на излъчване, представени в отправната система на флуида. За случая на черни дупки на Кер, авторите в [21] са използвани приближение на уравнението за изотропните геодезични, за да пресметнат импулсите в (3.3) аналитично. За разлика от тях, ние използваме разработеният от автора числен код Mjølner<sup>3</sup> за пресмятането на им.

## 3.2 Резултати

Започваме разглежданията си от първият основен резултат на авторите в [21] - това, че вертикални магнитни полета не могат да възпроизведат морфологията на поляризираните образи, наблюдавани при  $M87^*$ , предполагайки черни дупки на Шварцшилд. Искаме да проверим до каква степен този резултат зависи от природата на пространство-времето. На фигура 3.1 са показани резултатите ни за пространствено-времени тунели (панели а и б) и за голи сингулярности на

<sup>3</sup>Самият код може да бъде намерен на [https://github.com/ValentinDeliyski/Mjolnir\\_GRRG](https://github.com/ValentinDeliyski/Mjolnir_GRRG). В допълнение Б на дисертацията може да бъде намерено описание на функционалността на кода, както и сравнението му с други подобни такива, на базата публикацията [34]



Джанис-Нюман-Уиникър на панели в и г (виж параграф 4.2 от дисертацията). Цветовата карта съответства на стойността на единия свободен параметър в метриците, обозначен с  $\gamma$ .

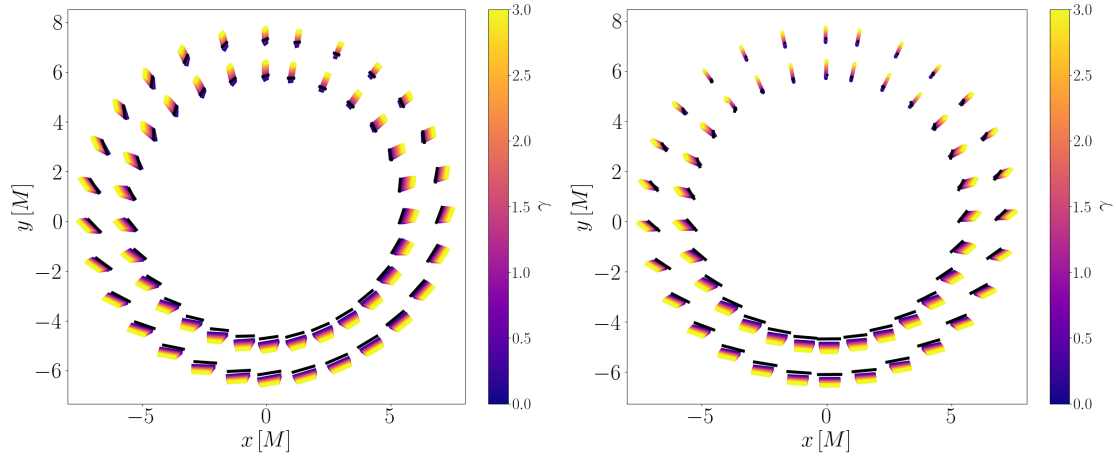
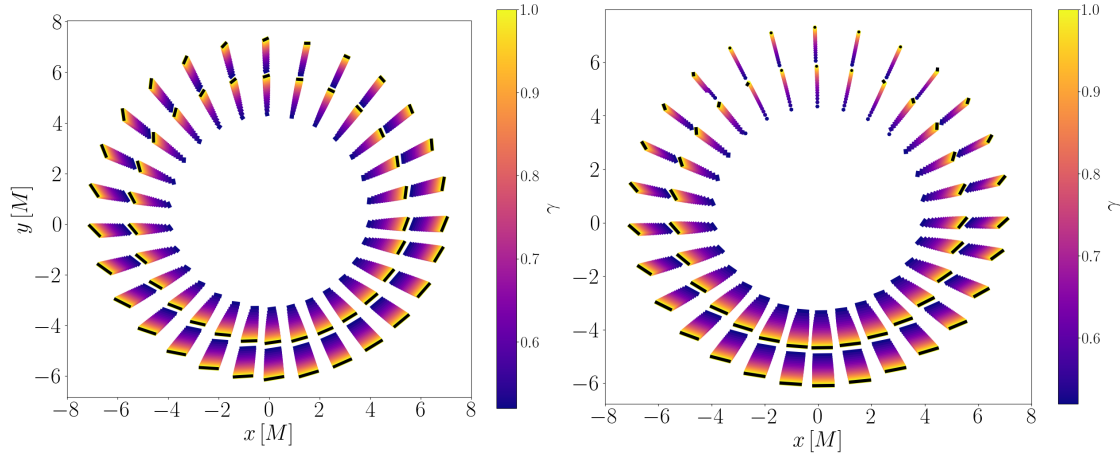
Виждаме, че с точност до отместването на видимата позиция на образа, общата морфология се запазва. И двете екзотични решения генерират поляризиращи образи, които не притежават характерното за  $M87^*$  завъртане на поляризационният вектор. Същото така видимата позиция на максимума остава в долната част на образа, което противоречи на наблюденията (там този максимум се намира в дясната част). Следователно можем да заключим, че вертикалните магнитни полета не са съвместими с наблюденията на  $M87^*$ , дори предполагайки екзотични компактни обекти. Поради тази причина ще фокусираме разглежданията си от тук нататък само върху екваториални магнитни полета.

Това също ни подсказва, че поляризацията на директните образи се влияе слабо от природата на пространство-времето. Затова избираме да направим количествена оценка на отклоненията по интензитет и наклон на поляризационният вектор спрямо черни дупки на Шварцшилд. Понеже целим дали установим дали можем да различим екзотичните компактни обекти от черни дупки на Шварцшилд чрез наблюдения, ще сравняваме поляризацията при една и съща видима точка върху равнината на наблюдение  $\{x, y\}$ , вместо при еднакви радиуси на излъчване  $r_s$ . Поради различната степен на фокусировка в различните пространства, радиуса на излъчване  $r_s$  в този случай ще варира по образа.

На фигури 3.2 и 3.3 е показан анализа ни на поляризиращите образи, разположени при координати  $\{x, y\}$ , съответстващи на орбитата  $r_s = 6M$  за пространство-време на Шварцшилд (ще бележим тези образи в текста с обозначението  $\{x, y\}|_{6M, Schw}$ ). За всеки образ чертаем интензитета  $I$ , и наклона  $EVPA$  на поляризационният вектор, като функция на азимуталната координата  $\phi = \arctan(y/x)$ . Освен това чертаем и отклоненията от Шварцшилд  $\Delta I = I_{WH} - I_{Schw}$  и  $\Delta EVPA = EVPA_{WH} - EVPA_{Schw}$  за всяка точка от образа. Магнитното поле сме избрали от вида  $\vec{B} = [0.87, 0, 0.5]^4$  (предложено от [21] като най-добре описващо  $M87^*$ ), и наблюдателните инклинации които сме използвали са  $i = \{20^\circ, 70^\circ\}$ .

---

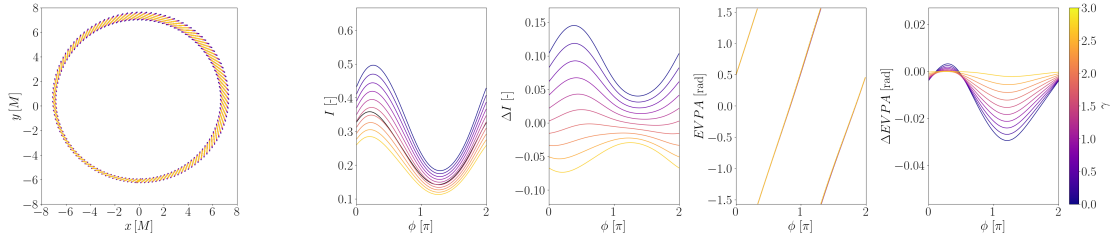
<sup>4</sup>В глава 7 на дисертацията може да бъде намерен разширен анализ за още две конфигурации на магнитното поле.

(а) Пространствено-времени тунел,  $\beta = 0.3$ ,  $\chi = -150^\circ$ .(б) Пространствено-времени тунел,  $\beta = 0$ ,  $\chi = -150^\circ$ .(в) Гола сингуларност на Джанис-Нюман-Уиникър,  $\beta = 0.3$ ,  $\chi = -150^\circ$ .(г) Гола сингуларност на Джанис-Нюман-Уиникър,  $\beta = 0$ ,  $\chi = -150^\circ$ .

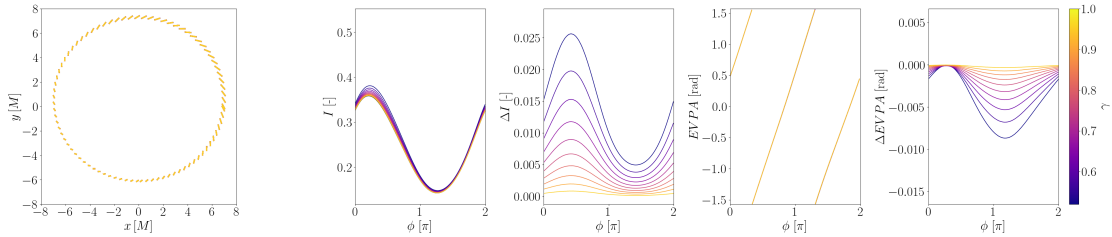
Фигура 3.1: Построените директни поляризираны образы на орбитите  $r_s = 6M$ ,  $r_s = 4.5M$  около пространствено - времеви тунели и голи сингулярности за вертикално магнитно поле при наблюдателна инклинация  $i = 20^\circ$ . Черните линии съответстват на черна дупка на Шварцшилд.

Виждаме, че за всяко  $\gamma$ , профилът на интензитета и наклона на поляризацияния вектор имат качествено същото поведение като при Шварцшилд, и големината на отклоненията им не е значителна при ниски инклинации. За  $i = 20^\circ$  най-голямото относително отклонение по интензитет, което намираме за тунела е  $\Delta I_{\text{WN}}/I_{\text{Schw}} = 43\%$ , докато за голата сингулярност  $\Delta I_{\text{JNW}}/I_{\text{Schw}} = 7.5\%$ . Тези разлики растат с увеличаване на инклинацията. При  $i = 70^\circ$  намираме най-голямото отклонение по интензитет за тунела да бъде  $\Delta I_{\text{WN}}/I_{\text{Schw}} = 128\%$ , докато за сингулярността -  $\Delta I_{\text{JNW}}/I_{\text{Schw}} = 26.5\%$ .

Имайки предвид основната ни хипотеза, че подобни обекти могат да възпроизведат наблюденията на  $M87^*$ , изследваме при какви метрични параметри, отклоненията показани на фигури 3.2 и 3.3 са минимални. Този анализ реално

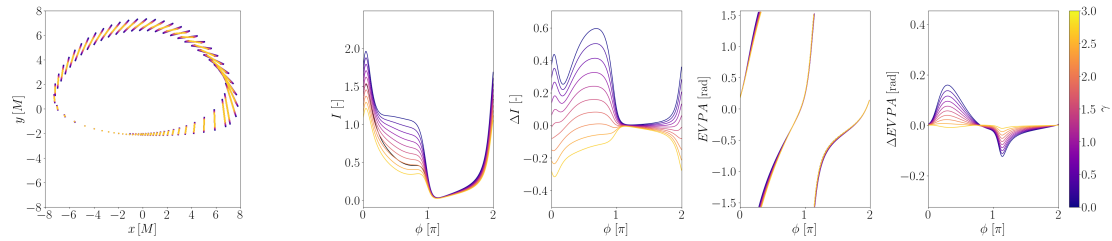


(а) Пространствено-времеви тунел,  
 $\vec{B} = [0.87, 0, 0.5]$ ,  $\beta = 0.3$ ,  $\chi = -150^\circ$ ,  $i = 20^\circ$ .

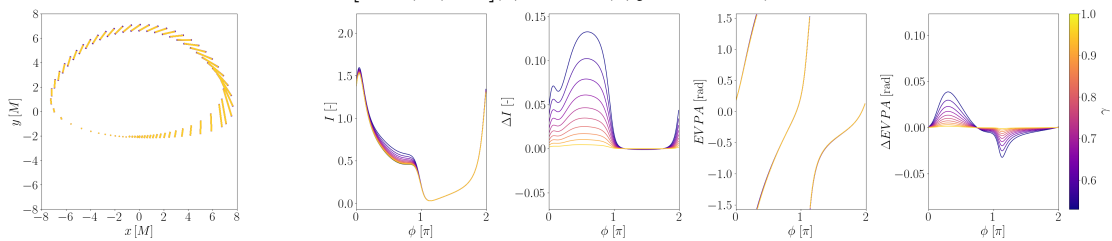


(б) Гола сингулярност на Джанис-Нюман-Уиникър,  
 $\vec{B} = [0.87, 0, 0.5]$ ,  $\beta = 0.3$ ,  $\chi = -150^\circ$ ,  $i = 20^\circ$ .

Фигура 3.2: Построените директни поляризираны образы от тип  $\{x, y\}|_{6M, Schw}$  ОКОЛО пространствено - времеви тунели и голи сингулярности за екваториално магнитно поле при наблюдателна инклинация  $i = 20^\circ$ . Черните линии съответстват на черна дупка на Шварцшилд.



(а) Пространствено-времеви тунел,  
 $\vec{B} = [0.87, 0, 0.5]$ ,  $\beta = 0.3$ ,  $\chi = -150^\circ$ ,  $i = 70^\circ$ .

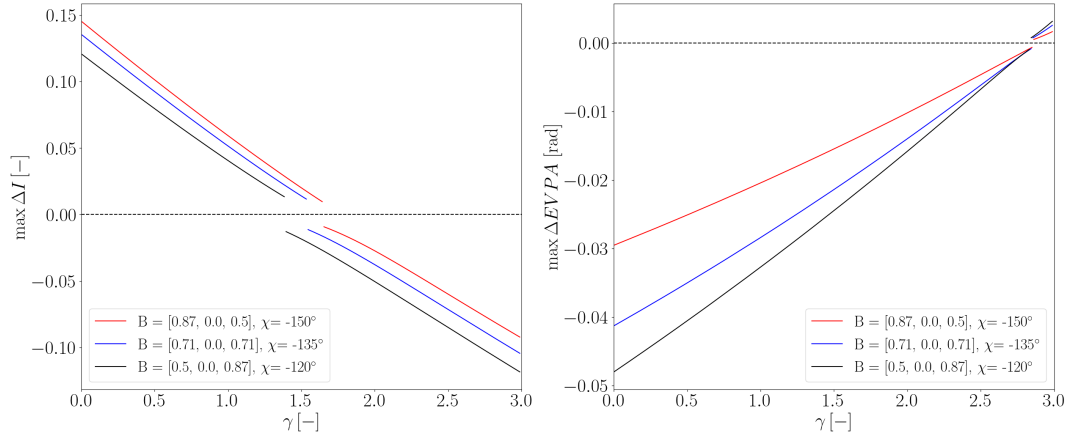


(б) Гола сингулярност на Джанис-Нюман-Уиникър,  
 $\vec{B} = [0.87, 0, 0.5]$ ,  $\beta = 0.3$ ,  $\chi = -150^\circ$ ,  $i = 70^\circ$ .

Фигура 3.3: Построените директни поляризираны образы от тип  $\{x, y\}|_{6M, Schw}$  ОКОЛО пространствено - времеви тунели и голи сингулярности за екваториално магнитно поле при наблюдателна инклинация  $i = 70^\circ$ . Черните линии съответстват на черна дупка на Шварцшилд.

касае само пространствено-времевия тунел, понеже той *не* се свежда до решението Шварцшилд при никоя стойност на  $\gamma$  (за разлика от голата сингулярност на

Джанис-Нюман-Уиникър, която клони към Шварцшилд при  $\gamma \rightarrow 1$ ). На фигура 5.4 е представен част от анализа<sup>5</sup> (случая за  $i = 20^\circ$ , който е релевантен за M87\*).



Фигура 3.4: Максималното отклонение по амплитуда на директните поляризираните образи от тип  $\{x, y\}|_{6M, Schw}$ , за  $i = 20 \text{ deg}$ . Отрицателните стойности означават, че съответната величина е по-голяма по модул за черни дупки на Шварцшилд.

Виждаме, че съществуват две критични стойности на  $\gamma$ , които минимизират отклонението по интензитет, и по наклон. Това е обобщено в таблица 1. От нея можем да забележим, че минималните отклонения на тунела при тази инклинация могат да паднат до под 4%. Заключениета които следват от този анализ върху директните образи ще представим в параграф 3.3.

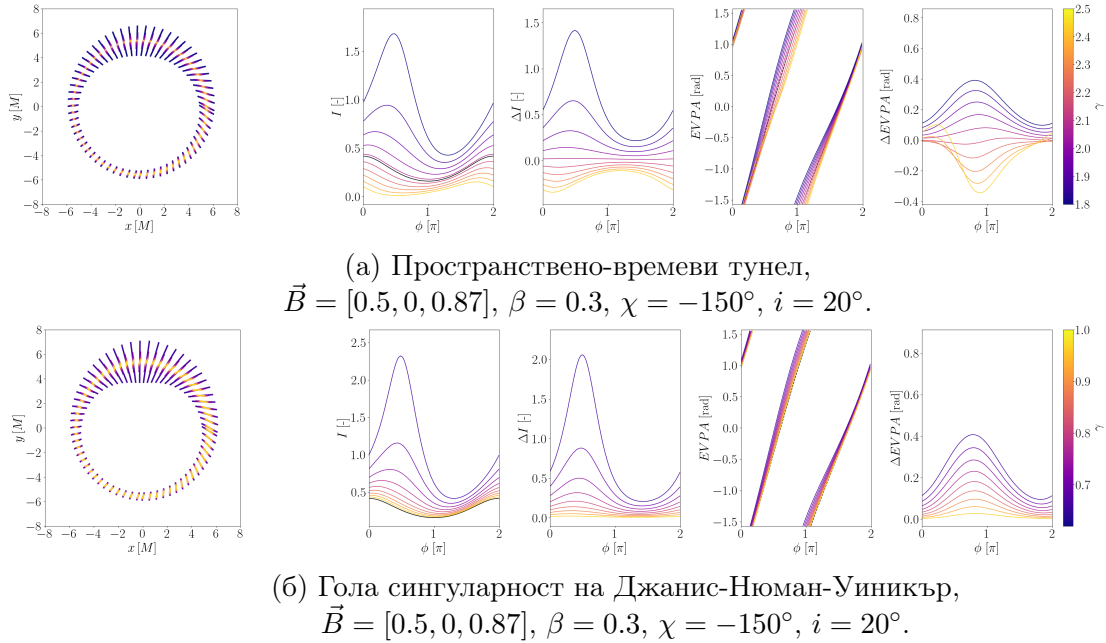
Магнитно поле	Величина за минимизиране	$\frac{\max \Delta I}{I_{Schw}}$ [%]	$\frac{\max \Delta EVPA}{EVPA_{Schw}}$ [%]	$\phi$ [rad]	$\gamma_{crit}$
$\vec{B} = [0.5, 0, 0.87]$	$\Delta I$	3.8	2.2	$0.48\pi$	1.39
	$\Delta EVPA$	23.0	0.3	$0.73\pi$	2.85
$\vec{B} = [0.71, 0, 0.71]$	$\Delta I$	3.6	1.8	$0.53\pi$	1.54
	$\Delta EVPA$	23.1	0.07	$1.32\pi$	2.85
$\vec{B} = [0.87, 0, 0.5]$	$\Delta I$	3.3	1.1	$0.53\pi$	1.64
	$\Delta EVPA$	23.4	0.04	$0.32\pi$	2.86

Таблица 1: Отклонения на поляризираните образи от тип  $\{x, y\}|_{6M, Schw}$ , за  $i = 20 \text{ deg}$ , при критичните стойности  $\gamma_{crit}$  за пространствено-времени тунели. Величините в отношенията на колонки 3 и 4 са пресметнати в една и съща точка от равнината на наблюдение.

Нека сега за пълнота изследваме и *индиректните* образи - по-конкретно случая за  $n = 1$ . Те имат особеността, че видимата им позиция се изменя драстично с метричния параметър  $\gamma$ . Това води до важно следствие: Докато директни образи от тип  $\{x, y\}|_{X, Schw}$  съществуваха за всички стойности на  $\gamma$ ,

<sup>5</sup>За пълният анализ ще насочим читателя към параграф 6.2 от дисертацията.

за индиректните това не е така. В параграф 6.2.2 и 6.3.2 от дисертацията сме изследвали възможните стойности на  $\gamma$ , при които се формират образите от тип  $\{x, y\}|_{X, Schw}$ . Показваме, че те съществуват за при тунела за  $1.8 \lesssim \gamma \lesssim 2.7$ , докато за сингулярността при  $0.6 \lesssim \gamma \leq 1$ . На фигура 3.5 е показан отново количествен анализ на отклоненията на тези образи, при наблюдателна инклинация  $i = 20^\circ$ .



Фигура 3.5: Построените индиректни поляризираны образи от тип  $\{x, y\}|_{6M, Schw}$  около пространство - времеви тунели и голи сингулярности за екваториално магнитно поле при наблюдателна инклинация  $i = 20^\circ$ . Черните линии съответстват на черна дупка на Шварцшилд.

6

Виждаме, че силният ефект на гравитационната леща води до много по-значителни отклонения в образите. Максималното относително отклонение в интензитетът за тунела достига  $\max \Delta I_{WH}/I_{Schw} = 550\%$ , докато за сингулярността намираме  $\max \Delta I_{JNW}/I_{Schw} = 6 \times 10^3\%$ !

При интерпретацията на тази висока стойност трябва да се внимава обаче. При формирането на тези образи за ниски  $\gamma$ , фотоните попадат върху диска при много високи радиални координати  $r_s \approx 10^3 M$ , където не се очаква да има значителен принос на излъчването. Възможно е това да компенсира ефекта на пространство-времето и по-реалистичен модел на излъчващата среда да не предсказва подобни нараствания в интензитета.

Друг важен белег който наблюдаваме е, че разпределението на интензитета се измества към горната част на образа  $\phi = \pi/2$  с намаляване на  $\gamma$  и за двете метрики.

### 3.3 Заключение

До тук изследвахме линейно поляризираните образи на тънък екваториален акреционен диск около свръхкомпактни обекти, които не притежават хоризонт на събитията. Целта ни е да дадем оценка за влиянието на природата на пространство - времето върху наблюдаваната поляризация. С помощта на опростен аналитичен модел на излъчването, и численият код Mjølner, симулирахме наблюдателните величини на образите в пространство-време на тунел и гола сингулярност на Джанис-Нюман-Уиникър. Фокусирахме се върху набора физични параметри, които произвеждат образи, морфологично сходни на резултатите представени в [1] - [8]. Поради тази причина изключихме вертикални магнитни полета от разглежданията си.

Първо разгледахме директните образи при ниски инклинации. Показахме, че те *не* показват морфологично нови свойства, поради което се фокусирахме върху количествени оценки на отклоненията им спрямо черни дупки на Шварцшилд. Показваме, че за всички разгледани стойности на  $\gamma$ , и при двата типа компактни обекта, относителното отклонение по интензитет не надвишава  $\approx 43\%$ , а по наклон на поляризационният вектор - не повече от  $3.8\%$ . Също показахме, че с подобаващ избор на  $\gamma$ , поляризираните образи от пространственото-времевия тунел могат да възпроизведат тези на Шварцшилд с точност  $4\%$  относително отклонение по всички наблюдаеми величини, въпреки факта, че тази метри *не* клони към Шварцшилд при никоя стойност на  $\gamma$ .

Увеличавайки инклинацията виждаме, че отклоненията растат - за наклона на вектора на поляризацията могат да достигнат  $25\%$  (в случая на пространствено-времевия тунел), но морфологията им остава качествено същата като при Шварцшилд. На базата на това можем да заключим следното:

*Директните образи на излъчващата среда се влияят слабо от природата на пространство времето. Доминантният физически фактор, определящ техните поляризационни свойства е магнитното поле.*

След това разгледахме индиректните образи с  $n = 1$ . Показваме, че при тях относителните отклонения в интензитета спрямо Шварцшилд могат да достигнат над 2 порядъка, докато в наклона над  $50\%$ . Наблюдаваме също така и морфологична разлика при по-ниските стойности на  $\gamma$  - видимият максимум на интензитета се измества в горната част на образа  $\phi \approx \pi/2$ . От това заключаваме следното:

*Индиректните образи се влияят силно както от магнитното поле, така и от природата на пространство-времето.*

Тук възниква въпроса до каква степен е възможно да се отделят образите  $n = 0$  и  $n = 1$  от всички останали в реалните наблюдения. Мотивирани от този въпрос, както и възможността да наблюдаваме екзотичните образи от глава 5, в глава 7 ще симулираме реални наблюдения на описните в глава 4 метрики, с

помощта на софтуерните пакети Mjøltnir, ehtim и VIDA.

## 4 Наблюдения на екзотични компактни обекти

Както показахме в публикация I, екзотичните компактни обекти могат да генерират качествено различни от черни дупки образи на излъчващата си среда. Също в публикации II и III показахме, че поляризацията на класическите образи с  $n = 1$  се влияят силно от природата на пространство-времето. Естествено е да зададем въпроса, имайки предвид съвременните ни наблюдателни техники, възможно ли е експерименталното потвърждение на предсказанията от предишните две глави?

До момента на писане, единствените наблюдения на свръхмасивни компактни обекти, с разделителна способност, съизмерима с мащабите на релятивистките образи, са осъществени от колаборацията ЕНТ. Самата методика на наблюдение, и последствено реконструиране на изображение, са описани в [2][3]. Ние тук ще се фокусираме само върху крайният резултат на тяхната процедура - изображенията. Можем да забележим от [1][10] (и от обзора ни в глава 3 от дисертацията), че наблюденията през 2017 г. нямат достатъчна разделителна способност за да отделят образите с  $n > 0$  от директните. Тогава можем да повдигнем следните въпроси: Възможно ли е наблюденията на ЕНТ от 2017 г., или следващи такива:

- 1) Да засекаат по *еднозначен* начин наличието на екзотични образи на излъчващата среда?
- 2) Да отделят образите с  $n = 1$  от всички останали?

За да отговорим на тези два въпроса ще е нужно да симулираме самите наблюдения. Колаборацията ЕНТ е предоставила софтуерен пакет, наречен ehtim<sup>6</sup> [35], който прави точно това. Той използва за вход "идеални наблюдения"<sup>7</sup> на обектите, конфигурация от радио телескопи, и настройки на алгоритъма за реконструкция.

За генерирането на идеалните образи на свръхкомпактни обекти, ние използваме феноменологичен модел на радиационно не-ефективна акреция, представен в параграф 5.1, с параметри, следващи от наблюдателната кампания на ЕНТ от 2017 г. (виж глава 3 от дисертацията или [5][8]). Самото получаване на тези образи, чрез решаване на системата уравненията на геодезичните и на лъчистия пренос, извършваме с разработеният от автора числен код Mjøltnir<sup>3</sup>.

<sup>6</sup><https://github.com/achael/eht-imaging>

<sup>7</sup>В този контекст е важно да разграничаваме между симулираните наблюдавани образи, и тези генерирани от решаване на уравненията на геодезичните заедно с уравнението за лъчист пренос и паралелен пренос на поляризацията. Първите ще наричаме **реконструирани** образи, докато вторите **идеални**.

Разглеждаме три различни конфигурации на радио телескопи, съответстващи на наблюдателните кампании през 2017 г., 2022 г. и планираният ngEHT.

Настройките на алгоритъма за реконструкция фиксираме на база на [35].

Като последна стъпка, характеризираме морфологията на реконструкциите с помощта на т.н. *темплейтен анализ*. Той ни позволява по систематичен начин да дефинираме коя част на образа принадлежи към централната депресия, и коя към пръстеновидната структура, която наблюдаваме в [1][10]. За тази цел използваме софтуерният пакет VIDA<sup>8</sup> [36].

---

<sup>8</sup><https://github.com/ptiede/VIDA.jl>



## 4.1 Модел на излъчващата среда

Ще разгледаме феноменологичен модел, описващ геометрично и оптически тънък, радиационно неефективен (RIAF) акреционен диск в режим на магнитно заключване (MAD). Моделът е избран така, че да е качествено сходен с GRMHD симулации [37]. Следвайки [38], [34] приемаме, че излъчването е синхотронно, и се дължи на два отделни електронни ансамбъла - топлинен и не-топлинен. Описваме колективно и двата със степенен закон в радиалната посока, и Гаусов профил във вертикалната:

$$n_e(r, z) = n_0 \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-2} e^{-\frac{z^2}{2(\alpha r)^2}} \begin{cases} e^{-\frac{(r-r_0)^2}{r_{sc}^2}}, & 0 < r < r_0, \\ 1, & r > r_0 \end{cases} \quad (4.1)$$

Тук параметърът  $r_0$  определя положението на най-високо сгъстяване на диска, и заедно с експоненциалният множител при  $0 < r < r_0$ , служи за фиксиране на позицията на видимия излъчващ регион. Цилиндричните координати  $\rho$  и  $z$  се задават като  $\rho = r \sin \theta$ ,  $z = r \cos \theta$  и параметъра  $\alpha$  определя ъгъла на отваряне на диска  $\theta_{op}$  според  $\alpha = \tan \theta_{op}$ . За да генерираме тънък диск, ще фиксираме  $\alpha = 0.1 \rightarrow \theta_{op} \approx 5.71^\circ$  за всички наши симулации.

В изследванията си целим да пресъздадем физичните условия при които наблюдаваме обекта M87\*, и затова ще подберем  $r_0$  и  $r_{sc}$  така, че да получим диаметър на видимия образ  $d_{img} \approx 50 \mu\text{arcsec}$ .

Заедно с (4.1), също трябва да зададем и температурен профил:

$$T_e(r, z) = T_0 \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-1} \begin{cases} e^{-\frac{(r-r_0)^2}{r_{sc}^2}}, & 0 < r < r_0, \\ 1, & r > r_0 \end{cases} \quad (4.2)$$

Параметрите  $n_0$  и  $T_0$ , които съответстват на екваториалните стойности на плътността и температурата при  $r = r_{sc}$  определят стойността на наблюдавания поток. Понеже и двата параметъра са ограничени само от пълният поток, избираме да фиксираме  $n_0$ , и да варираме  $T_0$  така, че да получим наблюдаван поток  $F_{230 \text{ GHz}} \approx 0.5 \text{ Jy}$

Следващата стъпка в изграждането на модела е задаването на магнитното поле  $\vec{B}$ . Най-удобно е то да се зададе в собствената отправна система на флуида, където се задават и функциите на излъчване, които ще коментираме по-надолу. Избираме да работим в термини на параметъра на намагнитване  $\sigma$ :

$$\sigma = \frac{B^2}{4\pi m_p c^2 n_e}, \quad (4.3)$$

където  $B$ ,  $m_p$ ,  $c$  и  $n_e$  са съответно големината на магнитното поле, масата на протона, скоростта на светлината и концентрацията на електрони, пресметнати в Гаусовата система на единици. За възпроизвеждане на наблюденията на ЕНТ от 2017г. е достатъчно да приемем диска за *равномерно намагнитен* - т.е. да фиксираме  $\sigma = \text{const}$ . Следвайки предишни разработки [39], [25], избираме  $\sigma = 0.01$ .

Това обаче само фиксира големината на полето. Синхотронното излъчване се влияе силно и от геометрията на това поле. За целите на това изследване обаче, точната геометрия на полето не е важна, и ние избираме да усредним по всички възможни такива. Това на практика се свежда до усредняване на функциите на излъчване по ъгъла  $\alpha = \arccos \frac{\vec{k} \cdot \vec{B}}{|\vec{k}| |\vec{B}|}$ , където  $\vec{k}$  е локалният 3-мерен вълнов вектор на фотона. Следователно геометрия на полето *няма* да задаваме.

Самото излъчване от диска приемаме за синхотронно в свръх-релятивистката граница (подказано от високата температура, обсъдена в глава 3 от дисертацията). Този механизъм на излъчване е подробно разгледан в допълнение А. За целите на конкретното изследване не се интересуваме от поляризацията на лъчението, а само от пълният му интензитет. Следователно в уравнението за лъчист пренос можем да приемем за ненулеви само коефициентите  $\{j_{I,\nu}, \kappa_{I,\nu}\}$ . Едно опростяващо приближение което ще приемем е, че всичките излъчващи електрони са разпределени по скорости топлинно. Това е приближение с което работи и екипа на ЕНТ в анализа си [8]. Те също показаха, че то се отразява главно върху оценката на темпа на акреция  $\dot{M}$ , който не е релевантен за това изследване. Следователно приемаме следните изрази за  $\{j_{I,\nu}, \alpha_{I,\nu}\}$  (виж А.62 от дисертацията):

$$j_{I,\nu} \approx n_e \frac{\sqrt{2}\pi e^2 \nu_s}{3cK_2(\Theta_e^{-1})} (X^{1/2} + 2^{11/12} X^{1/6})^2 e^{-X^{1/3}} \quad (4.4a)$$

$$\alpha_{I,\nu} = \frac{j_{I,\nu}}{B_\nu(T)} \quad (4.4b)$$

Където  $B_\nu(T)$  е функцията на Планк,  $\Theta_e = k_B T / mc^2$  и  $K_2$  е модифицирана функция на Бесел от втори род. Отделно сме дефинирали величините:

$$X = \frac{\nu}{\nu_s}, \quad \nu_s = \frac{2}{9} \nu_{\text{cyclo}} \Theta_e^2 \sin \alpha, \quad \nu_{\text{cyclo}} = \frac{eB}{2\pi mc}. \quad (4.5)$$

Важно е да отбележим, че величините, участващи в (4.4) и (4.5), са пресметнати в *Гаусова система единици*. Тогава усредняването на (4.4a) се дава с:

$$j_{I,\nu} \rightarrow \langle j_{I,\nu} \rangle = \frac{1}{4\pi} \int j_{I,\nu} d\Omega = \frac{1}{2} \int j_{I,\nu} \sin \theta d\theta. \quad (4.6)$$

Последната стъпка в изграждането на модела е задаването на профил на скоростта на акреционният диск. Следваме [38], [34] и приемаме 4-скорост от вида:

$$u_\mu dx^\mu = u_0(-dt + \ell d\phi), \quad \ell = \frac{\rho^{3/2}}{1 + \rho} \quad (4.7)$$

Нормирането на  $u_\mu$  фиксира стойността на  $u_0$ :

$$u_0 = \frac{1}{\sqrt{-(g^{tt} - 2g^{t\phi}\ell + g^{\phi\phi}\ell^2)}} \quad (4.8)$$

По време на извършване на симулациите обаче установихме, че формата на  $\ell$  (4.7), води до 4-скорост която не е винаги добре дефинирана за всички разгледани метрики. Следователно въвеждаме корекциите:

$$\ell \rightarrow \begin{cases} \ell \left(1 - \frac{2M}{\gamma r}\right)^\gamma, & \text{за решението на Джанис-Нюман-Уиникър} \\ \ell \left(1 - \frac{b}{r}\right), & \text{за пространствено-времеви тунели.} \end{cases} \quad (4.9)$$

## 4.2 Резултати

Както споменахме, идеалните образи ще генерираме с помощта на численият код Mjølner. Тъй като целта ни е да пресъздадем наблюденията на M87\*, избираме инклинация на наблюдателят  $i = 160^\circ$ , маса на компактният обект  $M = 6.2 \times 10^9 M_\odot$  и разстояние до него  $D = 16.9$  Мрс [1]. Пълен списък с параметрите на модела, общи за всички направени симулации е представен в таблица 2.

Параметър	Стойност
Маса на компактният обект $M$	$6.2 \times 10^9 M_\odot$
Разстояние до компактният обект	16.9 Мрс
Ъгъл на отваряне на диска ( $\alpha = \tan \theta_{\text{ор}}$ )	0.1
Концентрация на електрони $n_0$ при $r = r_0$ , $\theta = \frac{\pi}{2}$	$5 \times 10^2 \text{cm}^{-3}$
Намагнитеност на диска $\sigma$	0.01
Параметър на "острота" $r_{\text{sc}}$	0.4M
Инклинация на наблюдателя $i$	$160^\circ$
Резолюция	$1024 \times 1024$
Зрително поле	$100 \times 100 \mu\text{arc sec}$

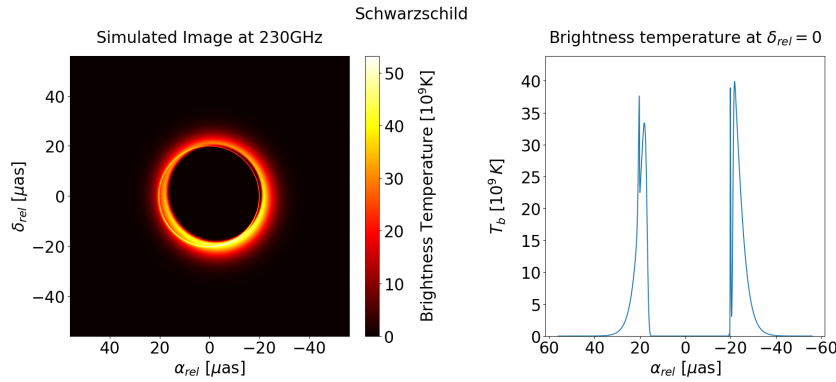
Таблица 2: Общи параметри за всички Mjølner симулации.

## 4.3 Симулирани идеални образи на M87\*

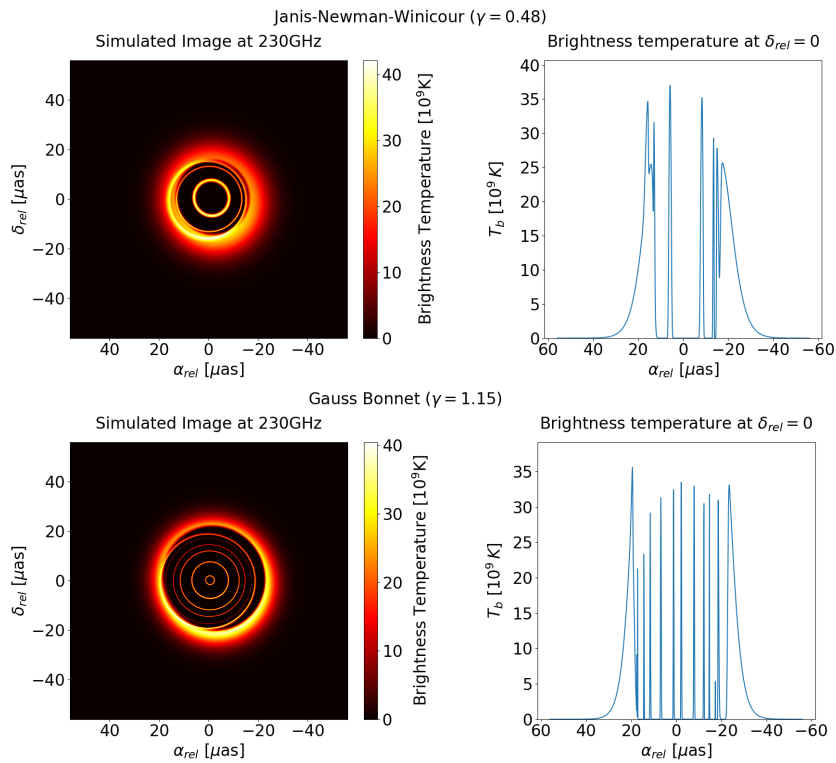
Първо симулираме класически черни дупки за Кер, които ще използваме като "базовият" случай за сравнение с екзотичните компактни обекти. Разглеждаме ефекта на въртенето като извършваме симулации при стойности на параметъра на въртене  $a = \{0, 0.5\}$ . Наблюдаваме, че образите в тези два случая са на практика неразличими. Следователно показваме само резултатите за  $a = 0^9$  на фигура 4.1, където също сме начертали сечение на яркостната температура през правата  $\delta_{\text{rel}} = 0$  на образа. Докато на фигура 4.2 са представени резултатите за гола сингулярност на Гаус-Боне (виж глава 4 от дисертацията) и на Джанис-Нюман-Уиникър за избрани стойности на параметрите  $\gamma$  в метриците им.

<sup>9</sup>Случаят за  $a = 0.5$  може да се намери в параграф 4.2 от дисертацията.

Виждаме, че интензитетът на централните образи е значителен. Той представлява максималният за целият образ на Джанис-Нюман-Уиникър, а за Гаус-Боне е само леко занижен, спрямо този на директния образ. Дори и оптичното разделяне на тези образи от ЕНТ да е трудно, значителният поток от централните образи би се отразил върху реконструкцията на образите. В следващите параграфи оценяваме количествено този ефект.



Фигура 4.1: Идеален образи на черна дупка на Шварцшилд с реалистичен модел на излъчващата среда, при наблюдателна честота  $\nu_{obs} = 230$  GHz. Температурата при  $r = r_0$ ,  $\theta = \frac{\pi}{2}$  е фиксирана на  $T_0 = 6.8 \times 10^{10}$  K и  $r_0 = 4.5M$ . Пълният поток е  $\mathcal{F}_{tot} = 0.574$  Jy. За останалите параметри виж таблица 2.



Фигура 4.2: Идеални образи на голи сингулярности с реалистичен модел на излъчващата среда, при избрани стойности на  $\gamma$  и наблюдателна честота  $\nu_{obs} = 230$  GHz. Температурата при  $r = r_0$ ,  $\theta = \frac{\pi}{2}$  за Джанис-Нюман-Уиникър е  $T_0 = 7.2 \times 10^{10}$  K, докато за Гаус-Боне е  $T_0 = 5.9 \times 10^{10}$ . Пълният поток е съответно  $\mathcal{F}_{tot} = 0.574$  Jy и  $\mathcal{F}_{tot} = 0.582$  Jy. Параметърът  $r_0$  е фиксиран на  $r_0 = 5M$  за двете решения. За останалите параметри виж таблица 2.

### 4.3.1 Реконструкция на образите

Както вече споменахме, използваме библиотеката `ehtim` за реконструкцията на образите на компактните обекти от фигура 4.1 и 4.2. Методиката зад реконструкцията е обсъдена в [35]. Тук само ще обобщим използваните настройки на `ehtim` - параметрите на симулираното наблюдение, и тези на алгоритъма за реконструкция. След това ще коментираме получените резултати.

Разглеждаме 3 конфигурации на телескопи - тази от кампанията от 2017 г., 2022г. и преспективна конфигурация за бъдещи наблюдения, наричана ngEHT. Първите две наблюдават единствено на честота 230 GHz, докато ngEHT наблюдава на 230 GHz и 345 GHz. Физическите параметри на самите телескопи са дадени в таблица в публикация IV.

Първо използваме пакета `ehtim` за да генерираме т.н. *синтетично наблюдение*. То представлява симулация на  $(u, v)$  покритието при реално наблюдение и има следните входни параметри: време на интеграция  $\Delta t$ , време между интегрирания  $T$ , продължителност на наблюдението  $T_{\text{obs}}$  и широчина на честотната лента  $\Delta\nu$ . Избраните от нас параметри са съобразени с [35], и са дадени в таблица 3.

Конфигурация от телескопи	Параметри на синтетичните наблюдения	
EHT 2017 / 2022	$\Delta t$ , [s]	5
	$T$ , [s]	30
	$T_{\text{obs}}$ , [h]	24
	$\Delta\nu$ , [GHz]	4
ngEHT	$\Delta t$ , [s]	120
	$T$ , [s]	600
	$T_{\text{obs}}$ , [h]	24
	$\Delta\nu$ , [GHz]	2

Таблица 3: Настройки на синтетичните наблюдения.

За настройките на алгоритъма за реконструкция следваме [35]. Избираме да работим с два члена  $\chi^2(I, d)$  члена:  $\chi_{\text{amp}}^2$  и  $\chi_{\text{cl. phase}}^2$ . Избираме също така четири регуляризатора:  $S_{\text{entropy}}$ ,  $S_{\text{TSV}}$ ,  $S_{\text{tot flux}}$  и  $S_{\text{centroid}}$ . Стойностите на хиперпараметрите  $\alpha_D$  и  $\beta_R$ , както и броя стадии и итерации на алгоритъма са обобщени в таблица 4. С цел увеличаване на сходността на алгоритъма, правим конвулюция на полученото изображение след всеки стадии с Гаусов сигнал, имащ стандартно отклонение  $\sigma = f_{\text{blur}}\sigma_{230 \text{ GHz}}$ , където  $\sigma_{230 \text{ GHz}}$  е номиналната резолюция на цялата конфигурация от телескопи при 230 GHz.

Стадии	$f_{\text{blur}}$	$\beta_{\text{entropy}}$	$\beta_{\text{TSV}}$	$\beta_{\text{tot flux}}$	$\beta_{\text{centroid}}$	$\alpha_{\text{amp}}$	$\alpha_{\text{cl. phase}}$	$N_{\text{iter}}$
1	NA	1	1	100	100	100	200	1000
2	0.75	1	50	50	50	100	75	3000
3	0.5	1	100	10	10	100	50	4000
4	0.33	1	500	1	1	100	100	4000

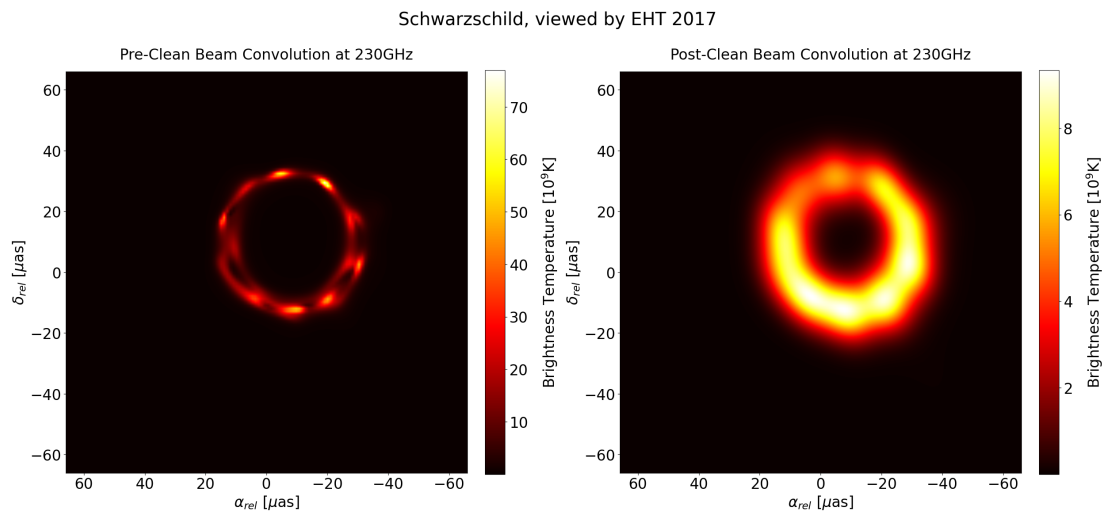
Таблица 4: Параметри на алгоритъма за реконструкция.

Финалното изображение отново конвулираме с Гаусов сигнал, имащ  $\sigma = \sigma_{\text{clean}}/2$ ,

където  $\sigma_{\text{clean}}$  е стандартното отклонение на "чистия сноп". Това се прави, понеже в противен случай алгоритъма би произвел изображение с резолюция, много по-голяма от тази на самите телескопи.

### 4.3.2 Реконструкция от ЕНТ 2017

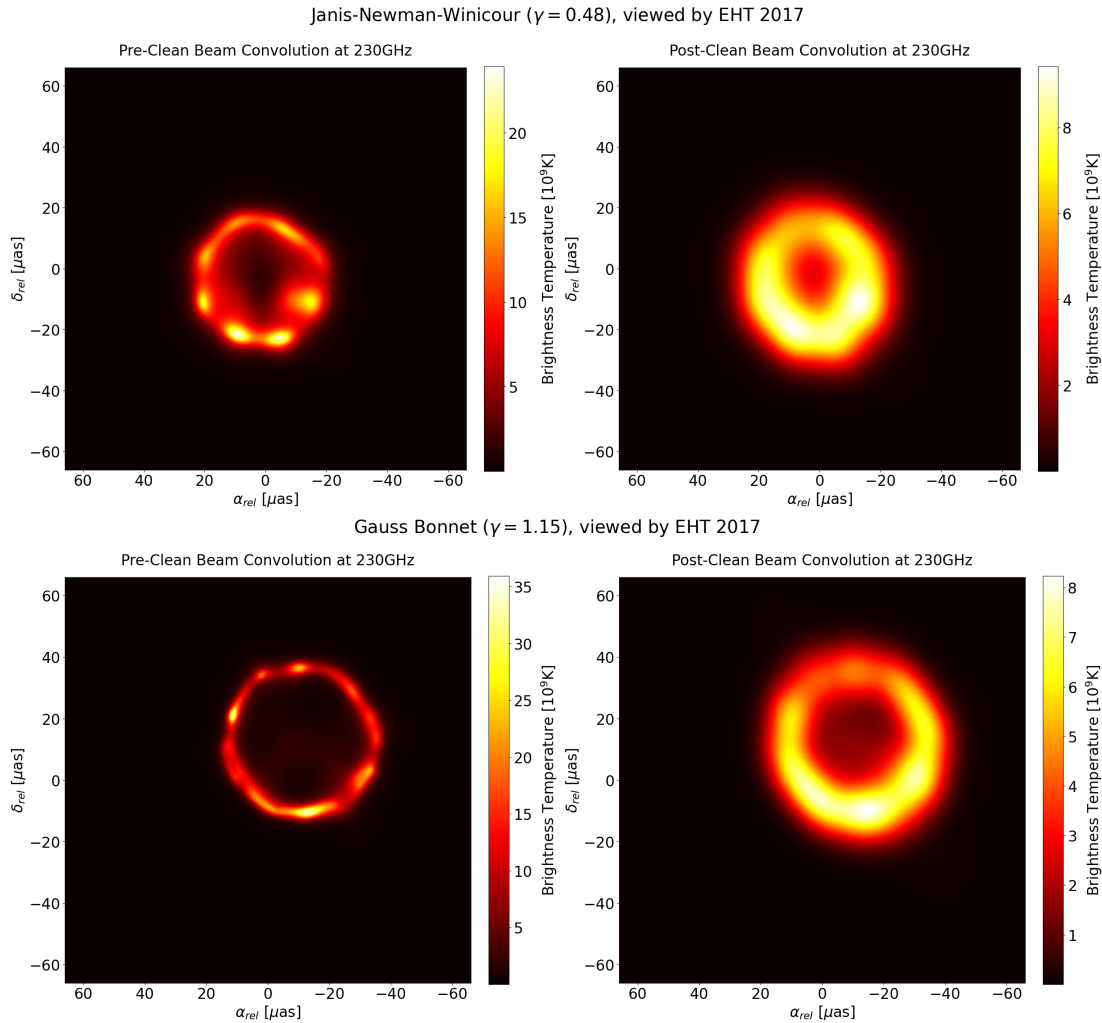
На фигури 4.3 и 4.4 показваме реконструкциите на образите от симулираните наблюдения на обектите показани на фигури 4.1 и 4.2. За всеки реконструиран образ даваме получените стойности за функциите  $\chi_{\text{amp}}^2$  и  $\chi_{\text{cl. phase}}^2$ . Получаваме, че реконструкциите от двата набора телескопи ЕНТ 2017 и ЕНТ 2022 са изключително сходни и затова избираме да покажем само тези от ЕНТ 2017<sup>10</sup>, но количествения анализ в параграф 4.4 ще бъде представен и за двете конфигурации.



Фигура 4.3: Реконструирани образи на черни дупки на Шварцшилд. Левият панел показва "голата" реконструкция, преди коволюцията с "чистия сноп". Финалните стойности на  $\chi^2$  са  $\chi_{\text{amp}}^2 = 1.02$  и  $\chi_{\text{cl. phase}}^2 = 0.9$ .

Виждаме от фигура 6.4, че ефективната резолюция на набора телескопи не е достатъчно висока при 230 GHz за да различи наличието на екзотичните образи. Те се "размиват" и сливат с останалите. Забелязваме обаче, че това води до значително повишен поток в централната депресия. Можем да оценим количествено потока от този регион и да дефинираме с това мярка, по която да съдим за наличието на екзотични образи.

<sup>10</sup>Изключение прави голата сингулярност на Джанис-Нюман-Уиникър, за която има лека видима морфологична разлика - насочваме читателя към параграф 7.3.1 от дисертацията.

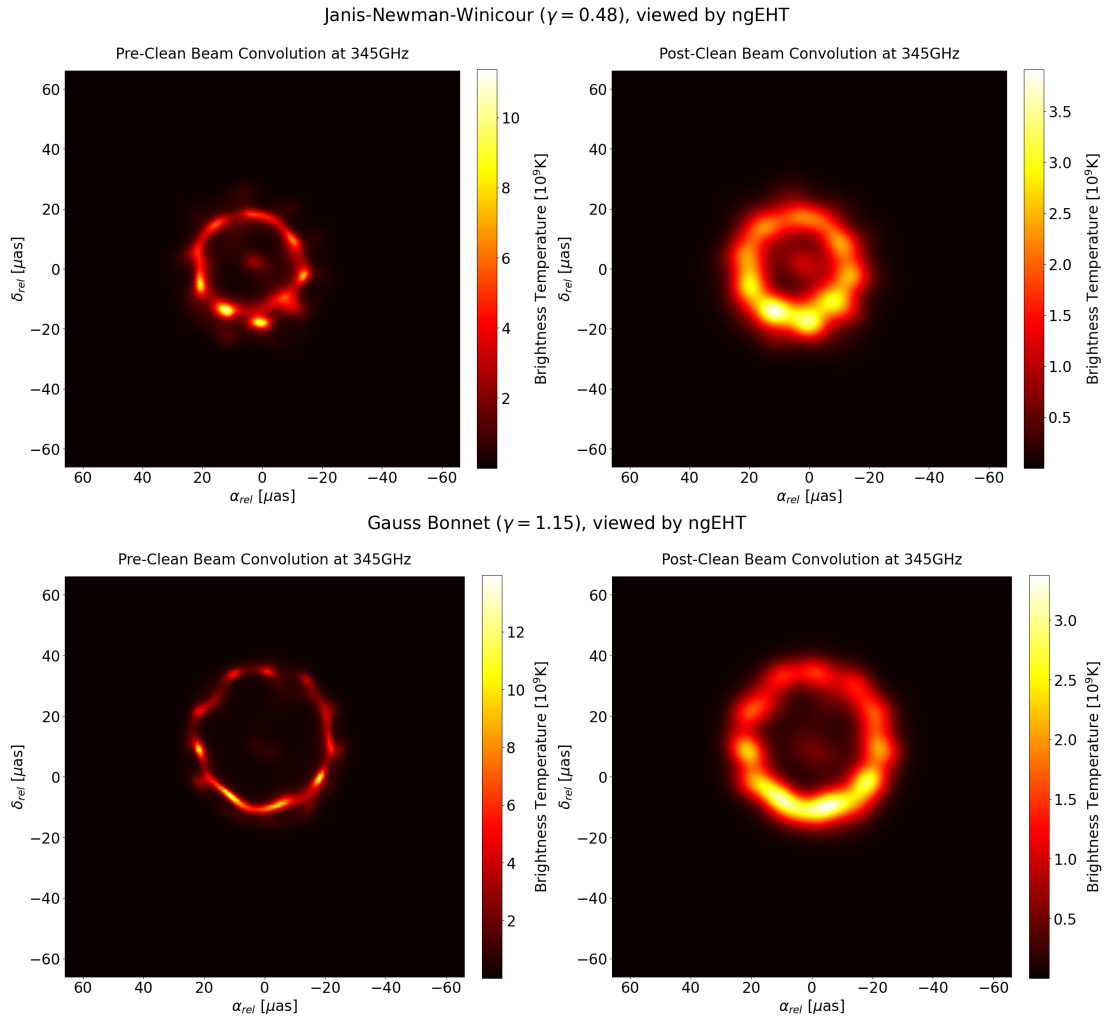


Фигура 4.4: Реконструирани образи на голи сингулярности, при избрани стойности на  $\gamma$ , от ЕНТ 2017. Левият панел показва "голата" реконструкция, преди коволюцията с "чистия сноп". Финалните стойности на  $\chi^2$  са  $\chi_{\text{amp}}^2 = \{1.01, 1.00\}$  и  $\chi_{\text{cl. phase}}^2 = \{0.91, 0.84\}$  съответно за Гаус-Боне и Джанис-Нюман-Уиникър.

### 4.3.3 Реконструкция от ngЕНТ

Прспективните бъдещи наблюдения на ngЕНТ освен, че ще включват повече телескопи (тук сме разгледали набор от 21 такива - пълен списък на тях може да бъде намерен в публикация IV), също ще наблюдават на втора, по-висока честота  $\nu = 345$  GHz. По-големият набор от телескопи би подобрил  $(u, v)$  покритието, но наличието на втората честота се очаква значително да подобри ефективната резолюция на телескопа. На фигура 4.6 са показани реконструкциите на екви-валента на образите фигура 4.2, но симулирани при  $\nu = 345$  GHz. Виждаме въпреки, че морфология все още не е разделена, наблюденията на 345 GHz вече стават чувствителни към наличието на екзотичните образи. Появява се ясен локален максимум, намиращ се в централната депресия. В следващият параграф ще дадем количествена оценка за тази депресия.





Фигура 4.5: Реконструирани образи на голи сингулярности, при избрани стойности на  $\gamma$ , от ngEHT. Левият панел показва "голата" реконструкция, преди коволюцията с "чистия сноп". Финалните стойности на  $\chi^2$  са  $\chi_{\text{amp}}^2 = \{1.00, 0.99\}$  и  $\chi_{\text{cl. phase}}^2 = \{1.53, 1.46\}$  съответно за Гаус-Боне и Джанис-Нюман-Уиникър.

#### 4.4 Темплейтен анализ

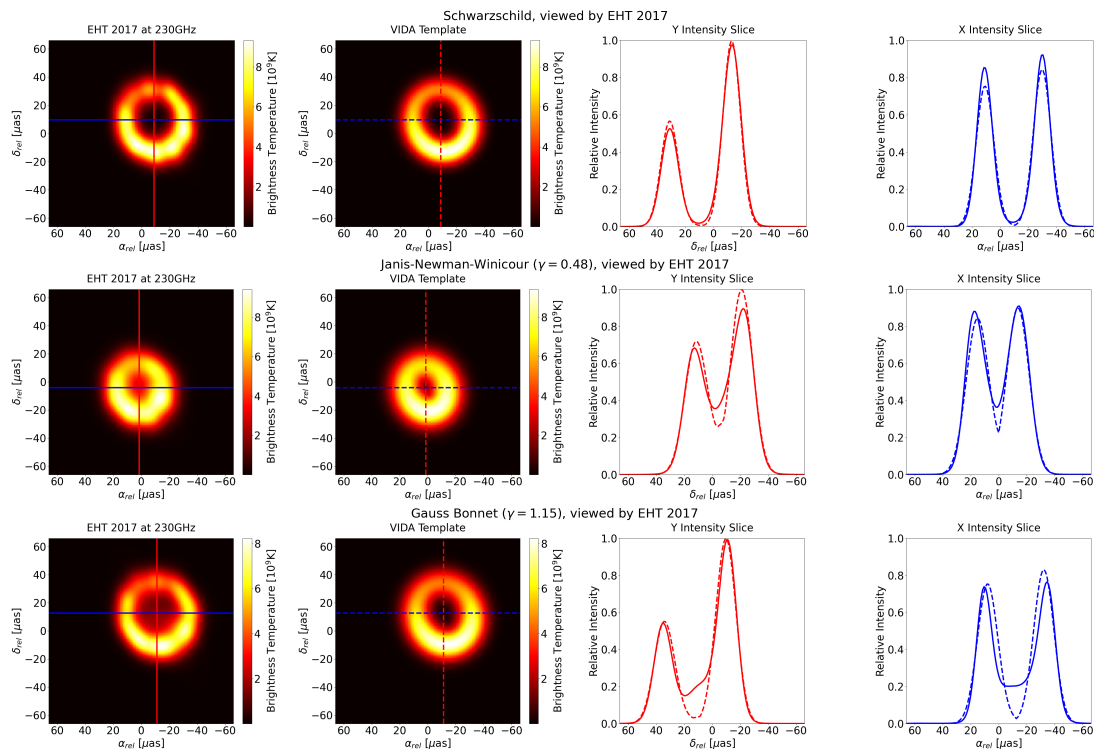
За да направим количествено описание на реконструкциите, трябва да въведем величини, характеризиращи геометрията им. Колаборацията EHT въведеха за целта темплейт на пръстен с Гаусова дебелина, който фитираха към изображенията си [6]. Той се характеризира с диаметър, дебелина и ориентация. Фитираните стойности на тези параметри се приемат за геометричните характеристики на реконструкциите. Ние ще подходим по подобен начин, възползвайки се от софтуерният пакет VIDA [36]. Той приема за "вход" реконструиран образ, към който фитира избран от нас темплейт, извършвайки многомерна минимизация. Избираме да работим с елипсоиден темплейт, с Гаусова дебелина. Подробности по математическото представяне на темплейтите може да се намери в [36], или параграф 4.4 от дисертацията. Тук ще се фокусираме само върху крайният резултат от този анализ. А именно количествената оценка за морфологията на

централната депресия  $\hat{f}_c$ , дефинирана като:

$$\hat{f}_c = \frac{\text{МИНИМАЛНИЯТ ПОТОК В } \mathcal{S}}{\text{СРЕДНИЯТ ПОТОК В } \mathcal{R}}. \quad (4.10)$$

където  $\mathcal{S}$  е регионът на централната депресия и  $\mathcal{R}$  е този на излъчващият пръстен.

На долните фигури сме представили този анализ за реконструкциите от ЕНТ 2017 и ngЕНТ. От фигура 4.6 виждаме ясно, от сеченията през центъра на образите (десните два панела), че голите сингулярности показват значително по-високо фоново излъчване в централната депресия. Използвайки темплейтите, генерирани от VIDA, ние пресмятаме количествената мярка  $\hat{f}_c$  за всичките образи от фигура 4.6, и ги представяме в таблица 3 (заедно с пропуснатият тук резултат за черна дупка на Кер при  $a = 0.5$ ).

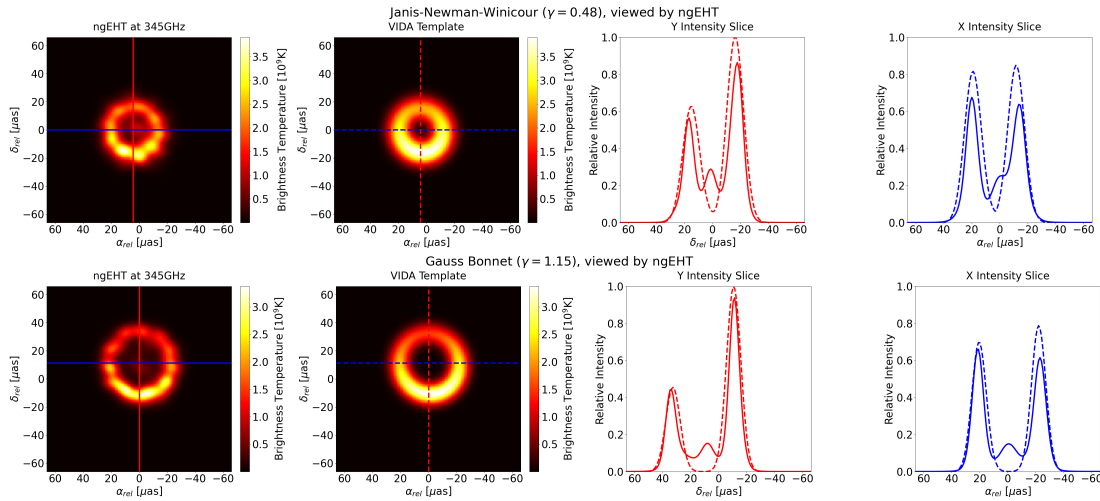


Фигура 4.6: Темплейтен анализ на реконструкциите от ЕНТ 2017. На десните два панела показваме профила на интензитета, и за двата образа, през центъра  $(x_0, y_0)$  на темплейта.

Метрика	Шварцшилд	Кер ( $a=0.5$ )	Гаус-Боне	Д.Н.У.
$\hat{f}_c$	0.026	0.030	0.239	0.451

Таблица 5: Количествената мярка  $\hat{f}_c$  за морфологията на централната депресия на ЕНТ 2017, за разглежданите метрики. За сравнение сме пресметнали  $\hat{f}_c$  и за черните дупки на Кер.

Виждаме, че стойността на  $\hat{f}_c$  с е порядък по-висока за сингулярностите. Това показва, че дори да не можем да разделим оптически централните пръстени, реконструкцията все пак е чувствителна към тях, и те оставят "отпечатък" в крайният образ<sup>11</sup>. На фигура 4.7 пък виждаме ясно проявата на централните максимуми, дължащи се на екзотичните образи на голите сингулярности. Използваме темплетите от нея за изолираме централната депресия и да анализираме морфологията на максимумите. На фигура 4.8 сме начертали изоконтурите на потока в центъра на реконструирания образи на голите сингулярности. Сравнили сме наблюденията при двете честоти  $\nu = \{230, 345\}$  GHz, и също сме съставили тяхната суперпозиция (левите панели). Наблюдаваме, че при 345 GHz, централните максимуми достигат приблизително 15% от максималният поток на образа за решението на Гаус-Боне, и  $\approx 30\%$  за това на Джанис-Нюман-Уиникър. С това показваме, че централните образи наистина стават *силно* наблюдателно релевантни, особено при по-високата честота 345 GHz.

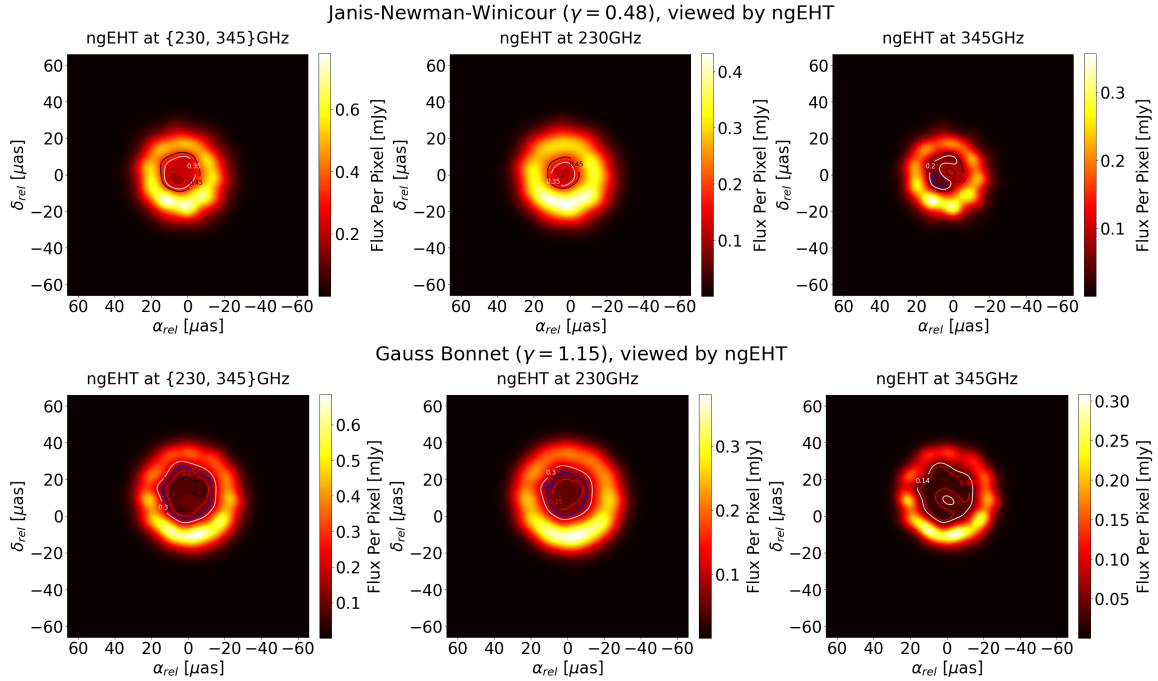


Фигура 4.7: Темплейтен анализ на реконструкцията от ngEHT, за наблюдателна честота  $\nu = 345$  GHz. На десните два панела показваме профила на интензитета, и за двата образа, през центъра  $(x_0, y_0)$  на темплейта.

Метрика	Шварцшилд	Кер ( $a=0.5$ )	Гаус-Боне	Д.Н.У.
$\hat{f}_c$ 230 GHz	0.007	0.007	0.21	0.354
$\hat{f}_c$ 345 GHz	0.002	0.002	0.12	0.220
$\hat{f}_c$ 230 GHz $\cup$ 345 GHz	0.005	0.005	0.20	0.344

Таблица 6: Количествената мярка  $\hat{f}_c$  за морфологията на централната депресия на ngEHT, за разглежданите метрики.

<sup>11</sup>Тук трябва да се внимава обаче, понеже тази количествена мярка е силно чувствителна към метода за реконструкция. Поради непълното семплиране на  $(u, v)$  равнината, различни алгоритми могат да произведат значително различни образи. Следователно ако използваме  $\hat{f}_c$  за съдене на наличието на екзотични образи, би следвало да изискваме той да е с поне *два* порядъка по-висок от този за черни дупки.



Фигура 4.8: Изоконтурите на потока на реконструкциите на голи сингулярности от ngEHT. Обозначенията на изоконтурите са относителният поток, нормиран на максимума за съответният образ.

## 5 Заключение и обзор на научният принос

В този дисертационен труд разгледахме обстойно наблюдателната проява на два типа екзотични компактни обекти, които не притежават хоризонт на събитията - пространствено-времеви тунели и голите сингулярности. Целяхме да отговорим на следният въпрос:

*Възможно ли е различаването на екзотични компактни обекти, които не притежават хоризонт на събитията, от черни дупки, чрез съществуващите и бъдещи наблюдения на колаборацията EHT.*

Започнахме с разглеждане на общите оптически свойства на тези компактни обекти. В публикация I (и глава 5 от дисертацията) разширяваме съществуващи вече изследвания за голи сингулярности [26] и [27], към пространствено-времеви тунели. Използвахме известният полу-аналитичен подход [30] за генериране на образите на единични орбити. С това показахме, че и двата класа екзотични компактни обекти притежават съществено различна морфология на образите си, спрямо тази на черни дупки на Шварцшилд. Формира се централна пръстеновидна структура, разположена там, където би била сянката на обекта. Тази структура съответства (в случая на тунели) на фотони, преминавали през гърловината и (в случая на голи сингулярности) на такива, които са се разселили от сингулярността. Наблюдателното засичане на подобни структури може да служи като ясен белег за съществуването на подобни обекти.

Мотивирани от това и наскоро публикуваните резултати за линейната поляризация, засечена от колаборацията ЕНТ [7] и [8], се насочихме към изследване на отпечатъкът на пространство-времето върху поляризацията, засечена от далечен наблюдател. За целта в публикации II и III (глава 6 от дисертацията) приложихме опростен аналитичен модел на излъчването [21], обобщен за произволни статични и сферично симетрични метрики. Моделът изисква пресмятането на вълновият вектор на фотоните върху източникът, което извършваме с разработения от авторът код Mjølner. Използвайки този модел направихме следните заключения и за компактните обекти които изследваме:

1) *Директните образи на излъчващата среда се влияят слабо от природата на пространство-времето. Доминантният физически фактор, определящ тяхното свойство е магнитното поле.*

2) *Индиректните образи се влияят силно както от магнитното поле, така и от природата на пространство-времето. В зависимост от геометрията на магнитното поле, относителните отклонения на интензитета, спрямо черни дупки на Шварцшилд, може да достигне до порядък.*

Имайки този резултат в предвид, обърнахме внимание в публикация IV (глава 7 от дисертацията) върху възможността за наблюдаване на тези, както и на екзотичните образи. За целта използваме няколко софтуерни пакета:

1) Авторският код Mjølner. В него сме имплементирали цялостен модел на излъчващата среда и го използваме за генериране на "идеални" (т.е. с безкрайна разделителна способност) наблюдения на екзотични компактни обекти (виж допълнение B от дисертацията).

2) Пакетът ehtim [35], който има две основни функционалности: симулира реалистично наблюдение на образите, генерирани с помощта на Mjølner, и също така извършва тяхната реконструкция, използвайки методологията на колаборацията ЕНТ. С негова помощ получаваме образите на голи сингулярности за три различни набора на радио телескопи, и две наблюдателни честоти.

3) Пакетът VIDA [36], който фитира геометрични модели към подадените му изображения. Използваме го за да моделираме образите, получени от ehtim, като елипса с гаусова дебелина. С негова помощ дефинираме геометричните характеристики на реконструирания от ehtim образи, на които базираме заключенията си.

Показваме, че дори и с разширяване на набора телескопи, спрямо кампанията на ЕНТ от 2017та година, наблюдения при честотата 230 GHz не могат да разделят нито класическите индиректни образи, нито екзотичната централна пръстеновидна структура. Образите остават морфологично сходни на черни дупки (т.е. пръстен с ясно изразена централна депресия и асиметрия на излъчването). Наблюдаваме обаче, че централната депресия показва по-висок поток. За

---

оценка на този поток въвеждаме величината  $\hat{f}_c$ , представляваща отношението между минималният поток в депресията, и средният такъв на пръстеновидната структура. Получаваме, че той се различава с порядък между черни дупки и голи сингулярности, за конфигурацията на телескопи от 2017та година, като тази разлика расте до два порядъка когато се добавят повече телескопи към наблюденията.

По-значимият резултат е, че ако увеличим честотата на наблюдаване до планирана за ngEHT 345 GHz, реконструкциите стават чувствителни към централната пръстеновидна структура. Наблюдаваме появата на ясен централен максимум в депресията, чийто относителен интензитет може да достигне 30% от максимума на целият образ. Това е характерен белег, чиято поява в реални наблюдения може да служи като признак за съществуването на екзотични компактни обекти.

## 6 Списък с научната активност

Този дисертационен труд се бази на три приети публикации, и една (към дата на писане) в процес на рецензия. Те са номерирани с римски цифри (I, II, III и IV) в текста. Тук представяме техен списък.

### 6.1 Списък с научни публикации

- Публикация I - V Deliyiski, G Gyulchev, P Nedkova, and Yazadjiev. Observational features of thin accretion disks around traversable wormholes. *Journal of Physics: Conference Series*, 2255(1):012002, apr 2022.
- Публикация II - Valentin Deliyiski, Galin Gyulchev, Petya Nedkova, and Stoytcho Yazadjiev. Polarized image of equatorial emission in horizonless spacetimes. Traversable wormholes. *Phys. Rev. D*, 106:104024, Nov 2022.
  - Тя също така е представена във Physics Synopsis - <https://physics.aps.org/articles/v15/s154>
- Публикация III - Valentin Deliyiski, Galin Gyulchev, Petya Nedkova, and Stoytcho Yazadjiev. Polarized image of equatorial emission in horizonless spacetimes: Naked singularities. *Phys. Rev. D*, 108:104049, Nov 2023.
- Публикация IV - Valentin Deliyiski, Galin Gyulchev, Petya Nedkova, and Stoytcho Yazadjiev. Observing naked singularities by the present and next-generation event horizon telescope. <http://arxiv.org/abs/2401.14092>, 2024.

### 6.2 Списък с изнесени доклади

- Изнесен е доклад на „Национален форум за съвременни космически изследвания 2021“, на тема „Наблюдателни белези на свръхкомпактни обекти с акреционни дискове“ на 08.10.2021.
- Изнесен е доклад по време на научно посещение при Emmy Noether Research Group: Gravitational waves from compact objects към университета Eberhard Karl в Тюбинген, Германия на 07.03.2024.
- Изнесен доклад на Seventeenth Marcel Grossman Meeting на тема "Polarized image of equatorial emission in horizonless spacetimes".

## Литература

- [1] The Event Horizon Telescope Collaboration. First m87 event horizon telescope results. i. the shadow of the supermassive black hole. *The Astrophysical Journal Letters*, 875(1):L1, apr 2019.
- [2] The Event Horizon Telescope Collaboration. First m87 event horizon telescope results. ii. array and instrumentation. *The Astrophysical Journal Letters*, 875(1):L2, apr 2019.
- [3] The Event Horizon Telescope Collaboration. First m87 event horizon telescope results. iii. data processing and calibration. *The Astrophysical Journal Letters*, 875(1):L3, apr 2019.
- [4] The Event Horizon Telescope Collaboration. First m87 event horizon telescope results. iv. imaging the central supermassive black hole. *The Astrophysical Journal Letters*, 875(1):L4, apr 2019.
- [5] The Event Horizon Telescope Collaboration. First m87 event horizon telescope results. v. physical origin of the asymmetric ring. *The Astrophysical Journal Letters*, 875(1):L5, apr 2019.
- [6] The Event Horizon Telescope Collaboration. First m87 event horizon telescope results. vi. the shadow and mass of the central black hole. *The Astrophysical Journal Letters*, 875(1):L6, apr 2019.
- [7] The Event Horizon Telescope Collaboration. First m87 event horizon telescope results. vii. polarization of the ring. *The Astrophysical Journal Letters*, 910(1):L12, mar 2021.
- [8] The Event Horizon Telescope Collaboration. First m87 event horizon telescope results. viii. magnetic field structure near the event horizon. *The Astrophysical Journal Letters*, 910(1):L13, mar 2021.
- [9] The Event Horizon Telescope Collaboration. First m87 event horizon telescope results. ix. detection of near-horizon circular polarization. *The Astrophysical Journal Letters*, 957(2):L20, nov 2023.
- [10] Event Horizon Telescope Collaboration. First sagittarius a\* event horizon telescope results. i. the shadow of the supermassive black hole in the center of the milky way. *The Astrophysical Journal Letters*, 930:L12, 5 2022.
- [11] Event Horizon Telescope Collaboration. First sagittarius a\* event horizon telescope results. ii. eht and multiwavelength observations, data processing, and calibration. *The Astrophysical Journal Letters*, 930:L13, 5 2022.
- [12] Event Horizon Telescope Collaboration. First sagittarius a\* event horizon telescope results. iii. imaging of the galactic center supermassive black hole. *The Astrophysical Journal Letters*, 930(2):L14, may 2022.



- [13] Event Horizon Telescope Collaboration. First sagittarius a\* event horizon telescope results. iv. variability, morphology, and black hole mass. *The Astrophysical Journal Letters*, 930(2):L15, may 2022.
- [14] Event Horizon Telescope Collaboration. First sagittarius a\* event horizon telescope results. v. testing astrophysical models of the galactic center black hole. *The Astrophysical Journal Letters*, 930(2):L16, may 2022.
- [15] Event Horizon Telescope Collaboration. First sagittarius a\* event horizon telescope results. vi. testing the black hole metric. *The Astrophysical Journal Letters*, 930:L17, 5 2022.
- [16] The Event Horizon Telescope Collaboration. First sagittarius a\* event horizon telescope results. vii. polarization of the ring. *The Astrophysical Journal Letters*, 964:L25, 4 2024.
- [17] The Event Horizon Telescope Collaboration. First sagittarius a\* event horizon telescope results. viii. physical interpretation of the polarized ring. *The Astrophysical Journal Letters*, 964:L26, 4 2024.
- [18] Karl Gebhardt, Joshua Adams, Douglas Richstone, Tod R. Lauer, S. M. Faber, Kayhan Gültekin, Jeremy Murphy, and Scott Tremaine. The black hole mass in m87 from gemini/nifs adaptive optics observations. *The Astrophysical Journal*, 729(2):119, February 2011.
- [19] Haroldo C. D. Lima Junior, Luís C. B. Crispino, Pedro V. P. Cunha, and Carlos A. R. Herdeiro. Can different black holes cast the same shadow? *Phys. Rev. D*, 103:084040, Apr 2021.
- [20] Don N. Page and Kip S. Thorne. Disk-accretion onto a black hole. *Journal of Chemical Information and Modeling*, 53:1689–1699, 1973.
- [21] Ramesh Narayan et. al. The polarized image of a synchrotron-emitting ring of gas orbiting a black hole. *The Astrophysical Journal*, 912:35, 2021.
- [22] Zachary Gelles, Elizabeth Himwich, Michael D. Johnson, and Daniel C.M. Palumbo. Polarized image of equatorial emission in the kerr geometry. *Physical Review D*, 104:1–25, 2021.
- [23] Astrid Eichhorn, Roman Gold, and Aaron Held. Horizonless spacetimes as seen by present and next-generation event horizon telescope arrays. *The Astrophysical Journal*, 950(2):117, jun 2023.
- [24] Xin Qin, Songbai Chen, and Jiliang Jing. Polarized image of an equatorial emitting ring around a 4d gauss–bonnet black hole. *The European Physical Journal C*, 82, 2021.
- [25] F. H. Vincent, M. Wielgus, M. A. Abramowicz, E. Gourgoulhon, J. P. Lasota, T. Paumard, and G. Perrin. Geometric modeling of M87\* as a Kerr black hole or a non-Kerr compact object. *Astronomy and Astrophysics*, 646:A37, February 2021.

- [26] Galin Gyulchev, Jutta Kunz, Petya Nedkova, Tsvetan Vetsov, and Stoytcho Yazadjiev. Observational signatures of strongly naked singularities: Image of the thin accretion disk. *arXiv*, pages 1–30, 2020.
- [27] Galin Gyulchev, Petya Nedkova, Tsvetan Vetsov, and Stoytcho Yazadjiev. Image of the thin accretion disk around compact objects in the einstein–gauss–bonnet gravity. *European Physical Journal C*, 81:1–16, 2021.
- [28] Michael S. Morris and Kip S. Thorne. Wormholes in spacetime and their use for interstellar travel: A tool for teaching general relativity. *American Journal of Physics*, 56:395–412, 1988.
- [29] Luminet J. P. Image of a spherical black hole with thin accretion disk. *Astronomy And Astrophysics*, pages 228–235, 4 1979.
- [30] Thomas Müller. Analytic observation of a star orbiting a schwarzschild black hole. *General Relativity and Gravitation*, 41:541–558, 2009.
- [31] Elizabeth Himwich, Michael D. Johnson, Alexandru Lupsasca, and Andrew Strominger. Universal polarimetric signatures of the black hole photon ring. *Physical Review D*, 101, 4 2020.
- [32] Paul A Connors, Tsvi Piran, and Richard F Stark. Polarization features of x-ray radiation emitted near black holes, 1980.
- [33] Kaiyou Chen and Douglas M Eardley. Polarization properties of emission lines from relativistic accretion disks, 1991.
- [34] Roman Gold et. al. Verification of radiative transfer schemes for the eht. *The Astrophysical Journal*, 897:148, 7 2020.
- [35] Andrew A. Chael, Michael D. Johnson, Katherine L. Bouman, Lindy L. Blackburn, Kazunori Akiyama, and Ramesh Narayan. Interferometric Imaging Directly with Closure Phases and Closure Amplitudes. *Astrophys. Journal*, 857(1):23, April 2018.
- [36] Paul Tiede, Avery E. Broderick, and Daniel C. M. Palumbo. Variational Image Feature Extraction for the Event Horizon Telescope. *ApJ*, 925(2):122, February 2022.
- [37] Feng Yuan, Eliot Quataert, and Ramesh Narayan. Nonthermal Electrons in Radiatively Inefficient Accretion Flow Models of Sagittarius A\*. *Astrophys. Journal*, 598(1):301–312, November 2003.
- [38] Avery E. Broderick, Paul Tiede, Dominic W. Pesce, and Roman Gold. Measuring spin from relative photon-ring sizes. *The Astrophysical Journal*, 927(1):6, mar 2022.
- [39] F. H. Vincent, S. E. Gralla, A. Lupsasca, and M. Wielgus. Images and photon ring signatures of thick disks around black holes. *Astronomy and Astrophysics*, 667:A170, November 2022.