

Zeitabhängige Absorption von sehr hochenergetischen Photonen aus der Richtung des galaktischen Zentrums

Diplomarbeit
vorgelegt
von
Attila Abramowski



Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg

Hamburg
Dezember 2008

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Gamma-Astronomie	3
2.1	Einführung	3
2.2	Kosmische Strahlung	3
2.3	Luftschauer	6
2.3.1	Eigenschaften von Luftschauern	6
2.3.2	Abbildende Cherenkov-Teleskope	9
3	Das galaktische Zentrum	11
3.1	Das supermassive schwarze Loch Sgr A*	12
3.1.1	Beobachtungen	12
3.1.2	Eigenschaften des supermassiven schwarzen Loches	14
3.2	Beobachtungen bei TeV-Energien	18
3.3	Sterne in direkter Umgebung von Sgr A*	21
3.4	Orbits der S-Sterne	23
3.4.1	Definition von Orbitalparametern	24
3.4.2	Berechnung von Orbits	28
3.4.3	Berechnung der Orbits der S-Sterne	29
4	Absorption durch Paarerzeugung	33
4.1	Gamma-Gamma Paarerzeugung	33
4.2	Optische Tiefe τ	36
4.3	Berechnung der optischen Tiefe für S-Sterne	37
5	Simulation von Lichtkurven	43
5.1	Berechnung von Lichtkurven	43
5.2	Simulation für verschiedene Teleskope	45
5.2.1	Simulation der Lichtkurven	45
5.2.2	Systematische Unsicherheiten	47
5.2.3	Ergebnisse	49
6	Zusammenfassung und Ausblick	51

A Anhang	53
A.1 Häufig verwendete Abkürzungen und Einheiten	53
A.2 Größen in der Umgebung von Sgr A^*	54
A.3 Programmcode	54
Literaturverzeichnis	I
Tabellenverzeichnis	V
Abbildungsverzeichnis	VII

Kapitel 1

Einleitung

Schon immer hat der Blick in den Nachthimmel die Menschen fasziniert. In der Antike begannen die ersten Wissenschaftler mit systematischen Beobachtungen der Sterne. Die heute noch gebräuchlichen Bezeichnungen einiger Sternbilder, oder auch die Einteilung der scheinbaren Helligkeiten der Sterne gehen auf die griechischen Philosophen, die damaligen Wissenschaftler, zurück. Bis zum Beginn des 20. Jahrhunderts blieben aber auch für nachfolgende Generationen von Astronomen die Beobachtungsmöglichkeiten auf das sichtbare Licht beschränkt, das nur einen sehr schmalbandigen Bereich der elektromagnetischen Strahlung umfasst. Durch neue Beobachtungstechniken wie z.B. Radioantennen oder Satelliten sind heutige Astrophysiker in der Lage, nahezu das gesamte Spektrum von langwelliger Radiostrahlung (in der Größenordnung von Metern) bis hin zu sehr kurzwelliger, hochenergetischer Strahlung (γ -Strahlung mit Energien bis in den Bereich von 10^{20} eV)¹ zu untersuchen.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit einer der Quellen von hochenergetischer TeV- γ -Strahlung in unserer Galaxie, der Region um das galaktische Zentrum. Unsere Kenntnisse im TeV-Bereich stammen vor allem aus Beobachtungen mit dem H.E.S.S.-Teleskop, das die Quelle dieser hochenergetischen Strahlung auf eine Region von weniger als $6''$ ² einschränken konnte. Innerhalb dieser Region existieren jedoch einige Objekte, die hochenergetische γ -Strahlung emittieren könnten. Einer der Kandidaten ist das supermassive schwarze Loch Sgr A* im Zentrum der Milchstrasse. Im Rahmen dieser Arbeit wird eine Methode entwickelt, um zu untersuchen, ob dieses Objekt der Ursprung der γ -Strahlung ist. Die Methode bedient sich dabei eines bekannten Effekts der Teilchenphysik, der γ - γ -Paarerzeugung ($\gamma + \gamma' \rightarrow e^+ + e^-$). Die γ -Photonen von Sgr A* werden dabei von niederenergetischen Photonen der Sterne in direkter Umgebung absorbiert. Nach einer Einführung in die Gamma-Astronomie und in die entsprechende Beobachtungstechnik im zweiten Kapitel folgt in Kapitel 3 eine Beschreibung des galaktischen Zentrums und speziell des Kandidaten Sgr A* . Kapitel 4 beschäftigt sich mit dem Effekt der Paarerzeugung. Zum Abschluss wird in Kapitel 5 mit der Simulation von Lichtkurven die Beobachtbarkeit des vorhergesagten Absorptionseffekts untersucht.

¹1 eV = $1,6 \times 10^{-19}$ J

²1 Bogensekunde = $1'' = 1/3600^\circ$

Kapitel 2

Gamma-Astronomie

2.1 Einführung

Innerhalb der letzten hundert Jahre haben sich die Möglichkeiten der Astronomie stark erweitert. Waren bis dahin nur Beobachtungen in einem sehr schmalen Bereich der optischen Wellenlängen möglich, hat der technische Fortschritt neue Beobachtungsfenster in fast allen Wellenlängenbereichen des elektromagnetischen Spektrums ermöglicht. So ist es heute z. B. durch Satelliten möglich, Energiebereiche zu beobachten, für die die Erdatmosphäre undurchlässig ist. Abbildung 2.1 zeigt schematisch die verschiedenen Energiebereiche des elektromagnetischen Spektrums. Der Forschungsbereich, der sich mit Energien größer als MeV beschäftigt, wird als γ -Astronomie bezeichnet. Die hohen Teilchenenergien, sowie die Form der beobachteten Spektren deuten auf einen nicht-thermischen Ursprung der Strahlung hin. Die ersten Beobachtungen in diesem Energiebereich gehen auf Victor Hess zurück. Hess hatte in Ballonexperimenten beobachtet, dass die Ionisation der Atmosphäre mit zunehmender Höhe ansteigt (Hess 1912). Dies wurde auf eine extraterrestrische Strahlung, die *kosmische Strahlung*, zurückgeführt (Abschnitt 2.2). Die Suche nach dem Ursprung der kosmischen Strahlung ist heute ein wichtiges Teilgebiet der γ -Astronomie. Abschnitt 2.3 beschäftigt sich mit den Beobachtungstechniken der γ -Astronomie.

2.2 Kosmische Strahlung

Die Zusammensetzung der geladenen kosmischen Strahlung ist bis zu einer Energie von $\sim 10^{14}$ eV relativ genau bekannt: Sie besteht zu 98 % aus Hadronen (Protonen (87 %), Heliumkerne (12 %) und 1 % schwerere Kerne) und zu 2 % aus Leptonen. Bei den Leptonen dominieren die Elektronen mit 90 % über die Positronen mit 10 % (Antoni *et al.* 2005).

Das Energiespektrum der geladenen kosmischen Strahlung ist in Abbildung 2.2 zu sehen. Der Verlauf lässt sich ab einer Energie von $\sim 10^9$ eV durch ein Potenzgesetz der

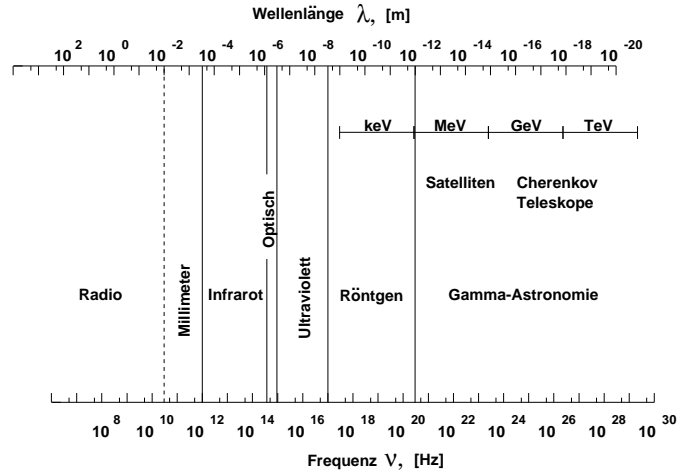


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des elektromagnetischen Spektrums aus Tluczykont (2003).

Form

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha} \quad (2.1)$$

beschreiben. Drei verschiedene Energiebereiche lassen sich mit unterschiedlichen Spektralindizes α beschreiben: Für Energien $\lesssim 10^{15}$ eV ist der Spektralindex $\alpha \approx 2,7$, zwischen dem sogenannten „Knie“ bei $\sim 10^{15}$ eV und dem sogenannten „Knöchel“ bei $\sim 10^{18}$ eV liegt der Index bei etwa 3,1, das Spektrum ist steiler. Jenseits des Knöchels flacht das Spektrum wieder auf $\alpha \approx 2,7$ ab.

Auf Grund der interstellaren Magnetfelder werden die Teilchen der geladenen Komponente der kosmischen Strahlung abgelenkt und treffen isotrop auf der Erde ein, so dass die Information über ihren Herkunftsort verloren ist. Zur Lösung dieses Problems kann die ungeladene Komponente, die aus Photonen, Neutronen und Neutrinos besteht, beitragen. Diese wird auf dem Weg zur Erde nicht abgelenkt, so dass durch den Nachweis dieser Teilchen die Position der Quelle bestimmbar ist. Die ungeladenen Teilchen entstehen an denselben Orten wie die geladenen Teilchen, so dass indirekt auf den Entstehungsort der geladenen Teilchen geschlossen werden kann. Der Nachweis der Neutronen von kosmischen Quellen ist problematisch, da Neutronen im Ruhesystem nach 887 Sekunden zerfallen. Deshalb können nur sehr hochenergetische Neutronen überhaupt kosmische Distanzen zurücklegen. Die Neutronen sind dadurch für die Astroteilchenphysik von untergeordneter Bedeutung.

Zur Zeit gibt es mehrere Experimente, um kosmische Neutrinos nachzuweisen, beispielsweise das IceCube Experiment am Südpol (Ahrens *et al.* 2004). Die Neutrino-Astronomie hat jedoch das Problem, dass der Nachweis von kosmischen Neutrinos wegen des kleinen Wirkungsquerschnitts sehr schwierig ist. Einerseits sind die erwarteten Ereigniszahlen sehr klein und andererseits ist die Unterscheidung von kosmischen zu

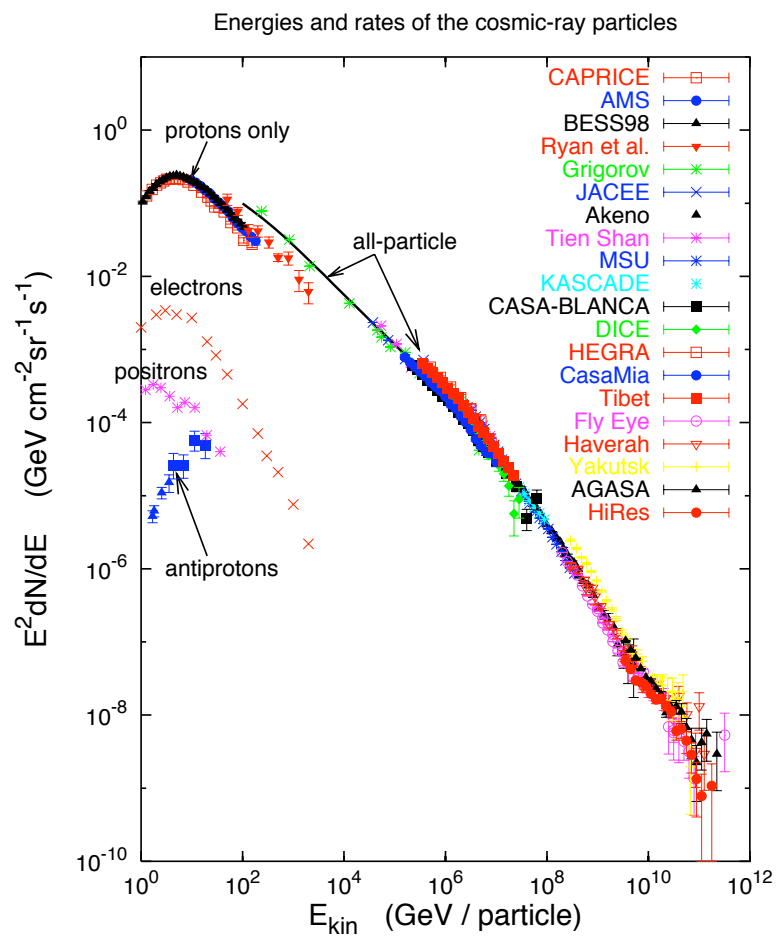


Abbildung 2.2: Das differentielle Energiespektrum der kosmischen Strahlung aus Hillas (2006) vermessen von verschiedenen Experimenten. In dieser Darstellung ist das Spektrum mit dem Faktor E^2 multipliziert.

atmosphärischen Neutrinos schwierig (Signal zu Rauschverhältnis sehr klein).

Der vielversprechendste Weg, die ungeladene kosmische Strahlung zu messen, ist die Messung der Photonen. Dies wird momentan erfolgreich mit einigen Experimenten verfolgt (siehe Abschnitt 2.3.2). Da die Erdatmosphäre für einen großen Teil des elektromagnetischen Spektrums (ab einer Energie von \sim keV) undurchlässig ist, werden im Energiebereich der γ -Astronomie (MeV - TeV) für niedrige Energien zwischen 10 MeV und etwa 100 GeV Satelliten eingesetzt, um die kosmische Strahlung direkt zu messen. Der kürzlich gestartete GLAST/Fermi Satellit wird unsere Kenntnisse bei diesen Energien stark erweitern. Für höhere Energien nimmt der Photonenfluß ab, so dass die mit einem Satellitenexperiment zu realisierende Detektorfläche nicht genügt, um eine ausreichende Statistik zu erreichen. Hier werden zum Nachweis bodengestützte Detektoren verwendet, die momentan einen Energiebereich zwischen etwa 100 GeV bis etwa 100 TeV abdecken. Für den Nachweis der Strahlung am Boden ist eine indirekte Methode notwendig, die sich das Cherenkovlicht ausgedehnter Luftschauer zu Nutze macht (vgl. Abschnitt 2.3). Diese Teleskope werden in Abschnitt 2.3.2 genauer beschrieben.

2.3 Luftschauer

Wenn ein Teilchen der kosmischen Strahlung auf die Erde trifft, reagiert es mit den Atomen der Erdatmosphäre und löst einen ausgedehnten Luftschauer aus. In Unterabschnitt 2.3.1 werden zunächst Luftschauer beschrieben und in Unterabschnitt 2.3.2 wird dann auf die Technik eingegangen, diese zu beobachten und Informationen aus ihnen zu gewinnen.

2.3.1 Eigenschaften von Luftschauern

Die Eigenschaften und die Entwicklung eines Luftschauers hängt von der Art des Primärteilchens und der dadurch dominierenden ersten Wechselwirkung (elektromagnetisch oder stark) ab. Für Photonen dominiert die elektromagnetische Wechselwirkung, es wird ein elektromagnetischer Schauer aus. Die Hadronen der kosmischen Strahlung lösen hadronische Schauer aus, weil für sie der Wirkungsquerschnitt der starken Wechselwirkung am größten ist.

Elektromagnetische Schauer

Photonen und Elektronen bzw. Positronen lösen elektromagnetische Luftschauer aus. Hierbei sind zwei Effekte der elektromagnetischen Wechselwirkung von Bedeutung:

- Der Prozess der *Paarbildung*: Hochenergetische Photonen (mit einer Energie größer als die zweifache Elektronenmasse) können im Feld eines Atomkerns Elektron-Positron-Paare bilden. Der Kern ist für die Impulserhaltung notwendig.
- Der Prozess der *Bremsstrahlung*: Geladene Teilchen im elektrischen Feld eines Atomkerns werden abgelenkt. Dadurch emittieren sie Bremsstrahlung.

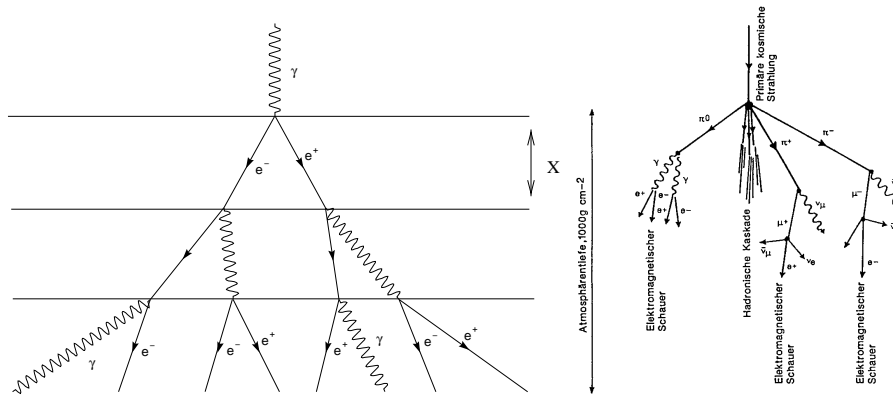


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung eines elektromagnetischen (*links*, Götting (2007)) und eines hadronischen (*rechts*, Klapdor-Kleingrothaus (1997)) Luftschauers.

Ein elektromagnetischer Luftschauder lässt sich vereinfacht durch eine Folge von Paarbildungs- und Bremsstrahlungsprozessen verstehen (siehe Abbildung 2.3, links). Hierbei wächst die Anzahl der Schauerteilchen exponentiell an und die mittlere Energie der Teilchen sinkt. Ab einer kritischen Energie der Teilchen von etwa $E_{\text{krit}} = 86 \text{ MeV}$ (Berger und Setzer 1964) werden die Energieverluste durch Ionisation genauso groß wie die Bremsstrahlungsverluste und der exponentielle Anstieg verschwindet. Man spricht vom Aussterben des Schauers. Das energieabhängige Maximum eines elektromagnetischen Luftschauers befindet sich für Photonen mit einer Energie von 1 TeV in etwa 10 km Höhe über dem Meeresspiegel (Horns 2001).

Hadronische Schauer

Hadronische Luftschauder werden durch Hadronen (vor allem durch Protonen) ausgelöst. Das primäre Hadron streut inelastisch an den Atomkernen der Atmosphäre und erzeugt dadurch weitere Hadronen. Diese können wiederum streuen, so dass sich eine hadronische Teilchenkaskade bildet. Zudem enthält ein hadronischer Schauer auch einen (sogar dominierenden) elektromagnetischen Anteil (siehe Abbildung 2.3, rechts). Diese elektromagnetische Subschauder entstehen, wenn die bei den Streuprozessen entstandenen Pionen zerfallen:

$$\begin{aligned}\pi^0 &\rightarrow \gamma\gamma \\ \pi^+ &\rightarrow \mu^+ \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu.\end{aligned}$$

Die beim Zerfall des neutralen Pions entstandenen Photonen lösen einen elektromagnetischen Schauer aus. Die Myonen erreichen entweder bei ausreichend hoher Energie ($> 10 \text{ GeV}$) die Erdoberfläche oder zerfallen weiter ($\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ bzw. $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$).

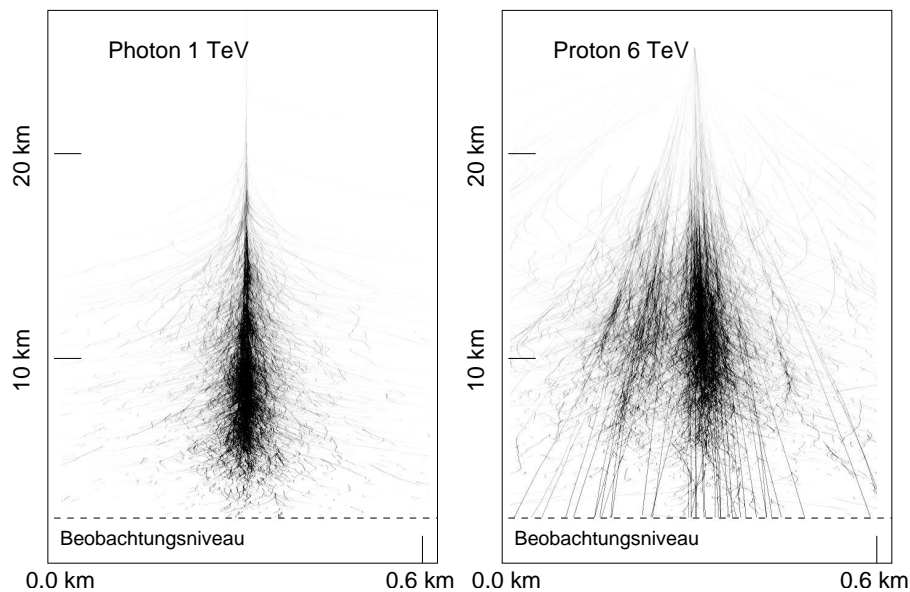


Abbildung 2.4: Monte-Carlo Simulationen eines elektromagnetischen (*links*) und eines hadronischen (*rechts*) Luftschauers aus Horns (2001). Der hadronische Schauer ist im Vergleich viel breiter und unregelmäßiger.

Die so entstandenen Elektronen bzw. Positronen lösen wiederum einen elektromagnetischen Subschauer aus.

Wie schon erwähnt, ist für die γ -Astronomie vor allem der Nachweis von Photonen, also der elektromagnetischen Luftschauer, wichtig, weil die Photonen nicht durch Magnetfelder abgelenkt werden und somit der Ursprungsort rekonstruiert werden kann. Die Unterscheidung dieser Schauer von den viel häufigeren hadronischen Schauern, die sogenannte Gamma-Hadron-Separation, ist deshalb eine entscheidende Herausforderung beim Nachweis von Luftschauern. Hadronische und elektromagnetische Schauer unterscheiden sich in ihrer Struktur: Ein hadronischer Schauer ist im Vergleich zu einem elektromagnetischen Schauer gleicher Energie wesentlich breiter und unregelmäßiger (siehe Abbildung 2.4). Dieser Umstand ermöglicht die Unterscheidung der beiden Schauerarten.

Emission von Cherenkovlicht

In Luftschauern entstehen (wie gerade beschrieben) eine Vielzahl neuer Teilchen, die die Energie des primären Teilchens forttragen. Diese Teilchen können über den Cherenkov-Effekt Licht emittieren: Wenn sich ein geladenes Teilchen durch ein dielektrisches Medium mit Brechungsindex n bewegt und seine Geschwindigkeit $v = \beta c$ dabei größer ist als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium $c' = c/n$, wird Cherenkovlicht emittiert. Das Licht wird dabei unter einem Öffnungswinkel Θ_c zur Bewegungsrichtung in einem

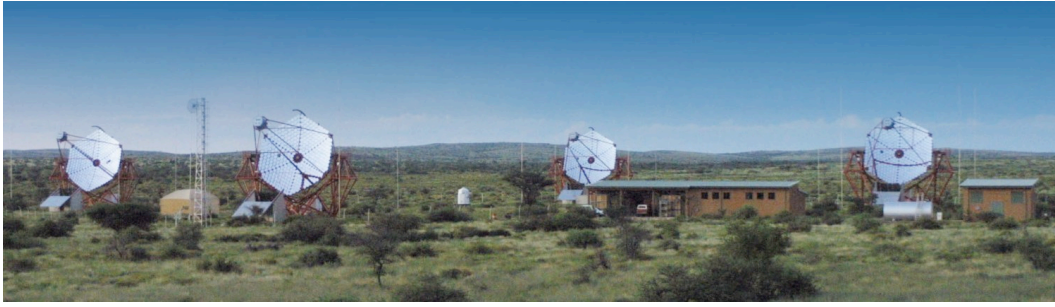


Abbildung 2.5: Die vier H.E.S.S.-Teleskope in Namibia.

Kegel abgestrahlt. Der Winkel ist gegeben durch

$$\cos \Theta_c = \frac{c'}{v} = \frac{c/n}{\beta c} = \frac{1}{\beta n}. \quad (2.2)$$

Da bei gleicher Energie leichtere Teilchen eine höhere Geschwindigkeit v haben, sind es vor allem Elektronen und Positronen, die Cherenkovlicht emittieren. Der Winkel Θ_c hat dabei in Luft eine Größenordnung von etwa 1° . Für einen durch ein 1 TeV Photon ausgelösten Schauer ergeben sich $\sim 10^6$ Cherenkov-Photonen am Boden. Diese leuchten eine Fläche am Boden aus. Für senkrecht einfallende Luftschauer ist diese Fläche ein Kreis, allgemein wird ein elliptischer Bereich ausgeleuchtet. Der Radius dieses Ringes ist dabei abhängig von der Höhe des Beobachtungsortes sowie der Energie des Primärteilchens und beträgt für das H.E.S.S. (*High Energy Stereoscopic System*)-Teleskopsystem ungefähr 120 Meter.

2.3.2 Abbildende Cherenkov-Teleskope

Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, lösen Photonen elektromagnetische Luftschauer aus, die Cherenkovlicht emittieren. Durch die Messung dieses Lichts ist es möglich auf die ursprüngliche Richtung und die Energie des primären Photons zu schließen. Mit sogenannten abbildenden Cherenkov-Teleskopen (IACT von engl. *Imaging Air Cherenkov Telescope*) wird dieser Ansatz erfolgreich verfolgt. Hierbei werden Spiegelteleskope verwendet, die das Cherenkovlicht sammeln und im Brennpunkt das Bild des Schauers mit einer aus Photomultipliern bestehenden Kamera aufzeichnen. Zur Zeit messen unter anderem das VERITAS (Weekes *et al.* 2002) und das MAGIC-Teleskop (Lorenz *et al.* 2000) auf der Nordhalbkugel sowie das CANGAROO (Enomoto *et al.* 2002) und das H.E.S.S.-Teleskopsystem (Hinton 2004) auf der Südhalbkugel mit dieser Technik. In dieser Arbeit werden Daten des H.E.S.S.-Teleskops verwendet, so dass hier nur auf dieses Teleskopsystem näher eingegangen wird.

Im Khomas-Hochland in Namibia ($23^\circ 16' 18''$ S $16^\circ 30' 1''$ N, 1800 m über NN) wird seit 2002 das H.E.S.S.-Teleskopsystem betrieben. Es besteht aus vier baugleichen, optischen Teleskopen, die jeweils eine aus vielen einzelnen Spiegeln zusammengesetzte Lichtsammelfläche von ca. 110 m^2 besitzen. Die Teleskope sind an den Ecken einer quadratischen

Grundfläche von 120 Metern Kantenlänge angeordnet. Dadurch ist es möglich, stereoskopische Aufnahmen des Luftschauers zu machen, d. h. einen Luftschauer aus verschiedenen Perspektiven zu messen, um dadurch die Herkunftsrichtung des Primärteilchens zu bestimmen. H.E.S.S. ist in der Lage, γ -Strahlung in einem Bereich von 100 GeV bis zu 100 TeV zu beobachten. Die Positionsbestimmung am Himmel ist mit H.E.S.S. mit einer Genauigkeit von $8''$ möglich, bei einer Winkelauflösung von $\sim 0,1^\circ$ pro Ereignis. Die Energie des primären Photons lässt sich mit einer relativen Genauigkeit von ca. 15 % bestimmen. Momentan befindet sich die Erweiterung dieses Systems, H.E.S.S. II, im Bau. Durch ein zusätzliches, größeres Teleskop in der Mitte der quadratischen Grundfläche wird es möglich, niederenergetischere γ -Photonen ab einer Energie von etwa 20 GeV zu messen (*single mode*). Zusammen mit den anderen vier Cherenkov-Teleskopen (*hybrid mode*) wird eine bessere Energie- und Winkelauflösung erreicht. Der Bau der Erweiterung wird 2009 abgeschlossen sein. Für die weitere Zukunft ist ein größeres Teleskopsystem, bestehend aus ca. 100 Cherenkov-Teleskopen unterschiedlicher Größe in Planung. Dieses System (CTA (*Cherenkov Telescope Array*)) wird unsere Kenntnisse des γ -Universums stark erweitern.

Kapitel 3

Das galaktische Zentrum

Das Zentrum unserer Milchstrasse ist ein sehr interessantes Beobachtungsgebiet. Auf Grund der im Vergleich zu anderen galaktischen Kernen geringen Entfernung von ca. 8 kpc ($\sim 25\,000$ LJ) zur Erde bietet das Galaktische Zentrum (GZ) herausragende Beobachtungsmöglichkeiten. Im GZ ist es möglich, Objekte und Vorgänge im Innern einer Galaxie mit hoher Präzision zu studieren und somit Rückschlüsse auf andere Galaxiekern zu ziehen. Das GZ lässt sich in fast allen Wellenlängen des elektromagnetischen Spektrums beobachten. Im Radio-, Infrarot- (Abschnitt 3.3), Röntgen- und γ -Bereich (Abschnitt 3.2) werden Teleskopsysteme auf das GZ gerichtet. Im optischen Wellenlängenbereich bleibt das GZ jedoch für uns verborgen, weil dieses Licht durch Staub entlang der Sichtlinie stark absorbiert wird. Die Extinktion im Optischen beträgt $A_v \approx 31^{\text{mag}}$ (Unsöld und Baschek 2001), d. h. das Licht wird um etwa 12 Größenordnungen abgeschwächt.

Die Radioaufnahme (Abbildung 3.1) des VLA (*Very Large Array*) bei einer Wellenlänge von 90 cm zeigt einen Bereich von $4^\circ \times 2,5^\circ$ ($588 \text{ pc} \times 347 \text{ pc}$ bei einer angenommenen Entfernung von 8 kpc) in Richtung des GZ (LaRosa *et al.* 2000). Bei einer Winkelauflösung von $45''$ sind vor allem entlang der galaktischen Ebene (von links oben nach rechts unten) viele Regionen nicht-thermischer Emission zu sehen, u. a.:

- Der Radiokomplex Sgr A im Zentrum der Milchstraße bestehend u. a. aus der Synchrotronstrahlungsquelle Sgr A* und der „Minispirale“ Sgr A West
- einige Supernova-Überreste (SNR von engl. *Supernova Remnant*)
- der „Radio-Arc“
- Sternentstehungsregionen
- Molekülwolken.

Das GZ ist also eine extreme Region mit Gebieten hoher Dichten und starker Magnetfelder.

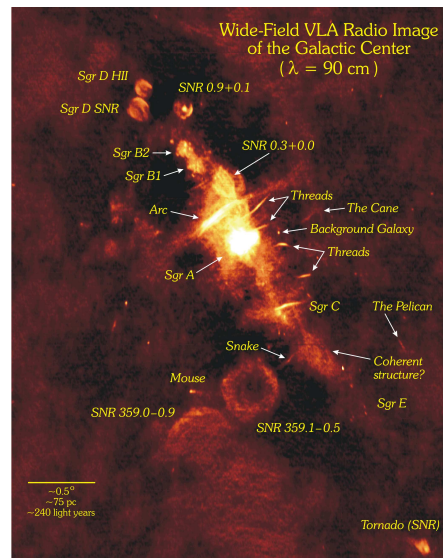


Abbildung 3.1: Das galaktische Zentrum im Radiobereich bei einer Wellenlänge von 90 cm (Aufnahme des VLA). Die galaktische Ebene verläuft von links oben nach rechts unten.

3.1 Das supermassive schwarze Loch Sgr A*

3.1.1 Beobachtungen

Seit der Entdeckung der Radioquelle Sgr A* im Zentrum der Milchstraße (Balick und Brown 1974) ist die Beschaffenheit dieses Objektes Gegenstand starker Diskussionen. Die Aufnahme des VLA (Abbildung 3.1) im Radio-Wellenlängenbereich zeigt, dass die zentrale Region unserer Galaxie ein Gebiet starker nicht-thermischer Radioemission ist. Genauere Untersuchungen der zentralen Emissionsregion, des sogenannten Sgr A-Komplexes, zeigen, dass diese aus weiteren Substrukturen besteht. Eine schematische Darstellung dieser Strukturen ist in Abbildung 3.2 zu sehen.

Die beiden Hauptstrukturen sind Sgr A East, eine schalenartige Struktur, vermutlich ein Supernova-Überrest vom Schalentyp, und eine spiralförmige Struktur, die Sgr A West genannt wird. Diese wird auch als „Minispirale“ bezeichnet und besteht aus drei Armen. Diese Region kann als Ansammlung von Gas- und Staubwolken identifiziert werden. Diese Wolken bewegen sich mit einer Geschwindigkeit von ungefähr 1000 km/s um das Zentrum. Im Zentrum befindet sich die kompakte Radioquelle Sgr A*, die eine intrinsische Ausdehnung von nicht mehr als 1 AU¹ hat (Shen *et al.* 2005) und sich im gravitativen Zentrum unserer Milchstraße befindet. Messungen zeigen, dass sich Sgr A* entlang der galaktischen Ebene nur mit einer Geschwindigkeit von $-0,4 \pm 0,9 \text{ km s}^{-1}$ bewegt (Reid und Brunthaler 2004). Diese Geschwindigkeit ist mit Null verträglich und liefert

¹1 AU (*astronomische Einheit*) = $1,496 \times 10^8 \text{ km}$

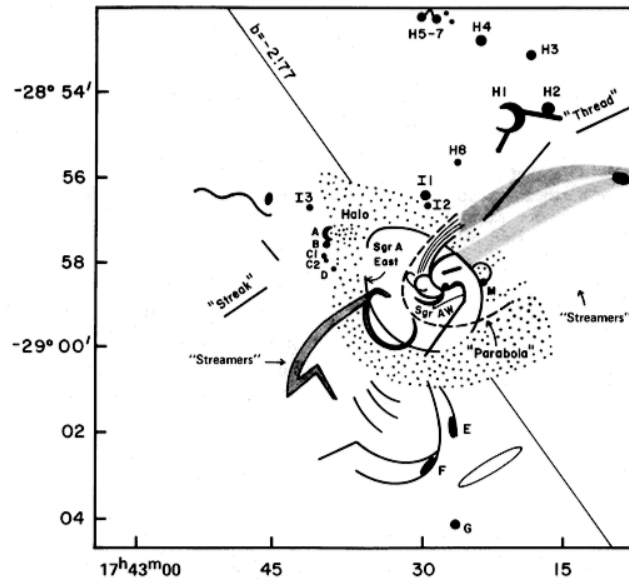


Abbildung 3.2: Schematische Ansicht der Struktur des Sgr A-Komplexes aus Yusef-Zadeh und Morris (1987). In der Bildmitte sind die „Minispirale“ Sgr A West und Sgr A East zu sehen. Im Zentrum befindet sich das kompakte Objekt Sgr A*.

dadurch einen starken Hinweis darauf, dass sich Sgr A* im Zentrum unserer Galaxie befindet. Der vielleicht wichtigste Hinweis auf die Beschaffenheit des Objekts im Zentrum kommt aus Messungen im nahen Infrarot. Beobachtungen mit dem VLT (*Very Large Telescope*) und dem Keck-Teleskop zeigen Sterne, die sich innerhalb von weniger als $0,7''$ Bogensekunden auf stabilen Orbits um das Zentralobjekt bewegen (siehe Abschnitt 3.3). Einer dieser sogenannten S-Sterne, der Stern S2, ist mittlerweile über einen kompletten Umlauf beobachtet worden (Gillessen *et al.* 2008) und nähert sich bis auf 17 Lichtstunden dem zentralen Objekt. Allein aus diesem Orbit lässt sich die Masse des zentralen Objekts zu $M_{ZM} = (3,61 \pm 0,32) \times 10^6 M_{\odot}$ (Eisenhauer *et al.* 2005)² bestimmen. Neueste Berechnungen durch die Kenntnis weiterer Sternorbits durch Gillessen *et al.* (2008) ergeben sogar eine Masse von $M_{ZM} = (4,38 \pm 0,38) \times 10^6 M_{\odot}$. Eine grobe Abschätzung ergibt, dass in einer Kugel von ungefähr 50 AU Radius eine Massendichte von $> 7 \times 10^{16} M_{\odot} \text{pc}^{-3}$ ($\sim 5 \times 10^{-6} \text{g cm}^{-3}$) konzentriert sein muss. Diese hohe Massenkonzentration deutet darauf hin, dass das zentrale Objekt unserer Galaxie ein supermassives schwarzes Loch ist, weil die meisten anderen vorstellbaren Objekte, wie z. B. ein dichter dunkler Sternhaufen, dadurch ausgeschlossen sind. Die ebenfalls diskutierte Hypothese eines degenerierten Fermiballs (Tsiklauri und Viollier 1998; Munyaneza *et al.* 1998) scheint auch ausgeschlossen, da die Theorie eine so hohe Dichte nicht erklären kann. Einzig die Idee, dass sich supermassive, nicht-baryonische Sterne, beispielswei-

²Sonnenmasse $M_{\odot} = 2 \times 10^{30} \text{kg}$

se Boson-Sterne, im Zentrum von Galaxien befinden (Torres *et al.* 2000), kann nicht ausgeschlossen werden. Diese Vorstellung scheint aber noch „exotischer“ als die eines supermassiven schwarzen Loches. Desweiteren wird vermutet, dass sich in allen Galaxien schwarze Löcher mit Massen von mehr als $10^6 M_\odot$ befinden, und es wäre ungewöhnlich, dass unsere Galaxie eine Ausnahme darstellen sollte.

Die immer genauer werdende Kenntnis der Sternorbits liefert noch einen weiteren Hinweis. Um die Positionen der Infrarotmessungen und der Radioquelle Sgr A* , welche im Infraroten nur sehr schwach leuchtet, aufeinander abzustimmen, benötigt man Objekte, die in beiden Wellenlängenbereichen messbar sind. In der direkten Umgebung von Sgr A* gibt es solche Objekte, rote Riesensterne, die im Infrarot leuchten. Gleichzeitig zeigen sie Emission im Radiobereich durch SiO-Maser-Emission des sie umgebenden Mediums (Reid *et al.* 2003). Durch diese Sterne konnte das Infrarot- und das Radiokoordinatensystem so aufeinander abgestimmt werden, dass die Position der Radioquelle Sgr A* mit einer Genauigkeit von 80 AU im Infraroten bekannt ist (Reid *et al.* 2007). Für die S-Sterne mit bekannten Orbits ist gezeigt worden, dass sie einen gemeinsamen Brennpunkt haben. Dieser Brennpunkt stimmt mit der Position des supermassiven schwarzen Loches überein. Weitere Untersuchungen zeigen, dass die Orbits innerhalb der Fehler elliptisch sind und somit keine Abweichung von Keplerbahnen festgestellt werden kann. Solch eine Abweichung würde auf eine ausgedehnte zentrale Masse hindeuten. Dies ist aber nicht der Fall, was als ein weiteres Indiz für ein supermassives schwarzes Loch spricht.

3.1.2 Eigenschaften des supermassiven schwarzen Loches

Die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Beobachtung deuten stark auf die Existenz eines supermassiven schwarzen Loches im Zentrum unserer Galaxie hin. Unter der Annahme, dass es sich tatsächlich um ein schwarzes Loch handelt, sollen im folgenden die Eigenschaften von Sgr A* beschrieben werden.

Aus der Vermessung der Sternorbits (Gillessen *et al.* 2008) ergibt sich für die Masse des supermassiven schwarzen Loches

$$M_{\text{smbh}} = (4,38 \pm 0,38) \times 10^6 \left(\frac{R_{\text{GZ}}}{8,33 \text{ kpc}} \right)^{2,19} M_\odot. \quad (3.1)$$

Die angenommene Masse hängt dabei stark von der Entfernung R_{GZ} des GZ ab (Gleichung (3.1)). Aus dieser Masse folgt für ein nicht-rotierendes schwarzes Loch ein Schwarzschildradius von

$$R_S = \frac{2GM}{c^2} = 1,3 \times 10^{10} \left(\frac{M}{4,38 \times 10^6 M_\odot} \right) \text{ m}. \quad (3.2)$$

G: Gravitationskonstante $G = 6,67 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$
 c: Lichtgeschwindigkeit im Vakuum $c = 3 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$

Die maximal erreichbare Leuchtkraft eines Objekts lässt sich mit Hilfe der Eddington-Leuchtkraft L_{Edd} (auch Eddington-Limit genannt) ausdrücken. Sie ist definiert durch

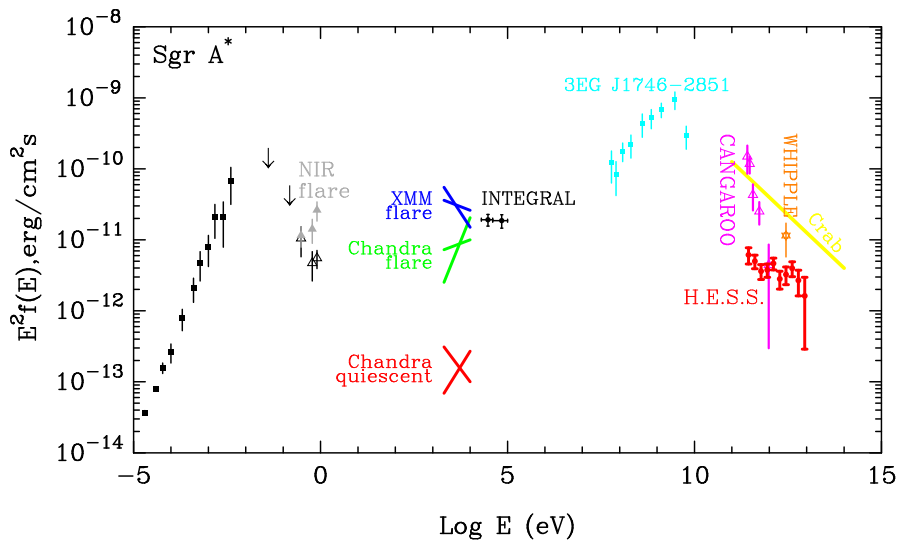


Abbildung 3.3: Spektrale Energieverteilung von Sgr A* aus Messungen mit unterschiedlichen Experimenten aus (Aharonian und Neronov 2005).

das Gleichgewicht von Gravitationskraft (zum Zentrum gerichtet) und Strahlungsdruck (nach außen gerichtet):

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi G m_p c}{\sigma_T} = 1,3 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \text{ erg s}^{-1} \quad (3.3)$$

$$\approx 5 \times 10^{44} \text{ erg s}^{-1} \text{ für Sgr A}^* .$$

Abbildung 3.3 zeigt die spektrale Energieverteilung von Sgr A* . Daraus lässt sich die bolometrische Leuchtkraft, d. h. die über alle Energien integrierte Leuchtkraft, abschätzen zu

$$L \approx 10^{36} \text{ erg s}^{-1} \approx 10^{-8} L_{\text{Edd}}. \quad (3.4)$$

In der Umgebung eines schwarzen Loches wird die Akkretion von Materie durch das Eddington-Limit begrenzt. Wenn die Leuchtkraft das Eddington-Limit übersteigt, wird der Strahlungsdruck so hoch, dass die akkretierte Materie nach außen gedrückt wird. Somit wird aber die Energiezufuhr abgeschnitten, weil das schwarze Loch seine Energie aus der Akkretion von Materie bezieht. Dadurch sinkt die Leuchtkraft wieder unter das Eddington-Limit. Die Leuchtkraft von Sgr A* liegt deutlich unter dem Eddington-Limit, d. h. es handelt sich bei Sgr A* um ein ruhiges schwarzes Loch. Um die mit Gleichung (3.4) berechnete Leuchtkraft zu erhalten, genügt eine Akkretionsrate von etwa $10^{-5} M_{\odot}/\text{Jahr}$ (Unsöld und Baschek 2001).

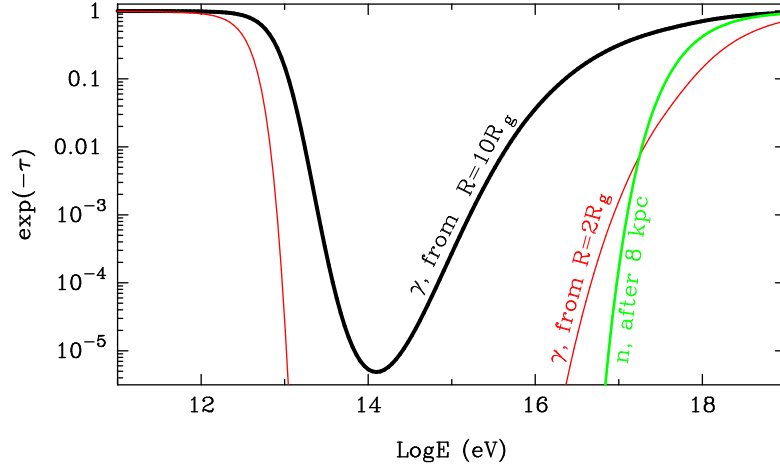


Abbildung 3.4: Absorption der TeV- γ -Strahlung in der Nähe des supermassiven schwarzen Loches durch Paarerzeugung mit den Photonen der Infrarotquelle aus Aharonian und Neronov (2005). An der schwarzen Kurve für γ -Photonen, die im Abstand von $10 R_G = 10 R_S$ erzeugt werden, ist zu erkennen, dass für Energien $10^{13} \text{ eV} = 10 \text{ TeV}$ keine Absorption stattfindet.

TeV-Emission aus der Umgebung eines supermassiven schwarzen Loches

TeV- γ -Strahlung aus der direkten Umgebung eines schwarzen Loches wird normalerweise durch die hohe Dichte von Infrarot-Photonen in diesem Gebiet durch γ - γ -Paarerzeugung (vgl. Abschnitt 4) absorbiert. Für die optische Tiefe eines γ -Photons in der Nähe einer Quelle der Leuchtkraft L_ϵ gilt (Aharonian und Neronov 2005):

$$\tau(E) \simeq \left(\frac{L_\epsilon}{L_{\text{Edd}}} \right) \left(\frac{R_S}{R} \right) \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right). \quad (3.5)$$

Nur auf Grund der niedrigen bolometrischen Leuchtkraft von Sgr A* von $L \leq 10^{-8} L_{\text{Edd}}$ ist es möglich, dass Photonen mit einer Energie von $E < 10 \text{ TeV}$, die in einer Entfernung von $10 R_S$ erzeugt werden, nicht signifikant absorbiert werden (Abbildung 3.4). Das bedeutet, dass TeV- γ -Strahlung aus der direkten Umgebung des supermassiven schwarzen Loches beobachtet werden kann. Im Folgenden sollen mögliche Entstehungsmechanismen vorgestellt werden.

- **Synchrotron-Strahlung von Protonen:** Wenn ultra-hochenergetische Protonen in einem Magnetfeld abgelenkt werden, entsteht Synchrotron-Strahlung. Im GZ können Protonen bis zu Energien von

$$E_p \sim eBR \simeq 10^{18} \left(\frac{B}{10^4 \text{ G}} \right) \left(\frac{M}{3 \times 10^6 M_\odot} \right) \text{ eV} \quad (3.6)$$

beschleunigt werden. Diese Protonen können im besten Fall, d. h. für eine maximale Rate von beschleunigten Protonen und einem Energieverlust nur durch

Synchrotron-Kühlung, Synchrotron-Strahlung bis zu einer Energie von

$$e_{max} = \frac{9}{4\alpha_f} m_p c^2 \simeq 0,3 \text{ TeV} \quad (3.7)$$

$\alpha_f = 1/137$: Feinstrukturkonstante

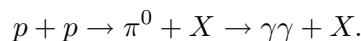
abstrahlen. Dieses Limit ist unabhängig von der Energie des Protons und stellt damit eine absolute Maximalenergie dar. Dies zeigt, dass dieser Prozess einen γ -Strahlungsfluss mit Energien im Bereich von 10 TeV aus der Richtung des GZ nicht erklären kann, es sei denn, die Protonen bewegen sich, z. B. in einem Jet, mit großen Lorentz-Faktoren ($\gamma = 1/\sqrt{1-(v^2/c^2)}$) auf uns zu (Aharonian und Neronov 2005).

- **Krümmungs-Strahlung von Protonen:** Ähnlich wie Synchrotron-Strahlung entsteht Krümmungs-Strahlung durch Beschleunigung von geladenen Teilchen in Magnetfeldern. Im Falle der Krümmungs-Strahlung bewegt sich das geladene Teilchen jedoch entlang gekrümmter Magnetfeldlinien. Die maximal mögliche Energie der Krümmungs-Strahlung von Protonen lässt sich zu

$$e_{max} = \frac{3E_p^3}{2m_p^3 R} \simeq 0,2 \left(\frac{B}{10^4 \text{ G}} \right)^{0,75} \text{ TeV} \quad (3.8)$$

abschätzen. Für Magnetfelder $> 10^6 \text{ G}$ führt dieser Prozess zu γ -Strahlung im Bereich von 10 TeV. So starke Magnetfelder führen aber zu Paarproduktion mit den virtuellen Photonen des Magnetfelds, sodass die γ -Strahlung absorbiert wird.

- **Proton-Proton Wechselwirkung:** Ein weiterer möglicher Entstehungsprozess ist die Beschleunigung von niederenergetischen Protonen durch starke elektrische Felder oder durch starke Schocks in der Akkretionsscheibe. Diese Protonen mit Energien von $\sim 10^{13} \text{ eV}$ wechselwirken mit dem Plasma der Scheibe über den Prozess



Hierbei entsteht beim Zerfall des Pions hochenergetische γ -Strahlung.

Neben den geschilderten Entstehungsmechanismen durch ultra-relativistische Protonen (hadronischer Ursprung) besteht die Möglichkeit, dass die γ -Strahlung in Prozessen, in denen Leptonen beschleunigt werden (leptonischer Ursprung), entsteht. Der Prozess, bei dem beschleunigte Elektronen zu γ -Emission führen, wird als inverser Compton-Effekt bezeichnet. Hierbei streuen hochenergetische Elektronen an Photonen, im Gegensatz zum normalen Compton-Effekt wird jedoch Energie vom Elektron auf das Photon übertragen. Die Photonen können dabei TeV-Energien erreichen.

Strahlungsausbrüche

Sgr A* zeigt in vielen Wellenlängenbereichen Variabilität. Bei Radiowellenlängen (Herrnstein *et al.* 2004; Mauerhan *et al.* 2005) zeigt sich Variabilität in Zeitskalen von einigen Stunden. Bei kleineren Wellenlängen (im Infraroten) konnten Veränderungen des Strahlungsflusses von deutlich kürzerer Dauer gemessen werden (Genzel *et al.* 2003), sie variieren im Minutenbereich. Durch eine einfache Abschätzung kann die Dauer des Ausbruchs t mit der Größe der Region r , in der der Ausbruch stattfindet, verknüpft werden. Die Größe ist durch die Lichtgeschwindigkeit c beschränkt, weil sonst kein kausaler Zusammenhang innerhalb der Entstehungsregion bestehen kann:

$$r < ct. \tag{3.9}$$

Dies bedeutet, dass die Infrarot-Ausbrüche in einer Region $< 10R_S$ um das supermassive schwarze Loch Sgr A* entstehen (Eckart *et al.* 2006). Ein weiterer interessanter Aspekt der Beobachtung von Strahlungsausbrüchen ist die gleichzeitige Beobachtung in verschiedenen Wellenlängen (Multi-Wellenlängen-Kampagnen). Dadurch kann untersucht werden, ob die Emission aus der gleichen Region bzw. Quelle stammt. Beispielsweise wurde Sgr A* gleichzeitig mit dem Chandra-Satelliten und dem H.E.S.S.-Teleskop beobachtet (Hinton *et al.* 2007). Es zeigt sich, dass im Röntgenbereich ein Anstieg des Flusses um den Faktor 9 beobachtet werden konnte, jedoch im TeV- γ -Bereich kein signifikanter Anstieg des Flusses zu sehen ist. Dies deutet daraufhin, dass die Regionen der Entstehung bzw. die für die Entstehung der Strahlung verantwortlichen beschleunigten Teilchen nicht dieselben sind.

Es wird vermutet, dass diese Strahlungsausbrüche entstehen, wenn Materie in der Akkretionsscheibe fluktuiert. Beispielsweise lässt sich ein Strahlungsausbruch, der gleichzeitig im Radio-, Submillimeter- und Röntgenbereich beobachtet wurde (Yusef-Zadeh *et al.* 2008), mit einer sich ausdehnenden Blase von heißem Plasma erklären.

3.2 Beobachtungen bei TeV-Energien

Im Bereich von Energien zwischen 10 GeV und 100 TeV beobachtet das H.E.S.S.-Teleskopsystem (Abschnitt 2) den Himmel. Das GZ wurde von H.E.S.S. mehrfach beobachtet (Aharonian *et al.* 2004, 2005b, 2006b). In Abbildung 3.5 ist die Zählraten-Karte dieser Beobachtungen zu sehen. Es zeigt sich, dass in einem Himmelsausschnitt von ungefähr 2° auf 4° um das GZ zwei Regionen starker γ -Emission zu finden sind (oberes Bild). Die Position der schwächeren Quelle links stimmt mit der Position des Komposit-Supernova-Überrests G0.9+0.1 überein. Die Position der Quelle in der Mitte (HESS J1745-290) ist innerhalb der Fehler (siehe weiter unten) mit dem Zentrum unserer Milchstraße und der sich dort befindlichen Radioquelle Sgr A* vereinbar. Desweiteren gibt es einen Bereich diffuser Emission entlang der galaktischen Ebene (unteres Bild), der mit der Verteilung von Molekülwolken korreliert ist. Das Spektrum der diffusen Emission, ein Potenzgesetz mit Spektralindex $\Gamma = 2.29 \pm 0.07(\text{statistisch}) \pm 0.20(\text{systematisch})$, sowie die Dichte der Wolken lassen vermuten, dass die γ -Strahlung in diesem Fall aus dem Zerfall von neutralen Pionen stammt (hadronischer Ursprung (siehe Abschnitt 3.1.2)).

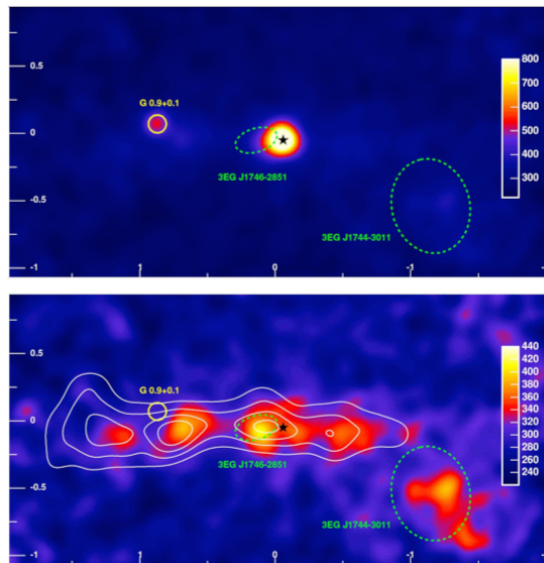


Abbildung 3.5: Das galaktische Zentrum bei TeV-Energien aus Aharonian *et al.* (2006b). Das obere Bild zeigt die Zählraten-Karte. Es sind zwei Regionen starker γ -Emission zu sehen: Der Komposit-Supernova-Überrests G0.9+0.1 (links) und die Quelle HESS J1745-290 im Zentrum unserer Galaxie. Im unteren Bild wurden die beiden dominierenden Punktquellen Sgr A* und G0.9+0.1 abgezogen. Es zeigt sich diffuse Emission entlang der galaktischen Ebene.

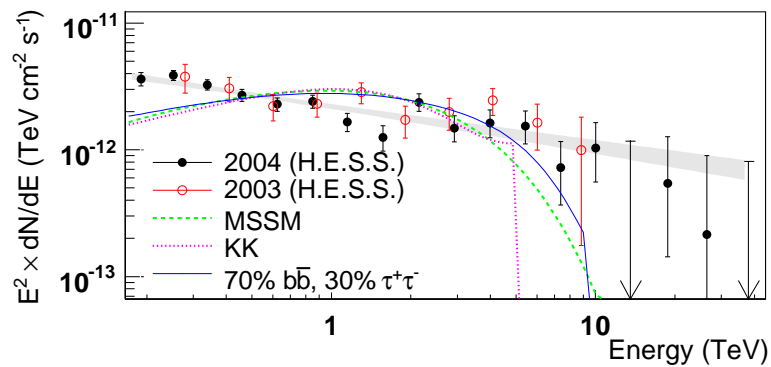


Abbildung 3.6: Die differenzielle Spektrum der γ -Strahlungsquelle HESS J1745-290 aus Aharonian *et al.* (2006c). Die Punkte geben zeigen die von H.E.S.S. gemessenen Daten. Die drei Linien sind berechnete Spektren für verschiedene Modelle von Annihilation von dunkler Materie (auf die nicht näher eingegangen wird.)

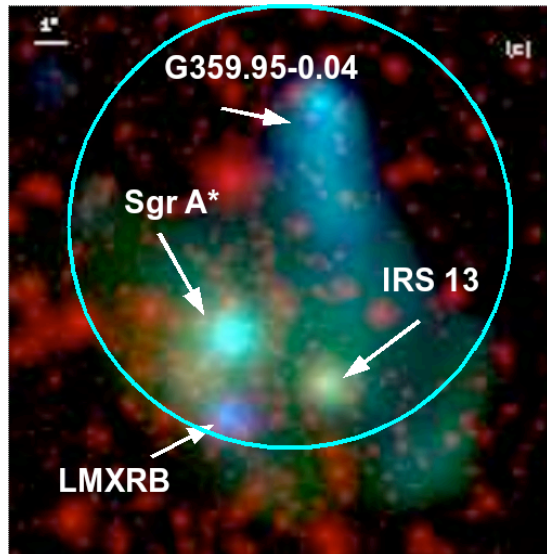


Abbildung 3.7: Das galaktische Zentrum bei Röntgenenergien aus Wang *et al.* (2006). Das Bild zeigt einen Himmelsausschnitt von ca. $17'' \times 17''$. In grün ist die Emission bei 2.5-4 keV, in blau die Emission bei 4-9 keV zu sehen. Rot unterlegt ist die SINFONI-Aufnahme von Eisenhauer *et al.* (2005) (siehe Abschnitt 3.3). Der Kreis markiert die Positionsunsicherheit der TeV-Quelle.

Für die Quelle im Zentrum (HESS J1745-290) wurde ein Energiespektrum gemessen (Aharonian *et al.* 2006c). Das Spektrum (Abbildung 3.6) zwischen 160 GeV und 30 TeV folgt einem Potenzgesetz $\phi(E) \sim E^{-\Gamma}$ mit Index $\Gamma = 2.25 \pm 0.04$ (statistisch) ± 0.10 (systematisch). Die Positionsunsicherheit der TeV-Emission aus der Richtung des galaktischen Zentrums konnte auf $6''$ (systematisch) + $6''$ (statistisch) = $8,5''$ pro Teleskopachse reduziert werden (van Eldik *et al.* 2007). Es bleibt ein systematischer Fehler von $6''$, der aus der Konstruktion der Teleskope herrührt und nicht weiter reduziert werden kann. Aus Beobachtungen im Röntgenbereich bei Energien von 2-10 keV (Abbildung 3.7) ist jedoch zu erkennen, dass sich in einer Region von $6''$ um Sgr A* mehrere Objekte befinden, die Emission im Röntgenlicht zeigen (Baganoff *et al.* 2003) und potenziell auch TeV-Strahlung emittieren könnten:

- **Sgr A*** : Für das supermassive schwarze Loch gibt es mehrere Effekte, die zur γ -Emission führen könnten. Zu hohen Energien beschleunigte Protonen können im Magnetfeld Synchrotron-Strahlung mit TeV-Energien abstrahlen. Elektronen können Krümmungs-Strahlung abstrahlen. Für eine genauere Beschreibung siehe Abschnitt 3.1.
- **Pulsarwindnebel-Kandidat G359.95-0.04**: Der Pulsar im Innern eines Pulsarwindnebels emittiert einen ultra-relativistischen Plasmawind (Rees und Gunn 1974). Dieser Wind interagiert mit der Materie in der Umgebung und bildet ei-

ne Schockfront aus, die Elektronen und Positronen auf sehr hohe Energien beschleunigt. In einem Pulsarwindnebel können Photonen dann über den inversen Compton-Effekt mit diesen Leptonen TeV-Energien erreichen. Im Falle des Pulsarwindnebel-Kandidaten G359.95-0.04 ist der zugehörige Pulsar jedoch bisher nicht entdeckt worden (Wang *et al.* 2006).

- **der Sternhaufen IRS 13:** IRS 13 ist ein Sternhaufen etwa $3''$,6 südwestlich von Sgr A* (Maillard *et al.* 2004). Die in einem Sternhaufen auftretenden energiereichen Sternwinde können, ähnlich wie in einem Pulsarwindnebel, durch die Ausbildung von Schockfronten Leptonen beschleunigen. Über inverse Compton-Streuung mit diesen Leptonen werden hochenergetische Photonen emittiert.
- **das Röntgenbinärsystem (LMXRB) J174540.0-290031:** Ein Röntgenbinärsystem besteht aus einem massiven Objekt (einem Neutronenstern oder einem schwarzen Loch) und einem ihn umkreisenden Stern. Dem Stern wird durch das kompakte Objekt Materie entzogen, wodurch sich eine Akkretionsscheibe bildet. Es wird vermutet, dass in dieser Akkretionsscheibe γ -Strahlung entsteht. Es wurden bisher vier Röntgenbinärsysteme entdeckt, die γ -Strahlung emittieren: PSR B1259-63 (Aharonian *et al.* 2005a), LS I +61 303 (Albert *et al.* 2006), LS 5039 (Aharonian *et al.* 2006a) und Cygnus X-1 (Albert *et al.* 2007).
- **Selbst-Annihilation von dunkler Materie:** Im Rahmen von Modellen der Physik jenseits des Standardmodells der Teilchenphysik werden Teilchen wie z. B. das Neutralino (Supersymmetrie) oder das B^1 (Kaluza-Klein) vorhergesagt. Diese Majorana-Teilchen können selbstannihilieren und dabei zwei Photonen im Bereich von TeV-Energien emittieren (Bergström *et al.* 1998).

Eine eindeutige Zuordnung eines der Kandidaten zu der gemessenen TeV-Strahlung ist durch eine direkte Messung nicht möglich, weil, wie beschrieben, die systematischen Fehler nicht weiter reduziert werden können. Durch spektrale Charakteristika wäre eine Identifizierung jedoch möglich. Beispielsweise würde eine Variabilität, die mit der Umlaufperiode des Sterns im Röntgenbinärsystem korreliert ist, auf diese als Quelle hindeuten. Für den Pulsarwindnebel-Kandidaten wäre eine Messung von Pulsen im TeV-Spektrum ein Hinweis auf den Ursprung der TeV-Strahlung in dieser Region. Im Falle des supermassiven schwarzen Loches Sgr A* gibt es ebenfalls eine Möglichkeit, spektrale Charakteristika zu erhalten: Sterne in der direkten Umgebung von Sgr A* könnten eine zeit- und energieabhängige Abschwächung der Strahlung hervorrufen. Diese Möglichkeit wird im Rahmen dieser Arbeit genauer untersucht. Die Zeitabhängigkeit ist dabei durch die Orbits der Sterne (siehe Abschnitt 3.4) gegeben. Die Energieabhängigkeit wird durch den zu Grunde liegenden Effekt, die γ - γ -Paaerverzeugung (siehe Kapitel 4), verursacht.

3.3 Sterne in direkter Umgebung von Sgr A*

Im optischen Wellenlängenbereich bleibt das GZ auf Grund der starken Extinktion $A_v \approx 31^{\text{mag}}$ für uns verborgen. Im nahen Infrarot wird das Licht durch Staub wesent-

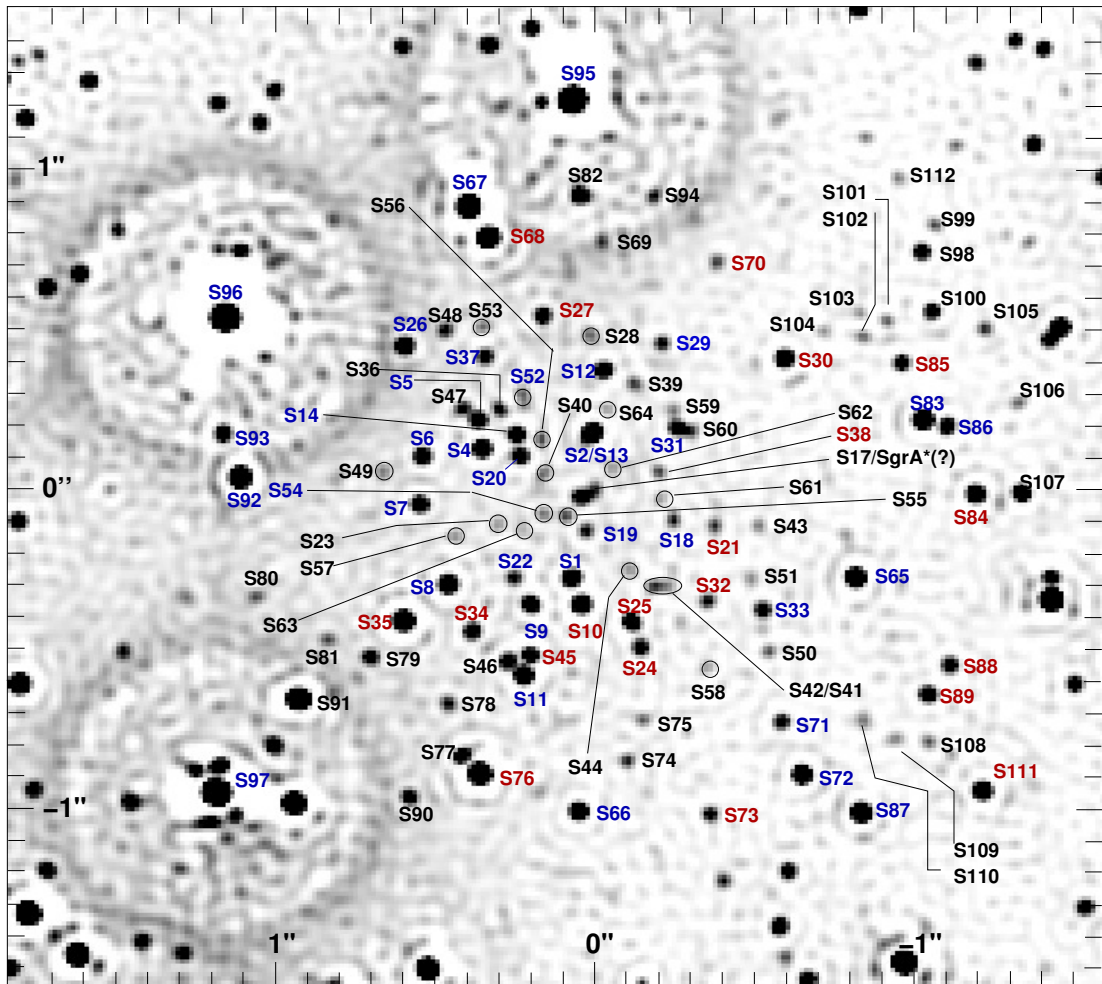


Abbildung 3.8: Das galaktische Zentrum im nahen Infrarot (Gillessen *et al.* 2008). Das Bild zeigt eine Aufnahme des NaCo-Detektorsystems (H-Band), in der Mitte befindet sich die Radioquelle Sgr A^{*}. Die Farben der Bezeichnungen der Sterne geben den Spektraltyp an (blau: früher Sterntyp, rot: später Sternyp, schwarz: unsicher).

lich weniger abgeschwächt ($A_{\text{NIR}} \approx 3^{\text{mag}}$). Mit dem VLT und dem Keck-Teleskop wird das GZ im Infraroten (VLT: Schödel *et al.* (2002); Eisenhauer *et al.* (2005); Gillessen *et al.* (2008), Keck: Ghez *et al.* (2001, 2005)) beobachtet. Abbildung 3.8 links zeigt eine, mit dem NaCo-Detektorsystem³ des VLT gemachte, Aufnahme im H-Band bei einer Wellenlänge von $2,1 \mu\text{m}$. Mit Hilfe der adaptiven Optik und dem daraus resultierenden hohen Auflösungsvermögen von $0'',04$ ist es möglich, einzelne Sterne aufzulösen. Mittlerweile werden bis zu einer Magnitude von $m_{\text{H}} \approx 19,2$ über 100 Sterne in der direkten Umgebung (in einem Himmelsausschnitt von ungefähr $1'' \times 1''$) von Sgr A* beobachtet. Das SINFONI-System ermöglicht es darüber hinaus, mehrere dieser Sterne gleichzeitig spektroskopisch zu vermessen. Daraus konnten mittlerweile für mehr als 50 Sterne die Spektralklassen bestimmt werden. Abbildung 3.8 rechts zeigt eine Aufnahme mit SINFONI. Aus der Farbcodierung der Bezeichnung ist die Spektralklasse zu erkennen. Es zeigt sich, dass ein Großteil der Sterne Hauptreihensterne der Spektralklasse B sind (frühe Sterntypen, blau beschriftet). Für den hellsten dieser sogenannten S-Sterne (S2) konnte der Spektraltyp auf B0-B2.5 eingeschränkt werden (Martins *et al.* 2008). Die leuchtschwächeren Objekte haben einen Spektraltyp B2-B5. Aus der Messung der Position und der Radialgeschwindigkeit ist es gelungen, für einige dieser Sterne Orbits zu berechnen (siehe Abschnitt 3.4). Eine Berechnung mit sieben Sternen zeigt, dass sie innerhalb des Fehlers einen gemeinsamen Brennpunkt an der Position von Sgr A* haben. Aus den Orbits dieser Sterne lässt sich die Entfernung zum GZ geometrisch berechnen. Diese Methode liefert momentan die genauesten Werte. Aus den Orbits der S-Sterne konnte die Entfernung des GZs zur Erde zu einem Wert von $8,33 \pm 0,35 \text{ kpc}$ errechnet werden (Gillessen *et al.* 2008). Außerdem zeigen die Berechnungen, dass die Orientierung der Orbits im Raum willkürlich ist und nicht beispielsweise alle Orbits in einer Ebene liegen. Auf Grund der Messung der Spektralklasse ergibt sich für eine Theorie der Entstehung dieser S-Sterne ein Problem, das sogenannte „Paradox of Youth“ (Ghez *et al.* 2003): Die Sterne können einerseits nicht an ihrem heutigen Ort entstanden sein, weil die zur Sternentstehung benötigten Molekülwolken auf Grund der in der Nähe des supermassiven schwarzen Loches herrschenden starken Gezeitenkräfte nicht kollabieren können, andererseits zeigt ihr Spektraltyp, dass die Sterne ein Alter von ca. 10 Millionen Jahren haben. Diese Lebensdauer ist jedoch zu kurz, als dass die Sterne in dieser Zeit von außerhalb an ihren heutigen Ort gelangt sein können. Löckmann *et al.* (2008) liefern eine mögliche Erklärung: In Simulationen der Interaktion zweier Sternscheiben zeigt sich, dass die S-Sterne aus diesen Scheiben stammen können. Die Simulation kann ebenfalls die hohen Exzentrizitäten der Orbits erklären.

3.4 Orbits der S-Sterne

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit der Beschreibung und Berechnung von Kepler'schen Bahnen. In Unterabschnitt 3.4.1 werden die zur vollständigen Beschreibung von Kepler'schen Bahnen benötigten Parameter definiert. Anschließend wird in Unterabschnitt

³zusammengesetzt aus NAOS und CONICA

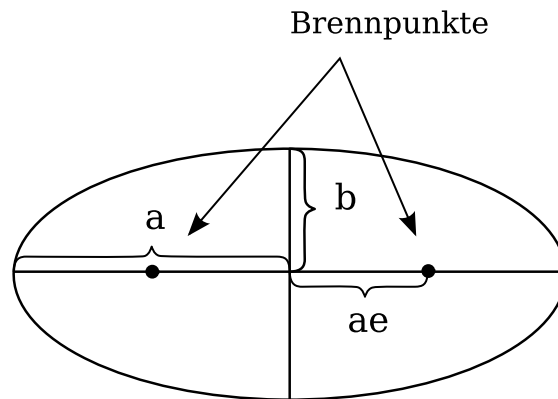


Abbildung 3.9: Definition einer Ellipse. Eine Ellipse kann entweder durch die beiden Halbachsen a und b bestimmt werden oder durch die große Halbachse a und die Exzentrizität e , die die Lage des Brennpunkts bestimmt.

3.4.2 eine Methode entwickelt, um aus vorgegebenen Parametern die übrigen zu berechnen. Diese beiden Unterabschnitte folgen der im Skript von Horn *et al.* (2001) beschriebenen Methode, welche in Unterabschnitt 3.4.3 konkret auf die Berechnung der Orbits der S-Sterne angewendet wird.

3.4.1 Definition von Orbitalparametern

Die Bewegung aller Massen im Universum folgt den Gesetzen der Gravitation. Sie hält beispielsweise die Planeten auf Bahnen um die Sonne oder auch Sterne auf ihren Bahnen um das Zentrum der Galaxie. Dass sich die Planeten auf elliptischen Bahnen um die Sonne bewegen, wurde erstmals von Johannes Kepler Ende des 16. Jahrhunderts durch seine drei Gesetze der Planetenbewegung beschrieben. Fast ein Jahrhundert später gelang es Isaac Newton, diese Gesetze aus seinem Gravitationsgesetz abzuleiten.

Orbitalparameter in der Bahnebene

Das erste Kepler'sche Gesetz besagt, dass sich Satelliten⁴ auf elliptischen Bahnen um das Zentralobjekt bewegen. Eine Ellipse lässt sich mathematisch durch die Angabe der großen Halbachse a und der Exzentrizität e beschreiben (siehe Abbildung 3.9). Um die Lage des Orbits beschreiben zu können, betrachten wir zunächst die Bewegung in der Ebene des Orbits wie in Abbildung 3.10 dargestellt. Hier ist die Lage zweier Winkel zu sehen. Einerseits die wahre Anomalie θ , der Winkel zwischen der X-Achse und dem Abstand Brennpunkt Satellit, andererseits die exzentrische Anomalie E . Die Lage des

⁴Der Ausdruck Satellit steht hier und im Folgenden allgemein für einen Körper auf einem Orbit um einen Zentralkörper.

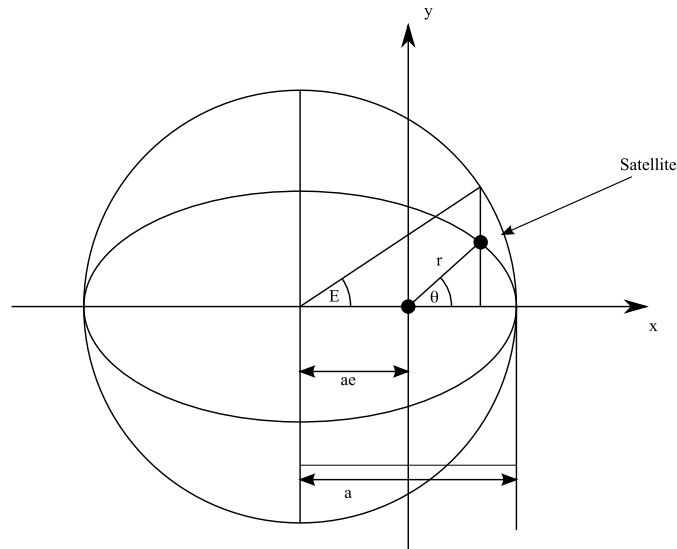


Abbildung 3.10: Definition der wahren und der exzentrischen Anomalie.

Satelliten lässt sich mit diesen Winkeln dann folgendermaßen beschreiben:

$$\begin{aligned} x &= r \cos \theta = a(\cos E - e) \\ y &= r \sin \theta = a\sqrt{(1 - e^2)} \sin E. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Es ist üblich, noch einen dritten Winkel zu definieren, die mittlere Anomalie M . Dieser Winkel hat physikalisch folgende Bedeutung: M entspricht dem Winkel, den ein Satellit mit der gleichen Halbachse a , der sich jedoch auf einer Kreisbahn befindet, in der gleichen Zeit t überstreicht, wie ein Satellit, der die exzentrische Anomalie E ab der Periapsis (T_P : Zeitpunkt der Periapsis⁵) überstreicht.

$$M = n(t - T_p) \quad (3.11)$$

$$\text{mit } n = \frac{2\pi}{\tau} \quad (3.12)$$

$$\tau = t - T_p$$

n ist hierbei die so genannte „mittlere Bewegung“, definiert durch die Gleichung (3.12). Der große Vorteil der mittleren Anomalie besteht darin, dass dieser Winkel linear mit der Zeit anwächst, wie leicht aus Gleichung (3.11) abzulesen ist. Er hat jedoch genaugenommen keine geometrische Bedeutung.

Orbitalparameter im Bezugssystem des Zentralkörpers

Zur Beschreibung der Satellitenbahn im Bezugssystem des Zentralkörpers mit Masse M wird das Koordinatensystem nach Abbildung 3.11 definiert. Die Berechnung der Bahn

⁵Die Periapsis ist der Punkt des Orbits mit dem kleinsten Abstand zum Zentralobjekt.

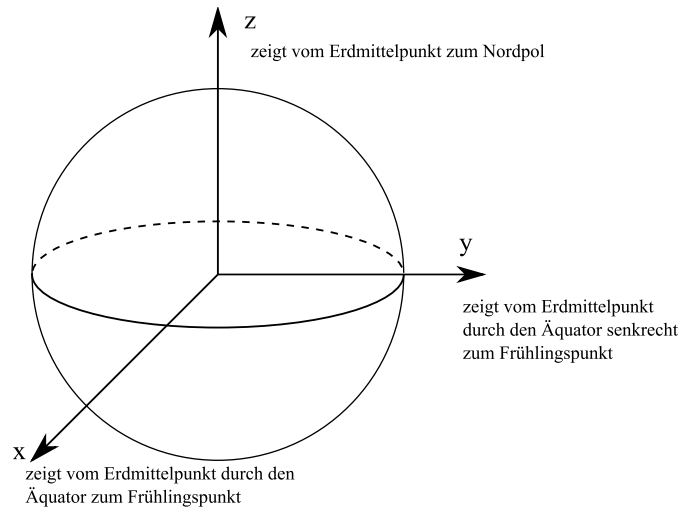


Abbildung 3.11: Definition des Koordinatensystems.

des Satelliten (Masse m) ergibt sich aus dem Gravitationsgesetz. Um die Newton'sche Bewegungsgleichung

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = - \frac{G(m+M)\hat{r}}{r^3} \quad (3.13)$$

zu lösen, wird ein Satz von Anfangswerten benötigt. Es handelt sich um eine Differenzialgleichung zweiter Ordnung, die sich durch die Angabe des Anfangsortes $r(t=0)$ und der Anfangsgeschwindigkeit $v(t=0)$ lösen lässt. In drei Dimensionen werden also 6 Parameter benötigt. Eine zweckmäßige, wenn auch nicht die einzige Möglichkeit, besteht darin, beispielsweise die Parameter $x_0, y_0, z_0, v_{x,0}, v_{y,0}, v_{z,0}$ zu wählen mit $\vec{r} = x\hat{i} + y\hat{j} + z\hat{k}$ und $\vec{v} = v_x\hat{i} + v_y\hat{j} + v_z\hat{k}$. Hierbei sind \hat{i}, \hat{j} und \hat{k} die Einheitsvektoren in x, y und z-Richtung. Wie in Abschnitt 3.4.1 beschrieben, lässt sich der Orbit des Satelliten in der Bahnebene durch die Angabe der großen Halbachse a , der Exzentrizität e und der wahren (θ) bzw. der exzentrischen (E) Anomalie beschreiben (Gleichung (3.10)). Die Lage der Bahn im XYZ-Koordinatensystem (Abbildung 3.11) wird durch die in Abbildung 3.12 gezeigten Parameter Inklination i , Rektaszension des aufsteigenden Knotens Ω und das Argument des Perigäums ω festgelegt. Zur vollständigen Beschreibung eines Orbits in XYZ-Koordinatensystem werden also 6 Orbitalparameter benötigt:

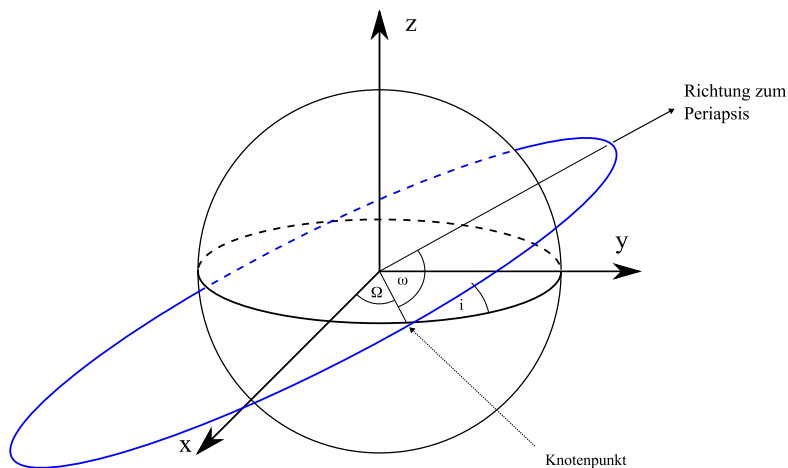


Abbildung 3.12: Orbitalparameter im Bezugssystem der Erde.

a	Große Halbachse
e	Exzentrizität
i	Inklination: Der Winkel zwischen dem Erdäquator und der Ebene des Orbit
Ω	Rektaszension des aufsteigenden Knotens: Der Winkel in der Äquatorebene zwischen der x-Achse und dem Schnittpunkt des Orbits mit der Äquatorebene
ω	Argument des Perigäums: Der Winkel in der Orbitalebene zwischen Knotenpunkt und Perigäum
M oder T_p	Mittlere Anomalie oder Epoche.

Orbitalparameter im PQW-System

Um nun die Lage des Gesamtsystems Satellit Zentralkörper relativ zur Erde zu beschreiben wird das sogenannte PQW-System wie folgt definiert (vgl. Abbildung 3.13):

\vec{P} liegt in der Orbitalebene und zeigt vom Erdmittelpunkt zum Perigäum

\vec{Q} liegt in der Orbitalebene und zeigt vom Erdmittelpunkt in die Richtung 90° weiter als das Perigäum

\vec{W} zeigt vom Erdmittelpunkt in die Richtung senkrecht zur Orbitalebene, sodass sich ein rechtshändiges Koordinatensystem ergibt.

Die Einheitsvektoren \vec{P} , \vec{Q} und \vec{W} lassen sich durch eine Koordinatentransformation mit Rotationsmatrizen aus den Vektoren \hat{i} , \hat{j} und \hat{k} berechnen:

1. Rotation des XYZ-Koordinatensystems um den Winkel Ω um die z-Achse
2. Rotation des gedrehten Systems um den Winkel i um die neue x-Achse

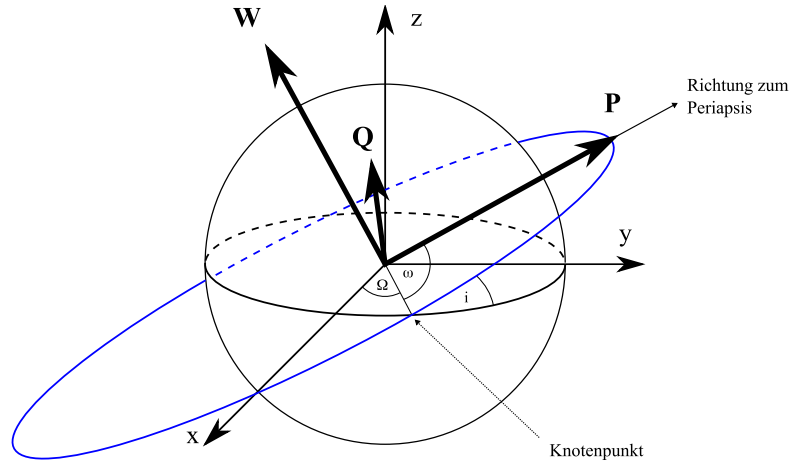


Abbildung 3.13: Definition des PQW-Koordinatensystems.

3. Rotation des gedrehten Systems um den Winkel ω um die neue z-Achse.

$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} \vec{P} \\ \vec{Q} \\ \vec{W} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos \omega & \sin \omega & 0 \\ -\sin \omega & \cos \omega & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos i & \sin i \\ 0 & -\sin i & \cos i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \Omega & \sin \Omega & 0 \\ -\sin \Omega & \cos \Omega & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{i} \\ \vec{j} \\ \vec{k} \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} \cos \omega & \sin \omega & 0 \\ -\sin \omega & \cos \omega & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \Omega & \sin \Omega & 0 \\ -\cos i \sin \Omega & \cos i \cos \Omega & \sin i \\ \sin i \sin \Omega & -\sin i \cos \Omega & \cos i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{i} \\ \vec{j} \\ \vec{k} \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} \cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \cos i \sin \Omega & \cos \omega \sin \Omega + \sin \omega \cos i \cos \Omega & \sin \omega \sin i \\ -\sin \omega \cos \Omega - \cos \omega \cos i \sin \Omega & -\sin \omega \sin \Omega + \cos \omega \cos i \cos \Omega & \sin i \cos \Omega \\ \sin i \sin \Omega & -\sin i \cos \Omega & \cos i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{i} \\ \vec{j} \\ \vec{k} \end{pmatrix} \quad (3.14)
 \end{aligned}$$

3.4.2 Berechnung von Orbits

Um nun konkret den Sternorbit, d. h. die Vektoren \vec{r} und \vec{v} aus den gegebenen Orbitalparametern $\{a, e, i, \Omega, \omega, T_P\}$, zu berechnen, wird wie folgt vorgegangen: Zunächst wird die exzentrische Anomalie E berechnet:

$$M = E - e \sin E. \quad (3.15)$$

Dies wird mit folgendem iterativen Verfahren durchgeführt:

$$\begin{aligned}
 E_0 &= M, \quad i = 0 \\
 E_{i+1} &= E_i - \frac{E_i - e \sin E_i - M}{1 - e \cos E_i} \\
 i &\longrightarrow i + 1 \quad \text{bis } |E_i - E_{i+1}| < \varepsilon.
 \end{aligned}$$

Nun werden die Einheitsvektoren \vec{P}, \vec{Q} und \vec{W} nach Gleichung (3.14) berechnet:

$$\begin{aligned} P_x &= \cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \cos i \sin \Omega \\ P_y &= \cos \omega \sin \Omega + \sin \omega \cos i \cos \Omega \\ P_z &= \sin \omega \sin i \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Q_x &= -\sin \omega \cos \Omega - \cos \omega \cos i \sin \Omega \\ Q_y &= -\sin \omega \sin \Omega + \cos \omega \cos i \cos \Omega \\ Q_z &= \cos \omega \sin i \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} W_x &= \sin i \sin \Omega \\ W_y &= -\sin i \cos \Omega \\ W_z &= \cos i. \end{aligned}$$

Damit sind alle Parameter zur Berechnung des Ortsvektors \vec{r} und des Geschwindigkeitsvektors \vec{v} bekannt:

$$\vec{r} = a(\cos E - e)\vec{P} + a\sqrt{1 - e^2} \sin E\vec{Q} \quad (3.16)$$

$$\vec{v} = \frac{1}{1 - e \cos E} \sqrt{\frac{\mu}{a}} \cdot \left(-(\sin E)\vec{P} + \sqrt{1 - e^2}(\cos E)\vec{Q} \right). \quad (3.17)$$

Mit diesen beiden Gleichung lässt sich die Bahn des Satelliten aus den Orbitalparametern berechnen.

3.4.3 Berechnung der Orbits der S-Sterne

Aus Beobachtung im nahen Infrarot (K-Band) konnten durch Messung der Positionen und der Radialgeschwindigkeiten die Orbitalparameter einiger S-Sterne berechnet werden (vgl. Abschnitt 3.3). In Tabelle 3.1 sind die aus Gillessen *et al.* (2008) übernommenen Daten eingetragen. Aus diesen Daten wurden mit dem in Abschnitt 3.4.2 vorgestellten Verfahren im Rahmen dieser Arbeit für die S-Sterne die Orbits berechnet. D. h., aus den Orbitalparametern $\{a, e, i, \Omega, \omega, T_P\}$ wurden die x-,y- und z-Komponenten des Ortsvektors \vec{r} berechnet. Abbildung 3.14 zeigt die Länge dieses Ortvektors \vec{r} (Gleichung (3.16)), also den Abstand zwischen Stern und Sgr A* als Funktion der Zeit für einige ausgewählte S-Sterne. Die hier gezeigten Sterne (S2, S6, S9, S14, S17 und S27) sind die Kandidaten, für die die stärkste Absorption erwartet wird (siehe Kapitel 4). Wie für Keplerbahnen erwartet, hat $r(t)$ einen periodischen Verlauf. Der Fehler auf den Ortsvektor konnte im Rahmen dieser Arbeit leider nicht exakt berechnet werden, weil dazu die genaue Kenntnis der Korrelationen zwischen den mit dem VLT gemessenen Positionen und Geschwindigkeiten sowie den Orbitalparametern notwendig ist. Diese sind in 6×6 -Matrizen gegeben und lagen bis zum Abschluss dieser Arbeit leider nicht vor. Der Fehler sollte aber im Bereich von Millibogensekunden liegen.

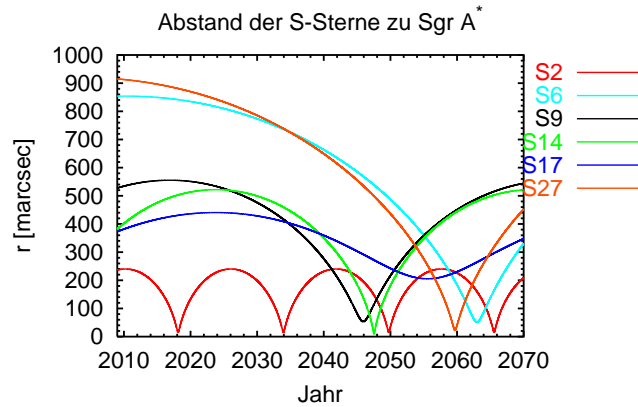


Abbildung 3.14: Abstand zu Sgr A* für ausgewählte S-Sterne.

In Abbildung 3.15 ist die Projektion der Orbits auf den Himmel zu sehen, d. h. hier ist die y-Komponente des Ortsvektor \vec{r} gegen die x-Komponente aufgetragen. Es ist klar zu erkennen, dass die Sterne sich auf elliptischen Bahnen um Sgr A* bewegen. Auffallend ist, dass die Orbits zufällig im Raum verteilt und nicht in einer Scheibe angeordnet sind. Dies bestätigt das in Abschnitt 3.3 angesprochene „Paradox of Youth“.

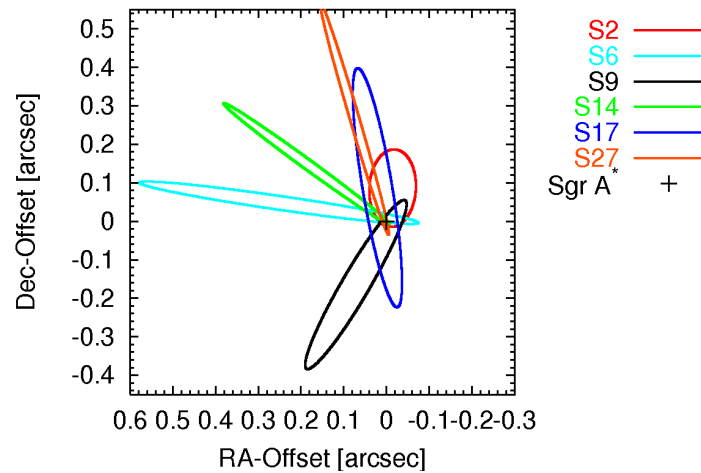


Abbildung 3.15: Himmelsprojektion einiger aus Tabelle 3.1 berechneten Orbits der S-Sterne.

Stern in	a arcsec	e	i °	Ω °	ω °	T_P Jahr	T Jahre
S1	0.508 ± 0.028	0.496 ± 0.028	120.82 ± 0.46	341.61 ± 0.51	115.3 ± 2.5	2000.95 ± 0.27	132 ± 11
S2	0.123 ± 0.001	0.880 ± 0.003	135.25 ± 0.47	225.39 ± 0.84	63.56 ± 0.84	2002.32 ± 0.01	15.80 ± 0.11
S4	0.298 ± 0.019	0.406 ± 0.022	77.83 ± 0.32	258.11 ± 0.30	316.4 ± 2.9	1974.4 ± 1.0	59.5 ± 2.6
S5	0.250 ± 0.042	0.842 ± 0.017	143.7 ± 4.7	109 ± 10	236.3 ± 8.2	1983.6 ± 2.5	45.7 ± 6.9
S6	0.436 ± 0.153	0.886 ± 0.026	86.44 ± 0.59	83.46 ± 0.69	129.5 ± 3.1	2063 ± 21	105 ± 34
S8	0.411 ± 0.004	0.824 ± 0.014	74.01 ± 0.73	315.90 ± 0.50	345.2 ± 1.1	1983.8 ± 0.4	96.1 ± 1.6
S9	0.293 ± 0.052	0.825 ± 0.020	81.00 ± 0.70	147.58 ± 0.44	225.2 ± 2.3	1987.8 ± 2.1	58 ± 9.5
S12	0.308 ± 0.008	0.900 ± 0.003	31.61 ± 0.76	240.4 ± 4.6	308.8 ± 3.8	1995.63 ± 0.03	62.5 ± 2.3
S13	0.297 ± 0.012	0.490 ± 0.023	25.5 ± 1.6	73.1 ± 4.1	248.2 ± 5.4	2004.90 ± 0.09	59.2 ± 3.8
S14	0.256 ± 0.010	0.963 ± 0.006	99.4 ± 1.0	227.74 ± 0.70	339.0 ± 1.6	2000.07 ± 0.06	47.3 ± 2.9
S17	0.311 ± 0.004	0.364 ± 0.015	96.44 ± 0.18	188.06 ± 0.32	319.4 ± 3.2	1992.0 ± 0.3	63.2 ± 2.0
S18	0.265 ± 0.080	0.759 ± 0.052	116.0 ± 2.7	215.2 ± 3.6	151.7 ± 2.9	1996.0 ± 0.9	50 ± 16
S19	0.798 ± 0.064	0.844 ± 0.062	73.58 ± 0.61	342.9 ± 1.2	153.3 ± 3.0	2005.10 ± 0.22	260 ± 31
S21	0.213 ± 0.041	0.784 ± 0.028	54.8 ± 2.7	252.7 ± 4.2	182.6 ± 8.2	2028.1 ± 5.5	35.8 ± 6.9
S24	1.060 ± 0.178	0.933 ± 0.010	106.30 ± 0.93	4.2 ± 1.3	291.5 ± 1.5	2024.9 ± 5.5	398 ± 73
S27	0.454 ± 0.078	0.952 ± 0.006	92.91 ± 0.73	191.90 ± 0.92	308.2 ± 1.8	2059.7 ± 9.9	112 ± 18
S29	0.397 ± 0.335	0.916 ± 0.048	122 ± 11	157.2 ± 2.5	343.3 ± 5.7	2021 ± 18	91 ± 79
S31	0.298 ± 0.044	0.934 ± 0.007	153.8 ± 5.8	103 ± 11	314 ± 10	2013.8 ± 2.2	59.4 ± 9.2
S33	0.410 ± 0.088	0.731 ± 0.039	42.9 ± 4.5	82.9 ± 5.9	328.1 ± 4.5	1967.9 ± 6.5	96 ± 21
S38	0.139 ± 0.041	0.802 ± 0.041	166 ± 22	286 ± 68	203 ± 68	2003.0 ± 0.2	18.9 ± 5.8

Tabelle 3.1: Orbitalparameter von S-Sternen aus Gillessen *et al.* (2008). Die einzelnen Parameter sind im Text beschrieben, T ist die Umlaufzeit.

Kapitel 4

Absorption durch Paarerzeugung

4.1 Gamma-Gamma Paarerzeugung

Der Prozess der Paarerzeugung

$$\gamma + \gamma' \longrightarrow e^+ + e^-$$

ist im Rahmen der Quantenelektrodynamik gut verstanden. Zwei Photonen (in dieser Arbeit ein hochenergetisches γ -Photon der Energie E und ein niederenergetisches Photon des S-Sterns mit der Energie ε) annihilieren und bilden ein Elektron-Positron-Paar. Der integrale Wirkungsquerschnitt σ der Paarerzeugung

$$\sigma(\varepsilon, E, \theta) = \frac{3\sigma_T}{16}(1 - \beta^2) \left[(3 - \beta^4) \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} + 2\beta(\beta^2 - 2) \right] \quad (4.1)$$

σ_T : Thomson Wirkungsquerschnitt

ist dabei abhängig von der Geschwindigkeit βc des Elektrons (bzw. Positrons) im Schwerpunktsystem (Gould und Schröder 1967). Seien k und k' die Viererimpulse der Photonen, p der des Elektrons und p' der Viererimpuls des Positrons (vgl. Abbildung 4.1 links). Aus der Viererimpulserhaltung ($k + k' = p + p'$) folgt dann durch Quadrieren (ψ ist der Winkel zwischen den Photonen im Laborsystem):

$$\begin{aligned} k^2 + 2k'_\mu k^\mu + k'^2 &= p^2 + 2p'_\mu p^\mu + p'^2 \\ 2\varepsilon E(1 - \cos \psi) &= (m_e c^2)^2 + 2(E_{e^+} E_{e^-} - \vec{p}\vec{p}') + (m_e c^2)^2. \end{aligned} \quad (4.2)$$

Die Energieschwelle der Paarerzeugungsreaktion erhält man durch die Annahme, dass das Elektron und das Positron in Ruhe sind ($\vec{p} = \vec{p}' = 0$). Mit Hilfe der relativistischen Masse-Impuls-Beziehung

$$E^2 = (m_e c^2)^2 + (\vec{p}c)^2. \quad (4.3)$$

erhält man als Schwellbedingung:

$$\varepsilon E \geq \frac{2m_e^2 c^4}{(1 - \cos \psi)} \quad (4.4)$$

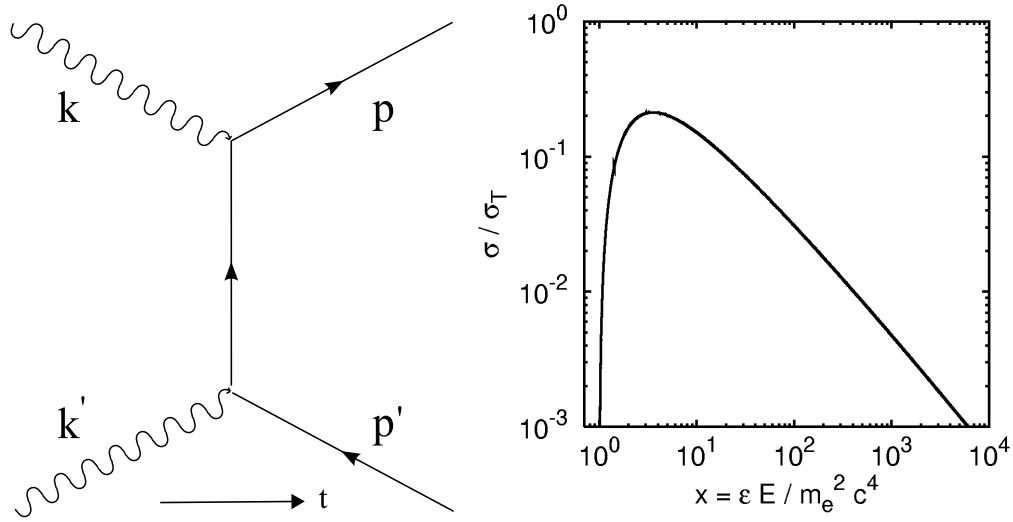


Abbildung 4.1: *Links*: Feynmangraph der Paarerzeugungsreaktion. k und k' bezeichnen die Vierervektoren der Photonen, p und p' sind die Vierervektoren des Elektrons und des Positrons. *Rechts*: Über alle Winkel integrierter (totaler) Wirkungsquerschnitt der Paarerzeugung in doppelt-logarithmischer Darstellung.

Aus Gleichung (4.2) erhält man in der Näherung für hohe Energien, d. h. $E \gg m_e c^2$, sowie aus der Tatsache, dass die Impulse \vec{p} und \vec{p}' im Schwerpunktsystem antiparallel sind ($\vec{p} = -\vec{p}'$):

$$2\varepsilon E(1 - \cos \psi) = 4E_e^2. \quad (4.5)$$

Für die auf die Energieschwelle normierte Schwerpunktsenergie s folgt dann:

$$\begin{aligned} s &= \left(\frac{E_e}{m_e c^2} \right)^2 \\ &= \left(\frac{\varepsilon E}{2m_e^2 c^4} \right) (1 - \cos \psi). \end{aligned} \quad (4.6)$$

Daraus ergibt sich für β :

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{|p_e|c}{E_e} = \sqrt{1 - \frac{1}{s}} \\ \beta &= \left(1 - \frac{2m_e^2 c^4}{\varepsilon E(1 - \cos(\psi))} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (4.7)$$

In Abbildung 4.1 (rechts) ist der totale Wirkungsquerschnitt als Funktion der Energie aufgetragen. Zu sehen ist hier der über alle Winkel ψ integrierte Wirkungsquerschnitt. Es ist üblich, die X-Achse in Einheiten des Schwellenwerts (für $\psi = 180^\circ$)

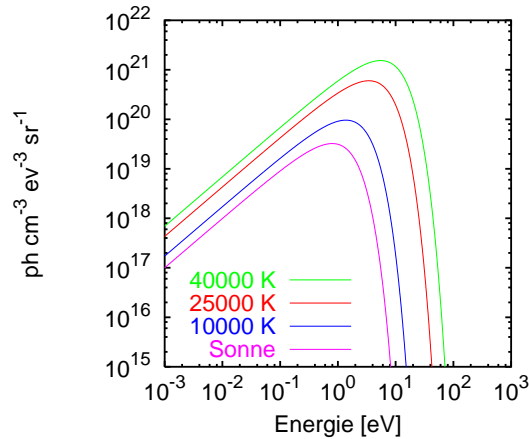


Abbildung 4.2: Photonendichte eines schwarzen Strahlers für verschiedene Temperaturen in $\text{ph cm}^{-3} \text{eV}^{-3} \text{sr}^{-1}$ (doppelt-logarithmische Darstellung).

$x = (\epsilon E)/(m_e^2 c^4)$ aufzutragen (vgl. Gleichung (4.4)). Die Y-Achse ist auf den Thompson-Wirkungsquerschnitt $\sigma_T = 6,6524 \times 10^{-25} \text{cm}^2$ normiert. Der Wirkungsquerschnitt steigt ab dem Schwellenwert¹ bei $2m_e = 1,022 \text{MeV}$ steil an und erreicht ein ausgeprägtes Maximum bei $x_{\text{max}} \approx 3,6$. Allgemein gilt für die Energie E_{max} für die der Wirkungsquerschnitt als Funktion der Energie des niederenergetischen Photons ϵ maximal wird:

$$E_{\text{max}} = 0,9 \left(\frac{\epsilon}{\text{eV}} \right)^{-1} \text{TeV}. \quad (4.8)$$

Für die hier betrachtete Reaktion von hochenergetischen TeV-Photonen bedeutet dies, dass der Wirkungsquerschnitt für ein hochenergetisches γ -Photon der Energie $E = 1 \text{TeV}$ mit einem Photon der Energie $\epsilon \sim 1 \text{eV}$ maximal wird.

In dieser Arbeit wird der Einfluss der Photonen der S-Sterne (siehe Abschnitt 3.3) auf die TeV-Photonen untersucht. Für die Energieverteilung der Photonen des Sterns wird ein Schwarzkörper-Spektrum angenommen (Planck'sches Strahlungsgesetz). Es lautet in Einheiten von Photonen pro Volumen, Energie und Raumwinkel:

$$n_\epsilon = \frac{2\epsilon^2}{h^3 c^3} \left[\exp \left(\frac{\epsilon}{k_B T_{\text{eff}}} - 1 \right) \right]^{-1}. \quad (4.9)$$

Der Verlauf ist in Abbildung 4.2 für verschiedenen Temperaturen gezeigt. Für die hier betrachteten Sterne der Spektralklasse B einer Temperatur zwischen $\sim 10\,000 \text{K}$ und $\sim 30\,000 \text{K}$ ergibt sich ein Maximum² bei $\sim 3,5 \text{eV}$. Die Absorption durch Paarerzeugung mit diesen Photonen wird für hochenergetische Photonen im Bereich von 250GeV maximal (Gleichung (4.8)). In diesem Energiebereich kann ein merklicher Absorptionseffekt erwartet werden.

¹für $\psi = 180^\circ$

²für $T_{\text{eff}} = 25\,000 \text{K}$

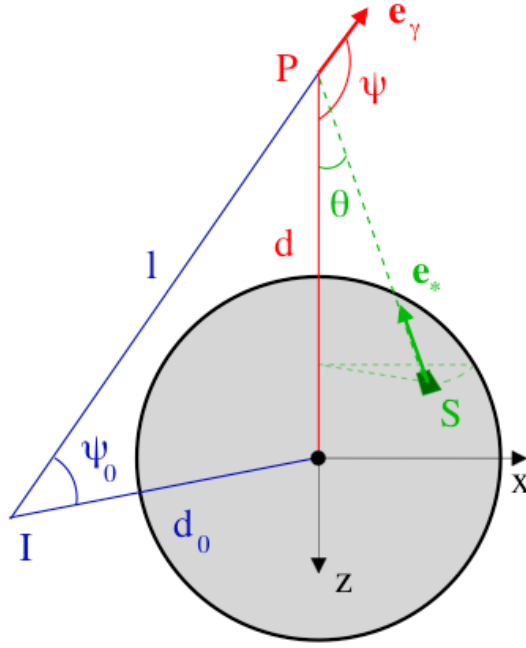


Abbildung 4.3: Geometrie der Absorption von γ -Photonen durch S-Sterne aus Dubus (2006). In der Darstellung ist das Koordinatensystem so gewählt, dass die Y-Achse in die Bildebene zeigt.

4.2 Optische Tiefe τ

Um die Abschwächung physikalisch zu beschreiben, wird als Maß die Absorption $\exp(-\tau)$ verwendet. Der Exponent τ ist hierbei die optische Tiefe. Allgemein gilt für die differentielle optische Tiefe (Gould und Schröder 1967):

$$d\tau_{\gamma\gamma} = (1 - \vec{e}_\gamma \vec{e}_*) n_\epsilon \sigma \, d\epsilon d\Omega dl. \quad (4.10)$$

Die der Absorption von γ -Photonen durch Paarerzeugung mit den Photonen von S-Sternen zu Grunde liegende Geometrie und die Definition der Einheitsvektoren \vec{e}_γ und \vec{e}_* ist in Abbildung 4.3 zu sehen. Für die Richtungseinheitsvektoren \vec{e}_γ des hochenergetischen γ -Photons und \vec{e}_* des Sterns gilt. Der Winkel ϕ liegt dabei in der y-z-Ebene (in der Abbildung nicht zu sehen):

$$1 - (\vec{e}_\gamma \vec{e}_*) = 1 + \cos \psi \cos \theta + \sin \psi \cos \phi \sin \theta. \quad (4.11)$$

Für den Raumwinkel $d\Omega$ gilt:

$$d\Omega = \sin \theta d\phi d\theta. \quad (4.12)$$

Für den Winkel ψ gilt:

$$\psi = \tan^{-1} \left(\frac{d_0 \sin \psi_0}{d_0 \cos \psi_0 - l} \right) \quad (4.13)$$

für $l < d_0 \cos \psi_0$

$$\psi = \pi + \tan^{-1} \left(\frac{d_0 \sin \psi_0}{d_0 \cos \psi_0 - l} \right) \quad (4.14)$$

für $l > d_0 \cos \psi_0$.

Die Entfernung d berechnet sich zu:

$$d^2 = d_0^2 + l^2 - 2d_0l \cos \psi_0. \quad (4.15)$$

Daraus ergibt sich dann die optische Tiefe τ als Integral über den Weg (vom Ort des Beobachters (0) bis zum Ort der Quelle R), die Sternoberfläche und die Energie ε der niederenergetischen Photonen (Dubus 2006). Es wird dabei über die Energie der Photonen von einer, durch die Energieschwelle gegebenen, Minimalenergie ($\varepsilon_{\min} = m_e^2 c^4 / E$) bis unendlich integriert:

$$\tau(E) = \int_0^R dl \int_{c_{\min}}^1 d \cos \psi \int_0^{2\pi} d\phi \int_{\varepsilon_{\min}}^{\infty} d\varepsilon \sigma(\varepsilon, E, \psi) n(\varepsilon, r) (1 - \cos \psi) \quad (4.16)$$

mit $c_{\min} = \left(1 - \left(\frac{R_*^2}{d^2} \right) \right)^{1/2}$.

In dieser Arbeit wird an Stelle der exakten Berechnung nach Gleichung (4.16) folgende Näherung verwendet (vgl. Abbildung 4.4): Unter der Annahme, dass die Entfernung r_{LS} im Vergleich zum Sternradius R_S sehr groß ist, kann der Stern als punktförmig angesehen werden. Dadurch reduziert sich die Integration von vier auf zwei Integrale:

$$\tau(E) = \int_0^R dl \int_{\varepsilon_{\min}}^{\infty} d\varepsilon \pi \left(\frac{R_*}{d} \right)^2 \sigma(\varepsilon, E, \psi) n(\varepsilon, r) (1 - \cos \psi). \quad (4.17)$$

4.3 Berechnung der optischen Tiefe für S-Sterne

In diesem Abschnitt wird die optische Tiefe der γ -Photonen aus der Richtung des galaktischen Zentrums unter Einbeziehung der möglichen Absorption durch Photonen der S-Sterne mit Gleichung 4.17 berechnet. Dazu wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Computerprogramm entwickelt, um die beiden Integrationen numerisch ausführen zu können. Zur Vereinfachung der numerischen Berechnung wird die Integration über den Weg l in eine Integration über den Winkel ψ geändert. Dies ist numerisch leichter zu handhaben, weil nur maximal über einen Bereich von 0 bis 2π integriert werden muss und nicht über die Entfernung, die sich über viele Zehnerpotenzen erstrecken kann. Mit der Beziehung (vgl. Abbildung 4.4)

$$\tan \psi = \frac{r_{\text{LS}}}{l} \quad (4.18)$$

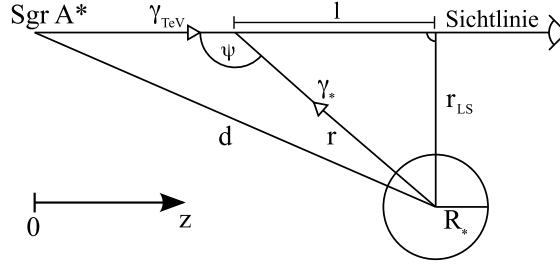


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der zu Grunde liegenden Geometrie für die Absorption. Ein γ -Photon aus der Richtung von Sgr A* wechselwirkt unter einem Winkel ψ mit einem niederenergetischen Photon des Sterns.

folgt dann für τ :

$$\tau(E, t) = \int_0^{\psi_{\max}(t)} d\psi \left[-r(t) \left(1 + \frac{1}{\tan^2 \psi} \right) \right] \int_{\varepsilon_{\min}}^{\infty} d\varepsilon \sigma(\varepsilon, E, \psi) n(\varepsilon, r) (1 - \cos \psi) \quad (4.19)$$

Der maximale Winkel ψ_{\max} , bis zu welchem integriert wird, errechnet sich dabei aus der z -Position r_z des Sterns (vgl. Abbildung 4.4):

$$\psi_{\max} = \begin{cases} \pi - \arctan(r_{\text{LS}}/r_z) & \text{für } r > 0 \\ \arctan(r_{\text{LS}}/r_z) & \text{für } r < 0. \end{cases} \quad (4.20)$$

Numerische Integration

Um ein bestimmtes Integral numerisch zu berechnen, gibt es verschiedene Verfahren, sogenannte Quadraturverfahren. Dazu wird zunächst eine Variablentransformation $x = a + t(b - a)$ durchgeführt:

$$\int_a^b f(x) dx = (b - a) \int_0^1 f(a + t(b - a)) dt.$$

Man kann sich nun ohne Beschränkung der Allgemeinheit auf das Intervall $[0, 1]$ beschränken. Quadraturformeln werden nun konstruiert, indem man das Intervall in Knoten unterteilt, für jedes Intervall ein Polynom p von f zu diesen Knoten bestimmt und als Näherung für das Integral das Integral über das Polynom wählt. Je nach Wahl von Knoten und Polynom ergeben sich verschiedene numerische Integrationsverfahren, eines der einfachsten ist z.B. die Trapezregel:

$$\int_a^b f(x) dx \approx (b - a) \frac{f(a) + f(b)}{2}.$$

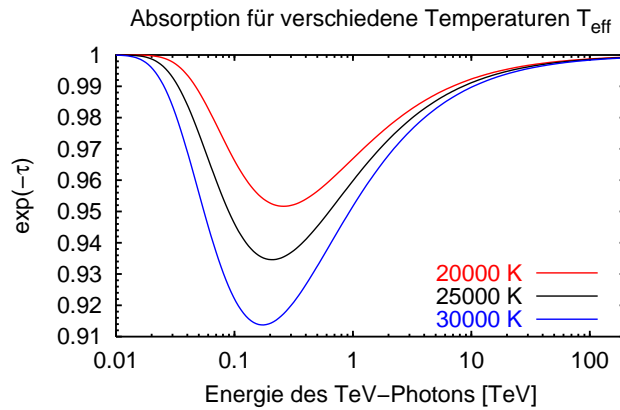


Abbildung 4.5: Abhängigkeit der Absorption von der Effektivtemperatur. Für höhere Temperaturen erhöht sich die Absorption, das Maximum verschiebt sich zu niedrigeren Energien.

Hierbei werden die Knoten äquidistant gewählt. Eine weitere Möglichkeit der numerischen Integration besteht darin, die Knoten in unterschiedlichem Abstand zu wählen, um Funktionen mit sehr unterschiedlichem Verhalten im Integrationsintervall besser berechnen zu können. Diese sind die sogenannten adaptiven Quadraturverfahren. Das Computerprogramm zur Berechnung verwendet ein adaptives Verfahren, den *Gauß-Kronrod-Algorithmus*. Die hier verwendeten Routinen zur Berechnung wurden der GNU Scientific Library (GSL) entnommen.

Einfluss der Spektralklasse

In die Berechnung der durch die S-Sterne verursachten Absorption geht nach Gleichung (4.19) die Photonendichte n ein. In Abbildung 4.5 ist der Einfluss der Temperatur auf die Absorption zu sehen. Für einen festen Abstand r_{LS} ist hier für eine Energie von 200 GeV die Absorption aufgetragen. Das Maximum der Absorption verschiebt sich für heißere Sterne zu niedrigeren Energien (Wien'sches Verschiebungsgesetz), die optische Tiefe erhöht sich. Daraus ergibt sich eine größere Absorption. Für die S-Sterne ist die Spektralklasse nicht genau bekannt (vgl. 3.3). Daraus ergibt sich eine Unsicherheit auf die Stärke der Absorption.

Energieabhängigkeit der Absorption

Für einen festen Abstand zwischen Stern und Sichtlinie r_{LS} , dies ist gleichbedeutend mit einem festen Zeitpunkt t , wurde die Absorption $\exp(-\tau)$ nach Gleichung (4.19) für verschiedene Energien numerisch berechnet. Abbildung 4.6 zeigt das Ergebnis dieser Berechnung, hier ist die Energieabhängigkeit des Absorptionseffekts zu sehen. Es zeigt

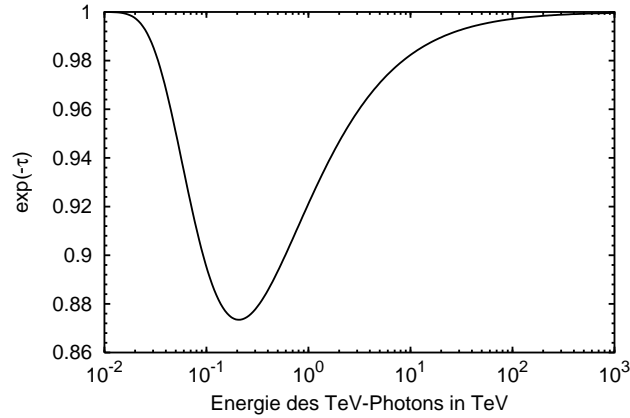


Abbildung 4.6: Energieabhängigkeit der Absorption $e^{-\tau}$ für einen Stern mit $T_{\text{eff}} = 25000 \text{ K}$, $R_* = 10.7 R_{\odot}$ und einem festen Abstand von $r_{\text{LS}} = 0.5 \text{ mas}$.

sich, dass die Absorption für einen Stern mit einer Effektivtemperatur $T_{\text{eff}} = 25000 \text{ K}$ und einem Sternradius³ $R_* = 10.7 R_{\odot}$ stark von der Energie des TeV-Photons abhängt. Ab einer Energie von 20 GeV steigt die Absorption steil an und erreicht bei 200 GeV das Maximum. Dies liegt im gezeigten Fall, für einen Abstand von $r_{\text{LS}} = 0.5 \text{ mas}$, bei etwa 0,87. Bei höheren Energien fällt die Absorption wieder ab und geht ab einer Energie von etwa 10 TeV wieder gegen Null.

Einfluss des Orbits

Der zeitliche Verlauf der optischen Tiefe und damit der der Absorption ist von der Veränderung des Abstands des Sterns zur Sichtlinie abhängig. Diese Änderung folgt aus den in Abschnitt 3.4.3 berechneten Orbits als Projektion des Ortsvektors \vec{r} auf den Himmel. Im Rahmen dieser Arbeit wurde für alle Sterne mit bekannten Orbits dieser Abstand berechnet. Abbildung 4.7 links zeigt den Verlauf dieses Abstands

$$r_{\text{LS}} = \sqrt{(r_x^2) + (r_y^2)} \quad (4.21)$$

als Funktion der Zeit für sieben ausgewählte S-Sterne. Dies sind die Sterne mit dem kleinsten Abstand zur Sichtlinie. Die Werte für den minimalen Abstand zur Sichtlinie sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Die beiden rechten Spalten zeigen den Wert und den Zeitpunkt der maximalen Absorption. Die teilweise starken Abweichungen der Zeitpunkte (S9 und S17) lassen sich aus der Form des Orbits erklären: Bei der Berechnung des Absorptionseffekts muss auch die z-Position des Sterns berücksichtigt werden. Nur wenn sich der Stern zwischen Sgr A* und der Erde befindet und nicht von uns aus gesehen

³ $R_{\odot} = 6,96 \times 10^8 \text{ m}$

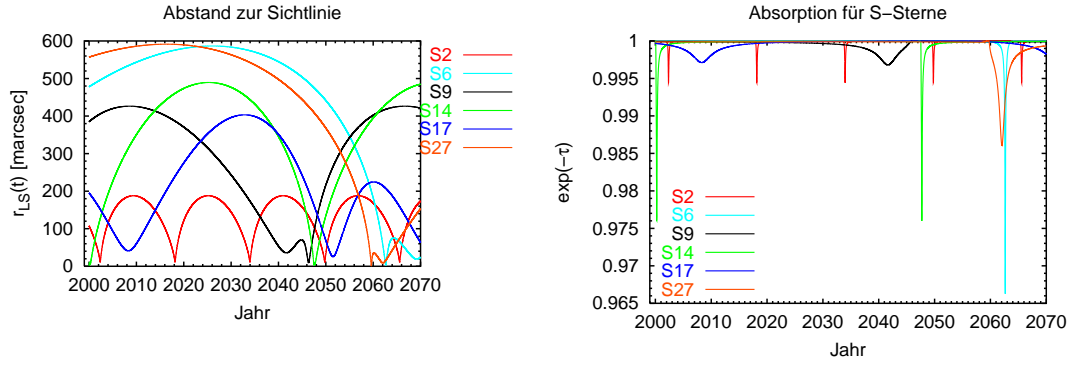


Abbildung 4.7: *Links*: Abstand zur Sichtlinie für S-Sterne. *Rechts*: Absorption $e^{-\tau}$ für diese S-Sterne bei einer Energie von 200 GeV.

Stern	Minimaler Abstand zur Sichtlinie	Zeitpunkt	Maximale Absorption $e^{-\tau}$	Zeitpunkt
in	mas	Jahr		Jahr
S2	10,8	2002,34	0,944	2002,35
S6	3,4	2062,65	0,966	2062,65
S9	9,2	2046,35	0,997	2041,64
S14	2,2	2047,48	0,976	2047,71
S17	24,4	2051,52	0,997	2071,87
S27	1,23	2059,60	0,986	2062,06

Tabelle 4.1: Minimaler Abstand ausgewählter S-Sterne zur Sichtlinie, sowie das Maximum der Absorption. Bei der Berechnung der Absorption ist, im Gegensatz zur Berechnung des minimalen Abstands, zu berücksichtigen, dass sich der Stern zwischen Sgr A* und der Erde befinden muss. Daraus ergibt sich der teilweise große Unterschied in den Zeitpunkten.

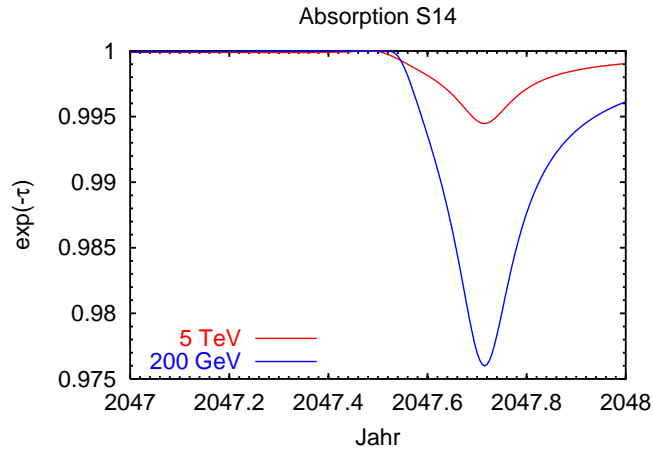


Abbildung 4.8: Absorption $e^{-\tau}$ für S14 bei einer Energie von 200 GeV (blau) und 5 TeV (rot).

hinter Sgr A^{*}, ergibt sich ein merklicher Absorptionseffekt. Dies wird durch die Winkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts verursacht. Dadurch ergibt sich die Abweichung in Tabelle 4.1, da die z -Position bei der Berechnung des Abstands zur Sichtlinie nicht eingeht. Aus Gleichung (4.19) ergibt sich dann für diese Sterne die in Abbildung 4.7 rechts gezeigte Absorption als Funktion der Zeit.

Da wie in Abschnitt 3.4.3 beschrieben, der Fehler auf die Orbits nur abgeschätzt werden kann, ist der Fehler auf den Abstand nicht genau bekannt. Dadurch ist der Fehler auf die gezeigte Absorption ebenfalls nicht genau bekannt. Zusätzlich ergibt sich eine Unsicherheit auf die Größe der Absorption aus der ungenauen Kenntnis der Spektralklasse.

Im Folgenden wird die Absorption für den Stern S14 genauer betrachtet. Dieser Stern wird deshalb ausgewählt, weil die Absorption hier groß ist. S6 zeigt zwar einen noch größeren Effekt, der Orbit ist jedoch sehr unsicher, weil die Orbitalparameter (vgl. Tabelle 3.1) große Fehler aufweisen. In Abbildung 4.3 ist der Verlauf der Absorption für S14 im Jahr des Maximums des Effekts gezeigt. An der blauen Kurve ist zu erkennen, dass die Absorption bei 200 GeV fast 2,5% erreicht. Bei höheren Energien (rot bei 5 TeV) ist die Absorption deutlich schwächer. Daraus ist die Energieabhängigkeit der Absorption ersichtlich. Aus den in diesem Abschnitt gezeigten Berechnungen ergibt sich also eine energie- und zeitabhängige Änderung des Spektrums des galaktischen Zentrums unter der Annahme, dass Sgr A^{*} die Quelle der TeV-Strahlung ist.

Kapitel 5

Simulation von Lichtkurven

In diesem Kapitel soll untersucht werden, ob die im vorherigen Kapitel 4 berechneten Absorptionen mit Cherenkov-Teleskopen (IACT von engl. *Imaging Air Cherenkov Telescope*) beobachtet werden können. Die erwartete Absorption ist ein nominell schwacher Effekt, sodass nicht zu erwarten ist, dass derzeitige IACTs diesen Effekt nachweisen können. Es ist aber denkbar, dass zukünftige Teleskope die nötige Sensitivität erreichen werden. Um dies zu überprüfen, werden Lichtkurven für drei verschiedene Konfigurationen von IACTs simuliert. In Abschnitt 5.1 wird die Methode vorgestellt, mit der die Lichtkurven simuliert werden, in Abschnitt 5.2 werden die Ergebnisse vorgestellt und diskutiert.

5.1 Berechnung von Lichtkurven

Um Lichtkurven zu simulieren wird in dieser Arbeit von einem einfachen Ansatz ausgegangen. Zunächst wird die Photonrate $R(t)$

$$R(t) = \int_{E_1}^{E_2} dE A_{\text{eff}}(E) \phi(E) \exp(-\tau(E, t)) \quad (5.1)$$

berechnet. A_{eff} ist hierbei die effektive Fläche des Teleskops, ϕ ist das differenzielle Spektrum der Quelle und $\exp(-\tau(E, t))$ ist eine angenommene Absorption. In dieser Arbeit wird die Absorption von TeV-Photonen aus der Richtung des GZ untersucht. Für die Berechnung der Photonrate werden folgende Werte verwendet:

- $A_{\text{eff}}(E)$: die effektiven Flächen dreier verschiedener IACT-Konfigurationen
- $\phi(E)$: das differenzielle Spektrum des galaktischen Zentrums
- $\exp(-\tau(E, t))$: die mit Gleichung 4.19 berechnete Absorption durch die S-Sterne

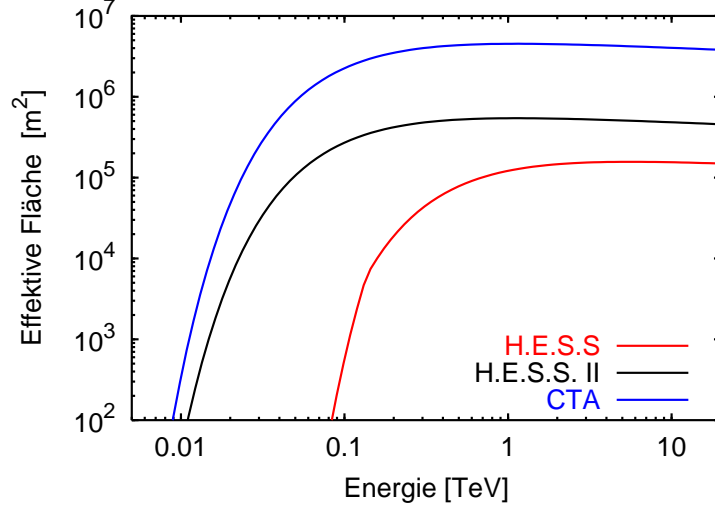


Abbildung 5.1: Effektive Flächen für drei verschiedene IACT-Konfigurationen in doppelt-logarithmischer Darstellung.

Effektive Flächen

Die effektive Fläche A_{eff} beschreibt die Fläche, die ein Teleskop mit 100%-iger Effizienz hätte (ideales Teleskop). Für die hier gemachten Simulationen für zukünftige Teleskopgenerationen von IACTs wurden die in Abbildung 5.1 gezeigten effektiven Flächen verwendet. Der Verlauf der Kurve für H.E.S.S. wurde parametrisiert, die einzelnen Parameter sind in Tabelle 5.1 aufgeführt:

$$A_{\text{eff}} = \begin{cases} h_1 \exp\left(\frac{h_2}{E}\right) \left(\frac{h_3}{E}\right)^{h_4} & E < 137 \text{ GeV} \\ g_1 \exp\left(\frac{g_2}{E}\right) \left(\frac{g_3}{E}\right)^{g_4} & E > 137 \text{ GeV}. \end{cases} \quad (5.2)$$

Die effektive Fläche für H.E.S.S. wurde aus Aharonian *et al.* (2006d) entnommen und stellt die gemessene Fläche dar. Für die momentan im Bau befindliche Erweiterung dieses Systems, H.E.S.S. II, wurde der Verlauf aus der Veröffentlichung der H.E.S.S.-Kollaboration (Punch 2005) benutzt. Hierbei wurde für Energien $> 10 \text{ GeV}$ nur die Parametrisierung für $E > 137 \text{ GeV}$ aus Gleichung (5.2) verwendet. Die Parameter aus Tabelle 5.1 wurden nicht verändert, für H.E.S.S. II wurde jedoch das Ergebnis mit dem Faktor drei multipliziert, um die Kurve in Abbildung 5.1 zu erhalten. Diese Kurve ist, im Unterschied zur effektiven Fläche für H.E.S.S., die Fläche auf Trigger-Niveau. Zur Simulation eines IACTs der nächsten Generation (z.B. das zum Zeitpunkt dieser Arbeit in der Planung befindliche CTA (*Cherenkov Telescope Array*)) wurde für die effektive Fläche angenommen, dass sich die Energieschwelle im Bereich von ungefähr zehn GeV befindet. Desweiteren wird sich die effektive Fläche im Bereich von Energien $\sim 100 \text{ GeV}$ um den Faktor 25 gegenüber H.E.S.S. vergrößern. Dies bedeutet eine Steigerung der Sensitivität

Tabelle 5.1: Parameter für die effektiven Flächen der drei unterschiedlichen Teleskopkonfigurationen.

Parameter	Wert
g_1	$8 \times 10^{11} \text{ cm}^2$
g_2	$-5 \times 10^5 \text{ MeV}$
g_3	$6,25 \times 10^{-24} \text{ MeV}$
g_4	0,0891
h_1	$7 \times 10^{11} \text{ cm}^2$
h_2	$-9 \times 10^5 \text{ MeV}$
h_3	$1 \times 10^{-4} \text{ MeV}$
h_4	0,131

um den Faktor 5. Analog zur Kurve für H.E.S.S. II wurde die gleiche Parametrisierung wie für H.E.S.S. angenommen, diesmal jedoch mit einem Faktor 25 multipliziert. Da die genaue Konfiguration und somit auch die effektive Fläche von CTA noch nicht feststeht, stellt der Verlauf in Abbildung 5.1 vermutlich eine konservative Abschätzung dar, weil für CTA sogar eine Steigerung der Sensitivität um einen Faktor 10 gegenüber H.E.S.S. angestrebt wird. Dies würde eine etwa 100-fache Vergrößerung der Sammelfläche bedeuten.

Das Spektrum der galaktischen Zentrums

Der Verlauf des differentiellen Energiespektrums (im Bereich von TeV) aus der Richtung des galaktischen Zentrums folgt einem Potenzgesetz (siehe Abschnitt 3.2). Der Spektralindex ist 2,25 (Aharonian *et al.* 2006c), sodass für $\phi(E)$

$$\phi(E) = F_0 \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-\alpha} = 2,8 \times 10^{-12} \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-2.25} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1} \quad (5.3)$$

angenommen wird.

5.2 Simulierte Lichtkurven für drei verschiedene Teleskopkonfigurationen

5.2.1 Simulation der Lichtkurven

Für die drei Teleskopsysteme werden nun Lichtkurven simuliert, um die Beobachtbarkeit des in Kapitel 4 beschriebenen Absorptionseffekt zu überprüfen. Hierfür werden Lichtkurven in verschiedenen Energiebändern simuliert, weil der Absorptionseffekt stark

Tabelle 5.2: Mit Gleichung (5.1) berechnete Photonrate R ohne Absorption für drei verschiedene Teleskopsysteme.

Energieband	H.E.S.S.	H.E.S.S. II	CTA
	[Hz]	[Hz]	[Hz]
30-60 GeV	7.8×10^{-8}	5.8×10^{-2}	4.9×10^{-1}
0.1-0.3 TeV	7.8×10^{-3}	8.9×10^{-2}	7.5×10^{-1}
3-10 TeV	6.5×10^{-4}	2.1×10^{-3}	1.8×10^{-2}

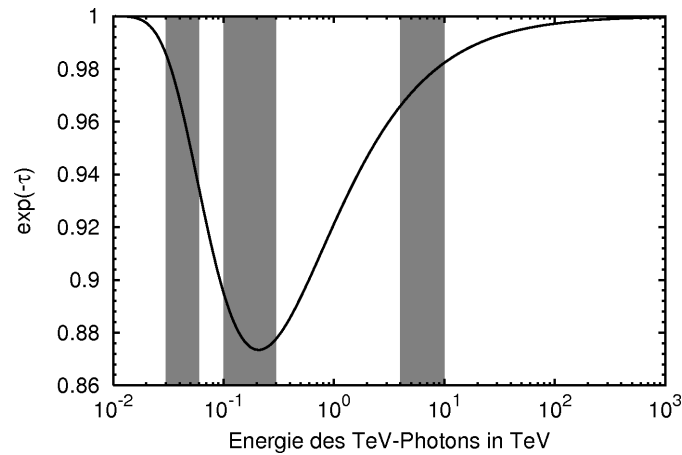


Abbildung 5.2: Energieabhängigkeit der Absorption. Die Balken zeigen die für die Simulation verwendeten Energiebänder.

energieabhängig ist. Diese Bänder sind in Abbildung 5.2.1 eingezeichnet, dort ist die Energieabhängigkeit der Absorption zu sehen. Das niedrige Energieband zwischen 30 GeV und 60 GeV umfasst einen Bereich, in dem der Absorptionseffekt klein ist. Das mittlere Energieband zwischen 0.1 TeV und 0.3 TeV deckt die Energie ab, bei der die stärkste Absorption erwartet wird. Die Photonrate ohne Absorptionseffekt ist, zumindest für H.E.S.S. II und CTA, in diesen beiden Energiebereichen vergleichbar (siehe Tabelle 5.2). Das hohe Energieband ist zwischen 3 und 10 TeV gewählt, weil hier mit IACTs noch gut gemessen werden kann, und die Absorption deutlich geringer ist. Für noch höhere Energien würde die Absorption zwar noch kleiner werden, der relative statistische Fehler würde jedoch größer, weil die Photonraten wegen des Spektrums des GZ rasch abfallen. Bei noch niedrigeren Energien (< 10 GeV) fällt die Photonrate ebenfalls stark ab, weil hier die Energieschwelle der IACTs unterschritten wird, d. h. die effektive Fläche wird sehr klein.

Um nun die Lichtkurven zu simulieren, wird zunächst die Photonrate pro Sekunde (Hz) errechnet. Tabelle 5.2 zeigt die so errechneten Photonraten in drei verschiedenen

Tabelle 5.3: Theoretisch mögliche Beobachtungszeit des Galaktischen Zentrums von $23^{\circ}16'18''$ südliche Breite 30° über dem Horizont für das Jahr 2008.

Monat	Jan	Feb	Mrz	Apr	Mai	Jun
Zeit in Min.	0	483	2223	4068	6432	8133
Monat	Jul	Aug	Sep	Okt	Nov	Dez
Zeit in Min.	7494	5283	2907	804	0	0

Energiebändern. Um über einen Monat integrierte Lichtkurven eines Jahres zu erhalten, werden die Photonraten mit der theoretisch möglichen Beobachtungszeit des galaktischen Zentrums multipliziert. Grundlage hierfür ist die in Tabelle 5.3 gezeigte Zeit, in der das GZ von einem Breitengrad von $23^{\circ}16'18''$ südliche Breite (Position der H.E.S.S. Teleskope) aus gesehen 30° über dem Horizont zu sehen ist. Hierbei ist berücksichtigt, dass nur nachts und ohne Mondlicht beobachtet werden kann.

5.2.2 Systematische Unsicherheiten

Neben dem statistischen Fehler der Lichtkurven, der in dieser einfachen Simulation als Fehler auf die Zählrate angenommen wird, spielen die systematischen Unsicherheiten bei der Messung von Lichtkurven eine große Rolle. Diese sind vielfältig:

- Kalibration des Teleskopdetektors
- Energieauflösung des Detektors
- Energieschwelle des Detektors
- Transparenz der Erdatmosphäre
- Untergrundrauschen der Messung
- Variabilität der Quelle.

Die einzelnen Unsicherheiten haben unterschiedliches Gewicht. Von Seiten des Teleskops sind vorrangig die Kalibration und die Energieauflösung zu nennen. Diese beiden Punkte sollten jedoch von untergeordneter Bedeutung sein, weil davon ausgegangen wird, dass das Verhalten des Detektors hinreichend genau bekannt ist und sich zeitlich nur schwach ändert.

Die Transparenz der Atmosphäre ist zeitlichen Veränderungen unterworfen. Wettereinflüsse, wie z. B. Wolken, stören die Messung des Cherenkovlichtes. Diese sind für die Messung des Absorptionseffekts aber gut auszuschliessen, weil in verschiedenen Energiebändern gemessen wird. Die Einflüsse sind in allen Bändern gleich, die relative Stärke der Abschwächung durch die Absorption bleibt gleichgroß.

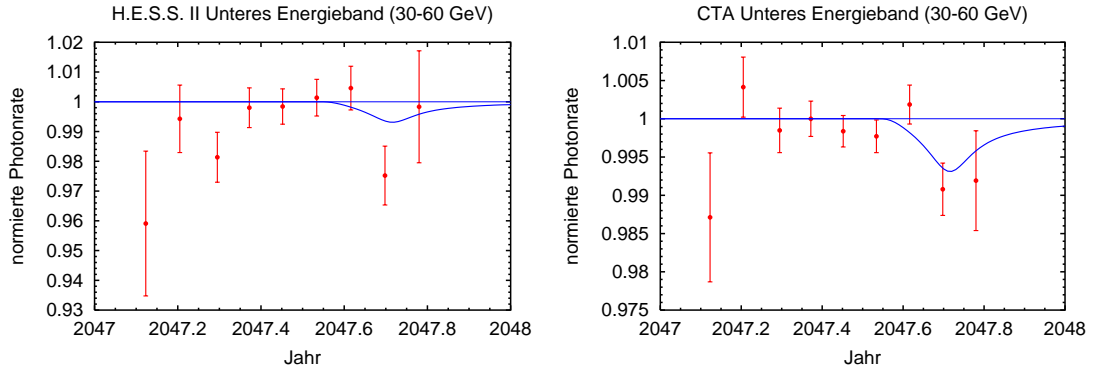


Abbildung 5.3: Simulierte Lichtkurven im Energieband zwischen 30 und 60 GeV. *Links:* H.E.S.S. II. *Rechts:* CTA.

Das Untergrundrauschen durch die kosmische Strahlung ist ein zeitlich konstanter, jedoch energieabhängiger Effekt. Diese Abhängigkeit folgt im Wesentlichen dem Spektrum der kosmischen Strahlung, mit einem Spektralindex von 2,7 (siehe Abschnitt 2.2). Das Spektrum des GZ fällt dagegen mit dem Spektralindex 2,25 ab, so dass das „Signal zu Rausch Verhältnis“ für höhere Energien besser wird.

Die Messung von Energien im Bereich der Energieschwelle ist für den zu messenden Absorptionseffekt vor allem für H.E.S.S. ein Problem. Die Energieschwelle steigt durch Alterungsprozesse des Teleskops auf nicht genau bekannte Weise. Durch den Absorptionseffekt ist eine Abschwächung des Flusses im Bereich der Energieschwelle (150 GeV) zu erwarten. Wird nun in diesem Bereich eine Abschwächung gemessen, könnte diese auch von der Abschwächung durch die Unterschreitung der Energieschwelle stammen. Dieser Effekt lässt sich jedoch durch Messung anderer, bekannter Quellen in diesem Energiebereich bestimmen. Wenn diese ebenfalls eine (nicht erwartete) Abschwächung zeigen, deutet dies auf eine Unterschreitung der Energieschwelle hin.

Die größte systematische Unsicherheit kann durch die Quelle selbst hervorgerufen werden. Falls die Quelle zeitlich variabel ist, lässt sich dies durch Messung in unterschiedlichen Energiebereichen nur ausgleichen, wenn die Variabilität nicht energieabhängig ist. Eine intrinsische Variabilität im Bereich von TeV-Energien wurde für Sgr A* bislang nicht gemessen. Bisherige Messungen, sowie die Theorien zur Entstehung der γ -Strahlung, deuten nicht darauf hin.

Die zeitgleiche Messung in mehreren Energiebändern eliminiert alle diskutierten systematischen Unsicherheiten. Zeitlich variable, als auch energieabhängige Effekte werden ausgeschlossen, sodass lediglich die statistischen Fehler bleiben. Die hohe Photonrate von CTA (im Bereich von 1 Hz) ermöglicht es, Variabilitäten im Prozentbereich zu messen.

5.2.3 Ergebnisse

Alle simulierten Lichtkurven sind für den Stern S14 berechnet, den Kandidaten, für den ein starker Absorptionseffekt erwartet wird. Die Photonraten wurden auf die Photonraten ohne Absorption normiert und dann, innerhalb des statistischen Fehlers von \sqrt{R} einer Gaußverteilung gehorchend, gestreut. Die Ergebnisse der Simulationen sind in Abbildung 5.4 und Abbildung 5.5 zu sehen. Aufgetragen ist hier die normierte Photonrate über der Zeit. Das hohe Energieband wird verwendet, um die Energieabhängigkeit zu erkennen. Gleichzeitig können dadurch die systematischen Fehler eingeschränkt werden. Aufgrund der ausreichenden Photonraten im Bereich von 30 bis 60 GeV (siehe Tabelle 5.2), ergibt sich für H.E.S.S. II und CTA noch eine weitere Möglichkeit. Dieses Energieband kann, genauso wie das hohe Energieband, genutzt werden, der Vorteil besteht jedoch darin, dass der statistische Fehler kleiner als im hohen Energieband ist (siehe Abbildung 5.3). Der statistische Fehler ist hierbei nur durch die Photonrate im niedrigen Energieband (100 - 300 GeV) beschränkt. Im niedrigen Energieband (untere Abbildung) ist zu erkennen, dass H.E.S.S. und auch H.E.S.S. II keine signifikante Abweichung von 1 (keine Absorption) innerhalb der Fehler messen können und somit nicht in der Lage sind, den Absorptionseffekt zu messen. Ein Teleskopsystem wie CTA (Lichtkurve rechts unten) ist aber in der Lage, innerhalb der Fehler eine zeitliche Veränderung der Photonrate zu messen.

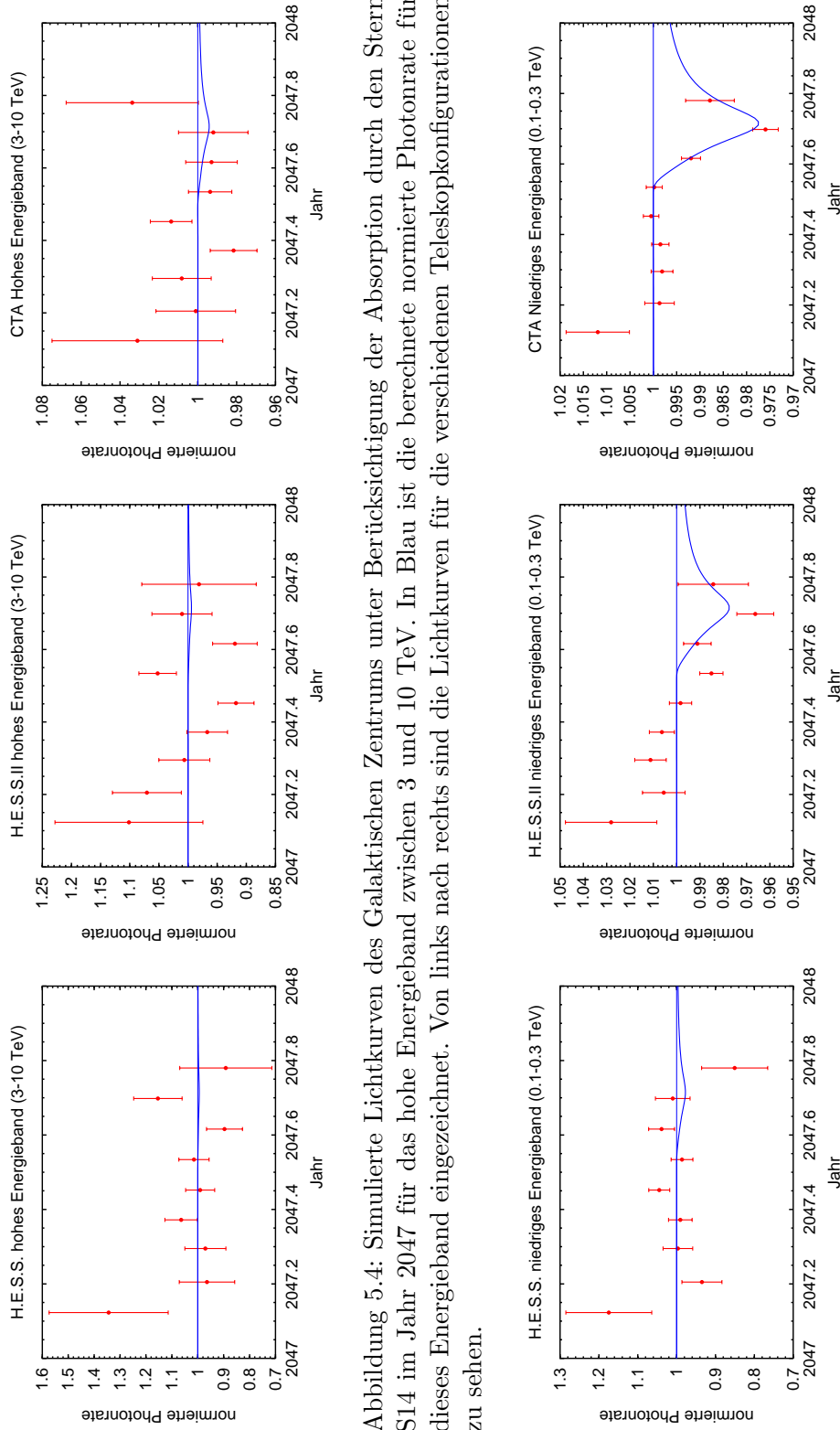


Abbildung 5.4: Simulierte Lichtkurven des Galaktischen Zentrums unter Berücksichtigung der Absorption durch den Stern S14 im Jahr 2047 für das hohe Energieband zwischen 3 und 10 TeV. In Blau ist die berechnete normierte Photonrate für dieses Energieband eingezeichnet. Von links nach rechts sind die Lichtkurven für die verschiedenen Teleskopkonfigurationen zu sehen.

Abbildung 5.5: Simulierte Lichtkurven des Galaktischen Zentrums unter Berücksichtigung der Absorption durch den Stern S14 im Jahr 2047 für das niedrige Energieband zwischen 0.1 und 0.3 TeV. Die blaue Kurve zeigt die berechnete normierte Photonrate für dieses Energieband. Von links nach rechts sind die Lichtkurven für die verschiedenen Teleskopkonfigurationen zu sehen.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde der Ursprung der hochenergetischen γ -Strahlung aus der Richtung des galaktischen Zentrums (GZ) untersucht. Mit H.E.S.S. konnte diese Strahlung nachgewiesen werden. Auf Grund der systematischen Positionsunsicherheit der Messung von $6''$ ist es jedoch nicht möglich, die Quelle der γ -Strahlung zu bestimmen. Innerhalb dieser Region gibt es vier Objekte, die in der Lage sind, Teilchen auf hohe Energien zu beschleunigen und γ -Strahlung zu emittieren. Die Positionsunsicherheit kann nicht ausreichend reduziert werden, um die Quelle der γ -Strahlung direkt zu bestimmen. Es ist eine indirekte Methode notwendig, die sich spektrale Charakteristika der γ -Emission zu Nutze macht. Die Messung von zeit- und energieabhängigen Veränderungen im TeV-Spektrum der Emission aus der Richtung des GZs könnte die Quelle identifizieren.

Einer der Querkandidaten ist das supermassive schwarze Loch Sgr A* , welches auf Grund der geringen Leuchtkraft ($L \ll L_{\text{Edd}}$) γ -Strahlung aus seiner direkten Umgebung ($\sim 10 R_S$) emittieren kann. Im Fall von Sgr A* eröffnet sich durch Sterne (S-Sterne) auf stabilen Orbits um dieses Objekt eine einzigartige indirekte Methode. Hierbei wird der Effekt der γ - γ -Paarerzeugung ausgenutzt. Die hochenergetischen γ -Photonen des supermassiven schwarzen Loches (vorausgesetzt dies ist die Quelle) können von niederenergetischen Photonen der S-Sterne absorbiert werden. Auf Grund der starken Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der Paarerzeugung ist der erwartete Absorptionseffekt ebenfalls stark energieabhängig. Das berechnete Maximum der Absorption liegt im Bereich von 200 GeV. Bei Energien unterhalb von etwa 20 GeV sowie oberhalb von ungefähr 10 TeV ist die Absorption klein. Zudem ist der Effekt zeitabhängig, weil die Sterne auf ihren Bahnen unterschiedliche Entfernungen zur Sichtlinie haben und sich somit das Photonfeld am Ort der Paarerzeugung verändert ($1/r^2$ -Abhängigkeit).

Im Rahmen dieser Arbeit wurden, für die aus Infrarotmessungen bekannten Orbitalparameter, die Orbits der S-Sterne berechnet. Daraus konnte der Absorptionseffekt bestimmt werden. Für einige wenige Sterne kann eine Absorption größer als 1% für γ -Photonen einer Energie von 200 GeV vorhergesagt werden. Für den Stern mit dem größten erwarteten Absorptionseffekt beträgt dieser ungefähr 3%. Durch die Messung

dieses Effekts könnte Sgr A* als die Quelle der hochenergetischen γ -Strahlung identifiziert werden. Der beschriebene Effekt kann durch Messungen in verschiedenen Energiebändern beobachtet werden. Die Methode ist dadurch robust gegenüber systematischen Unsicherheiten, weil diese durch die verschiedenen Energiebänder eliminiert werden können. Die Beobachtbarkeit ist nur durch statistische Fehler begrenzt.

Desweiteren wurde untersucht, ob dieser Effekt mit abbildenden Cherenkov-Teleskopen (IACT) beobachtet werden kann. Dazu wurden Lichtkurven für verschiedene IACTs simuliert. Heutige IACTs, wie beispielsweise H.E.S.S., sind nicht in der Lage den Absorptionseffekt zu messen, weil die Lichtsammelflächen und dadurch die Photonraten zu klein sind. Ein 3%iger Effekt liegt innerhalb des statistischen Fehlers. Zukünftige Teleskopgenerationen, wie das hier untersuchte CTA, sollten (bei ausreichend langer Beobachtung) in der Lage sein, den zeit- und energieabhängigen Absorptionseffekt zu beobachten.

Ausblick

In dieser Arbeit konnte der Fehler auf den Absorptionseffekt nicht berechnet werden, weil die (teilweise starken) Korrelationen der Orbitalparameter der Sterne nicht bekannt sind. Eine Betrachtung der Fehler könnte die Größe des Effekts jedoch genauer abschätzen. Zum heutigen Zeitpunkt sind 109 Sterne in der direkten Umgebung von Sgr A* im Infraroten beobachtet worden. Bisher ist es gelungen, für 29 dieser S-Sterne Orbitalparameter zu bestimmen. Durch zukünftige Beobachtungen ist zu erwarten, dass sich die Kenntnis der bekannten Orbits verbessern wird. Dadurch können Stärke und Zeitpunkt der Absorption besser eingeschränkt werden. Desweiteren werden die Beobachtungen die Zahl der Sterne mit bekannten Orbits weiter anwachsen lassen. Dadurch wird es möglich, für weitere Sterne einen Absorptionseffekt zu berechnen und so vielleicht Sterne zu finden, für die eine größere Absorption erwartet werden kann. Diese kann dann möglicherweise schon mit heutigen Teleskopen beobachtet werden. Außerdem können die bisherigen Daten von H.E.S.S. genutzt werden, um Einschränkungen auf die γ -Emission von Sgr A* oder auch auf die Orbits der Sterne abzuleiten. Gelingt eine Messung des Absorptionseffekts, kann damit erstmals die Emissionsregion von TeV- γ -Strahlung auf einen Bereich in der Größe von Millibogensekunden eingeschränkt werden.

Anhang A

A.1 Häufig verwendete Abkürzungen und Einheiten

Abkürzungen (in der Reihenfolge des Auftretens im Text)

Symbol	Erklärung
LHC	<i>Large Hadron Collider</i>
IACT	<i>Imaging Air Cherenkov Telescope</i>
VERITAS	<i>Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System</i>
MAGIC	<i>Major Atmospheric Gamma Ray Imaging Telescope</i>
CANGAROO	<i>Collaboration of Australia and Nippon for a GAMMA Ray Observatory in the Outback</i>
HESS	<i>High Energy Stereoscopic System</i>
CTA	<i>Cherenkov Telescope Array</i>
VLA	<i>Very Large Array: Radioteleskop in den USA</i>
GZ	Galaktisches Zentrum
SNR	<i>Supernova Remnant: Supernova-Überrest</i>
VLT	<i>Very Large Telescope: Optisches Teleskop in Chile</i>
SMBH	<i>super massive black hole: Super massives schwarzes Loch</i>
LMXRB	<i>Low Mass X-Ray Binary system: Röntgenbinärsystem</i>

Konstanten und Einheiten Häufig verwendete Konstanten und Einheiten.

Symbol	Erklärung
eV	Elektronenvolt: $1 \text{ eV} = 1,6 \times 10^{-19} \text{ J}$
c	Lichtgeschwindigkeit: $c = 2,99792 \times 10^8 \text{ m/s}$
M_{\odot}	Sonnenmasse: $M_{\odot} = 2 \times 10^{30} \text{ kg}$
R_{\odot}	Sonnenradius: $R_{\odot} = 6,96 \times 10^8 \text{ m}$
G	Gravitationskonstante: $G = 6,67 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$
erg	$1 \text{ erg} = 6,24151 \text{ eV} = 1 \times 10^7 \text{ J}$
h	Plancksches Wirkungsquantum: $h = 6,626 \times 10^{-34} \text{ Js} = 4,135 \times 10^{-15} \text{ eVs}$

A.2 Größen in der Umgebung von Sgr A*

Größe		in Meter	in Bogensekunden
Schwarzschildradius	R_S	$1,17 \times 10^{10}$	$9,8 \times 10^{-6}$
Astronomische Einheit	1 AU	$1,496 \times 10^{11}$	$0,12 \times 10^{-3}$
Lichtjahr	1 LJ	$9,46 \times 10^{15}$	7,9
Parsek	1 pc	$3,086 \times 10^{16}$	25,8
Bogensekunde	1''	$1,2 \times 10^{15}$	1

Die hier angegebenen Größen beziehen sich auf eine angenommene mittlere Entfernung von 8 kpc. Der angegebene Schwarzschildradius ist für ein schwarzes Loch mit $M = 3,95 \times 10^6 M_\odot$ (vgl. Gleichung 3.2).

A.3 Programmcode

Der folgende C-Code berechnet die Absorption ($\exp(-\tau)$) unter Berücksichtigung der Orbits der S-Sterne.

$$\tau(E, t) = \int_0^{\psi_{max}(t)} d\psi \left[-r(t) \left(1 + \frac{1}{\tan^2 \psi} \right) \right] \int_{\varepsilon_{min}}^{\infty} d\varepsilon \sigma(\varepsilon, E, \psi) n(\varepsilon, r) (1 - \cos \psi)$$

Diese Gleichung wird darin numerisch berechnet.

```
#include "macro.h"
#include "rngs.h"

/* Funktion zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts */
/* Wirkungsquerschnitt in cm^2 */

double sigma(double mu, void *params)
{
    double beta, beta2, beta3, beta4, sigma;
    double konst,s;
    double melectron = 510998.9;          //in eV
    PARAMS *par=(PARAMS *)params;
    double enniedrig=par->enniedrig;
    double enhoch=par->enoch;

    if (mu >1. )
    {
        printf("ERROR: Kosinus Theta %e > 1\n", mu);
    }
    if (mu < (-1.) ) {
        printf("ERROR: Kosinus Theta %e < -1\n", mu);
    }
    if ((enoch*enniedrig)/(melectron*melectron)*0.5*(1.- mu) <1.)
    {
        // printf("ERROR: Zu wenig Energie fuer Pair-Production\n");
    }
}
```

```

    return (sigma=0.);
}

konst=1.25e-25;           //in cm^2
s=enniedrig*enoch*(1.-mu) / (2.* melectron *melectron);
beta=sqrt(1. - 1./s);
beta2=beta * beta;
beta3=beta2 * beta;
beta4=beta3 * beta;
sigma=konst * (1.-beta2) * ((3.-beta4) * log((1.+beta)/(1.-beta)) -
(2. * beta) * (2.-beta2));
return (sigma);
}

/* Funktion zur Berechnung der Photonendichte */
/* Photonendichte in eV/cm^3 */

double photon(double r, void * params)
{
    double konst=1.32e13;           //(hquer*c)^-3*pi^-2
    double photon, dilute;
    double k=8.617e-5;           //ev/K
    PARAMS *teil=(PARAMS *)params;
    double enniedrig=teil->enniedrig;

    photon=konst*enniedrig*enniedrig / (exp(enniedrig/(k*teil->T)) - 1);
    dilute=0.25*(teil->R/r)*(teil->R/r);
    return (photon*dilute);
}

/* Energieintegral */

double energieint(double enniedrig, void *params)
{
    double n,s;
    PARAMS *teil=(PARAMS *)params;
    double mu=teil->mu;
    double r,energie;

    if (sin(teil->theta)<1.e-100)
    {
        r=teil->abstand/1e-100;
    }
    else
    {
        r=teil->abstand/sin(teil->theta);
    }
    teil->enniedrig=enniedrig;
    n=photon(r, teil);
    s=sigma(mu, teil);
    energie=n*s*(1.-mu);
    return (energie);
}

```

```

/* Wegintegral */

double wegint(double theta, void *params)
{
    PARAMS *part=(PARAMS *)params;
    double result, error, emin,mu, r;
    gsl_function F;
    gsl_integration_workspace* x= gsl_integration_workspace_alloc(1000);

    part->mu=cos(theta);
    part->theta=theta;
    F.function=&energieint;
    F.params=part;
    emin=2.611e11/part->enhoch;
    /* Integration ueber emin bis unendlich */
    gsl_integration_qagiu(&F,emin , 0., 1e-4, 1000, x, &result, &error);
    gsl_integration_workspace_free (x);
    result*=part->abstand*(1.+(1./(sq(tan(theta)))));
    return (-result);
}

/* Funktionen zur Umrechnung von Keplerbahnparametern
in Kartesischen Koordinaten */
/* Berechnung der eccentric anomaly */

double eccentric(double M, double e)
{
    double E=M;
    int i;
    double Ealt;
    for(i=0;fabs(E-Ealt)>1.e-12;i+=1)
    {
        Ealt=E;
        E=E-((E-(e*sin(E))-M)/(1.-e*cos(E)));
    }
    return (E);
}

/*Berechnung des Abstands zur Sichtlinie */

double abstand(double t, int s, int minmax, double* rz)
{
    SVECTOR p,q,r,v;
    double a; // Semi-major Axis
    double e; // Eccentricity
    double i; // Inclination
    double OMEGA; // Right Ascension of Ascending Node
    double om; // Argument of Perigree
    double M; // Mean Anomaly
    double peritime; //Epoch of periastron passage
    double n;
    double mu=SI_g*msun*4.31e6;
    double R=8.33e3;

```

```

double min=1.e80;
double E;           //eccentric anomaly
double abstand;
double sig_a,sig_e,sig_i, sig_OMEGA,sig_om,sig_peritime;

/* Definition der Orbitalparameter */

switch(s)
{
  case 1:           //S 1
  {
a=0.508;           // in arcsec
sig_a=0.028;
e=0.496;
sig_e=0.028;
i=120.82*PI/180;  //rad
sig_i=0.46*PI/180;
OMEGA=341.61*PI/180;
sig_OMEGA=0.51*PI/180;
om=115.3*PI/180;
sig_om=2.5*PI/180;
peritime=2000.95;
sig_peritime=0.27;
break;
  }
  case 2:           //S 2
  {
a=0.123;           // in arcsec
sig_a=0.001;
e=0.880;
sig_e=0.003;
i=135.25*PI/180;  //rad
sig_i=0.47*PI/180;
OMEGA=225.39*PI/180;
sig_OMEGA=0.84*PI/180;
om=63.56*PI/180;
sig_om=0.84*PI/180;
peritime=2002.32;
sig_peritime=0.01;
break;
  }
/* Hier folgen die weiteren Parameter der Sterne */
}

a=a/3600*PI/180*R*pc_m;
n=sqrt(mu/(a*a*a));
M=n*(t-peritime)*365.*24.*3600.; //in rad/sec
E=eccentric(M,e);

p.x=cos(om)*cos(OMEGA)-(sin(om)*cos(i)*sin(OMEGA));
p.y=cos(om)*sin(OMEGA)+(sin(om)*cos(i)*cos(OMEGA));
p.z=sin(om)*sin(i);

```

```

q.x=-sin(om)*cos(OMEGA))-cos(om)*cos(i)*sin(OMEGA);
q.y=-sin(om)*sin(OMEGA)+cos(om)*cos(i)*cos(OMEGA);
q.z=sin(i)*cos(om);

r.x=a*(cos(E)-e)*p.x+(a*sqrt(1.-sq(e))*sin(E)*q.x);
r.y=a*(cos(E)-e)*p.y+(a*sqrt(1.-sq(e))*sin(E)*q.y);
r.z=a*(cos(E)-e)*p.z+(a*sqrt(1.-sq(e))*sin(E)*q.z);

rz[0] = r.z;

v.x=1./(1.-(e*cos(E)))*sqrt(mu/a)*((-sin(E)*p.x)+(sqrt(1.-sq(e))*cos(E)*q.x));
v.y=1./(1.-(e*cos(E)))*sqrt(mu/a)*((-sin(E)*p.y)+(sqrt(1.-sq(e))*cos(E)*q.y));
v.z=1./(1.-(e*cos(E)))*sqrt(mu/a)*((-sin(E)*p.z)+(sqrt(1.-sq(e))*cos(E)*q.z));
abstand=sqrt(sq(r.x)+sq(r.y));
return (abstand);
}

int main(int argc,char** argv)
{
  PARAMS params;
  gsl_function F;
  gsl_integration_workspace* w= gsl_integration_workspace_alloc(10000);
  double result,error, erg, ergebnis, theta;
  double mumax, thetamax,thetamin, tanfang, tende,t,z;
  double min=1., tmin;
  int s,minmax;
  params.R=10.7*6.96e10;           //in cm
  params.T=25000.;               //fuer S2
  double distanz=8.33e3*3.086e18; //in cm
  PlantSeeds(-1);

  if(argc<4)
  {
    printf("Usage: Star Starttime Endtime Energy [TeV]\n");
  }
  else
  {
    {
      sscanf(argv[1], "%d", &s);
      sscanf(argv[2], "%lf" , &tanfang);
      sscanf(argv[3], "%lf" , &tende);
      sscanf(argv[4], "%lf", &params.enhoch);

      params.enhoch*=1.e12;
      F.function = &wegint;
      F.params = &params;

      for (t=tanfang;t<tende;t+=0.005)
      {
        params.abstand=abstand(t,s,minmax,&z)*100;           //in cm
        mumax=1.-(2.*2.611e11/(params.enhoch*50.));
        if (mumax>=-1.)
        {
          thetamin=acos(mumax);

```

```
thetamax=PI-atan2(params.abstand/100.,z);
if(thetamin<=thetamax)
{
    gsl_integration_qag(&F, thetamax,thetamin,0.,1e-3, 10000,6 ,w, &result, &error);
}
else
{
    result=0.;
}
if(exp(-result)<min)
{
    min=exp(-result);
    tmin=t;
}
printf("%e %e\n", t,exp(-result));
}
}
printf("#Star: %d with R= %e m T= %e K\n",s,params.R/100,params.T);
printf("#Energy: %e eV Minimum: %e at %e\n",params.enhoch, min, tmin);
}
gsl_integration_workspace_free (w);
return (0.);
}
```

Literaturverzeichnis

- AHARONIAN, F. UND NERONOV, A. 2005. High-Energy Gamma Rays from the Massive Black Hole in the Galactic Center. *Astrophysical Journal*, **619**, 306–313.
- AHARONIAN, F., AKHPERJANIAN, A. G., AYE, K.-M., *et al.* 2004. Very high energy gamma rays from the direction of Sagittarius *A**. *Astronomy and Astrophysics*, **425**, L13–L17.
- AHARONIAN, F., AKHPERJANIAN, A. G., AYE, K.-M., *et al.* 2005a. Discovery of the binary pulsar PSR B1259-63 in very-high-energy gamma rays around periastron with HESS. *Astronomy and Astrophysics*, **442**, 1–10.
- AHARONIAN, F., AKHPERJANIAN, A. G., AYE, K.-M., *et al.* 2005b. Very high energy gamma rays from the composite SNR G 0.9+0.1. *Astronomy and Astrophysics*, **432**, L25–L29.
- AHARONIAN, F., AKHPERJANIAN, A. G., BAZER-BACHI, A. R., *et al.* 2006a. 3.9 day orbital modulation in the TeV γ -ray flux and spectrum from the X-ray binary LS 5039. *Astronomy and Astrophysics*, **460**(Dec.), 743–749.
- AHARONIAN, F., AKHPERJANIAN, A. G., BAZER-BACHI, A. R., *et al.* 2006b. Discovery of very-high-energy γ -rays from the Galactic Centre ridge. *Nature*, **439**, 695–698.
- AHARONIAN, F., AKHPERJANIAN, A. G., BAZER-BACHI, A. R., *et al.* 2006c. HESS Observations of the Galactic Center Region and Their Possible Dark Matter Interpretation. *Physical Review Letters*, **97**(22), 221102–+.
- AHARONIAN, F., AKHPERJANIAN, A. G., BAZER-BACHI, A. R., *et al.* 2006d. Observations of the Crab nebula with HESS. *Astronomy and Astrophysics*, **457**, 899–915.
- AHRENS, J., BAHCALL, J. N., BAI, X., *et al.* 2004. Sensitivity of the IceCube detector to astrophysical sources of high energy muon neutrinos. *Astroparticle Physics*, **20**, 507–532.
- ALBERT, J., ALIU, E., ANDERHUB, H., *et al.* 2006. Variable Very-High-Energy Gamma-Ray Emission from the Microquasar LS I +61 303. *Science*, **312**, 1771–1773.
- ALBERT, J., ALIU, E., ANDERHUB, H., *et al.* 2007. Very High Energy Gamma-Ray Radiation from the Stellar Mass Black Hole Binary Cygnus X-1. *ApJ*, **665**, L51–L54.

- ANTONI, T., APEL, W. D., BADEA, A. F., *et al.* 2005. KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays: Results and open problems. *Astroparticle Physics*, **24**(Sept.), 1–2.
- BAGANOFF, F. K., MAEDA, Y., MORRIS, M., BAUTZ, M. W., BRANDT, W. N., CUI, W., DOTY, J. P., FEIGELSON, E. D., GARMIRE, G. P., PRAVDO, S. H., RICKER, G. R. UND TOWNSLEY, L. K. 2003. Chandra X-Ray Spectroscopic Imaging of Sagittarius A* and the Central Parsec of the Galaxy. *Astrophysical Journal*, **591**, 891–915.
- BALICK, B. UND BROWN, R. L. 1974. Intense sub-arcsecond structure in the galactic center. *Astrophysical Journal*, **194**(Dec.), 265–270.
- BERGER, M.J. UND SETZER, S.M. 1964. *Tables of Energy Losses and Ranges of Electrons and Positrons*. Report, NASA-SP 3012.
- BERGSTRÖM, L., ULLIO, P. UND BUCKLEY, J. H. 1998. Observability of gamma rays from dark matter neutralino annihilations in the Milky Way halo. *Astroparticle Physics*, **9**, 137–162.
- DUBUS, G. 2006. Gamma-ray absorption in massive X-ray binaries. *Astronomy and Astrophysics*, **451**, 9–18.
- ECKART, A., SCHÖDEL, R., MEYER, L., TRIPPE, S., OTT, T. UND GENZEL, R. 2006. Polarimetry of near-infrared flares from Sagittarius A*. *Astronomy and Astrophysics*, **455**, 1–10.
- EISENHAUER, F., GENZEL, R., ALEXANDER, T., ABUTER, R. UND PAUMARD, T. 2005. SINFONI in the Galactic Center: Young Stars and Infrared Flares in the Central Light-Month. *Astrophysical Journal*, **628**, 246–259.
- ENOMOTO, R., HARA, S., ASAHARA, A., *et al.* 2002. Design study of CANGAROO-III, stereoscopic imaging atmospheric Cherenkov telescopes for sub-TeV γ -ray detection. *Astroparticle Physics*, **16**, 235–244.
- GENZEL, R., SCHÖDEL, R., OTT, T., ECKART, A., ALEXANDER, T., LACOMBE, F., ROUAN, D. UND ASCHENBACH, B. 2003. Near-infrared flares from accreting gas around the supermassive black hole at the Galactic Centre. *Nature*, **425**, 934–937.
- GHEZ, A. M., MORRIS, M. R., BECKLIN, E. E., KREMENEK, T. UND TANNER, A. 2001. The Keck Proper Motion Study of the Galaxy’s Central Stellar Cluster: From Speckle Imaging and Velocities to Adaptive Optics and Accelerations. *Pages 309–+ of: DEITERS, S., FUCHS, B., JUST, A., SPURZEM, R. UND WIELEN, R. (eds), Dynamics of Star Clusters and the Milky Way*. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 228.

- GHEZ, A. M., DUCHÊNE, G., MATTHEWS, K., HORNSTEIN, S. D., TANNER, A., LARKIN, J., MORRIS, M., BECKLIN, E. E., SALIM, S., KREMENEK, T., THOMPSON, D., SOIFER, B. T., NEUGEBAUER, G. UND MCLEAN, I. 2003. The First Measurement of Spectral Lines in a Short-Period Star Bound to the Galaxy's Central Black Hole: A Paradox of Youth. *ApJ*, **586**, L127–L131.
- GHEZ, A. M., SALIM, S., HORNSTEIN, S. D., TANNER, A., LU, J. R., MORRIS, M., BECKLIN, E. E. UND DUCHÊNE, G. 2005. Stellar Orbits around the Galactic Center Black Hole. *Astrophysical Journal*, **620**, 744–757.
- GILLESSEN, S., EISENHAUER, F., TRIPPE, S., ALEXANDER, T., GENZEL, R., MARTINS, F. UND OTT, T. 2008. Monitoring stellar orbits around the Massive Black Hole in the Galactic Center. *ArXiv e-prints*, **0810.4674**.
- GÖTTING, N. 2007. *Nachweis von TeV-Gamma-Strahlung aus der Richtung der Blazare H1426+428 und 1ES1959+650 sowie der Radiogalaxie M87 mit den HEGRA-Cherenkov-Teleskopen*. Dissertation, Universität Hamburg.
- GOULD, R. J. UND SCHRÉDER, G. P. 1967. Pair Production in Photon-Photon Collisions. *Physical Review*, **155**, 1404–1407.
- HERRNSTEIN, R. M., ZHAO, J.-H., BOWER, G. C. UND GOSS, W. M. 2004. The Variability of Sagittarius A* at Centimeter Wavelengths. *AJ*, **127**, 3399–3410.
- HESS, V. F. 1912. Observation of Penetrating radiation of seven Balloon Flights. *Physikalische Zeitschrift*, **13**, 1084.
- HILLAS, A. M. 2006. Cosmic Rays: Recent Progress and some Current Questions. *ArXiv astro-ph/0607109*.
- HINTON, J., VIVIER, M., BÜHLER, R., PÜHLHOFER, G. UND WAGNER, S. 2007. Simultaneous H.E.S.S. and Chandra observations of Sgr A* during an X-ray flare. *ArXiv e-prints*, **0710.1537**.
- HINTON, J. A. FÜR DIE H.E.S.S. COLLABORATION. 2004. The status of the HESS project. *New Astronomy Review*, **48**, 331–337.
- HORN, WERNER, SHAPIRO, BRUCE UND VARADI, FERENC. 2001. *Orbital Mechanics*.
- HORNS, D. 2001. *Suche nach TeV-Photonen aus intergalaktischen Kaskaden und nach Bose-Einstein-Kondensaten in TeV-Photonen*. Dissertation, Universität Hamburg.
- KLAPDOR-KLEINGROTHAUS, V. 1997. *Teilchenastrophysik*. Teubner Studienbücher.
- LAROSA, T. N., KASSIM, N. E., LAZIO, T. J. W. UND HYMAN, S. D. 2000. A Wide-Field 90 Centimeter VLA Image of the Galactic Center Region. *AJ*, **119**, 207–240.
- LÖCKMANN, U., BAUMGARDT, H. UND KROUPA, P. 2008. Origin of the S Stars in the Galactic Center. *ApJ*, **683**, L151–L154.

- LORENZ, E., *et al.* 2000. The MAGIC Telescope Project. *Pages 510–+ of: DINGUS, B. L., SALAMON, M. H. UND KIEDA, D. B. (eds), American Institute of Physics Conference Series. American Institute of Physics Conference Series, vol. 515.*
- MAILLARD, J. P., PAUMARD, T., STOLOVY, S. R. UND RIGAUT, F. 2004. The nature of the Galactic Center source IRS 13 revealed by high spatial resolution in the infrared. *Astronomy and Astrophysics*, **423**, 155–167.
- MARTINS, F., GILLESSEN, S., EISENHAUER, F., GENZEL, R., OTT, T. UND TRIPPE, S. 2008. On the Nature of the Fast-Moving Star S2 in the Galactic Center. *ApJ*, **672**, L119–L122.
- MAUERHAN, J. C., MORRIS, M., WALTER, F. UND BAGANOFF, F. K. 2005. Intraday Variability of Sagittarius A* at 3 Millimeters. *ApJ*, **623**, L25–L28.
- MUNYANEZA, F., TSIKLARI, D. UND VIOLLIER, R. D. 1998. Sagittarius A*: A Supermassive Black Hole or a Spatially Extended Object? *ApJ*, **509**(Dec.), L105–L108.
- PUNCH, M. FÜR DIE H.E.S.S. COLLABORATION. 2005. H.E.S.S.-II: Expansion of H.E.S.S. for higher sensitivity and lower energy. *In: Towards a network of Atmospheric Cherenkov Detectors VII Palaiseau.*
- REES, M. J. UND GUNN, J. E. 1974. The origin of the magnetic field and relativistic particles in the Crab Nebula. *MNRAS*, **167**, 1–12.
- REID, M. J. UND BRUNTHALER, A. 2004. The Proper Motion of Sagittarius A*. II. The Mass of Sagittarius A*. *Astrophysical Journal*, **616**(Dec.), 872–884.
- REID, M. J., MENTEN, K. M., GENZEL, R., OTT, T., SCHÖDEL, R. UND ECKART, A. 2003. The Position of Sagittarius A*. II. Accurate Positions and Proper Motions of Stellar SiO Masers near the Galactic Center. *Astrophysical Journal*, **587**, 208–220.
- REID, M. J., MENTEN, K. M., TRIPPE, S., OTT, T. UND GENZEL, R. 2007. The Position of Sagittarius A*. III. Motion of the Stellar Cusp. *Astrophysical Journal*, **659**, 378–388.
- SCHÖDEL, R., OTT, T., GENZEL, R., *et al.* 2002. A star in a 15.2-year orbit around the supermassive black hole at the centre of the Milky Way. *Nature*, **419**, 694–696.
- SHEN, Z.-Q., LO, K. Y., LIANG, M.-C., HO, P. T. P. UND ZHAO, J.-H. 2005. A size of ~ 1 AU for the radio source Sgr A* at the centre of the Milky Way. *Nature*, **438**, 62–64.
- TLUCZYKONT, M. 2003. *Beobachtungen und Nachweis von Aktiven Galaktischen Kernen und Suche nach Galaktischen Objekten im TeV-Energiebereich mit den HEGRA-Cherenkov-Teleskopen sowie Modellierung eines Photonspektrums durch den Zerfall neutraler Pionen aus schockbeschleunigten Hadronen.* Dissertation, Universität Hamburg.

- TORRES, D. F., CAPOZZIELLO, S. UND LAMBIASE, G. 2000. Supermassive boson star at the galactic center? *PRD*, **62**(10), 104012–+.
- TSIKLAURI, D. UND VIOLLIER, R. D. 1998. Dark Matter Concentration in the Galactic Center. *Astrophysical Journal*, **500**, 591–+.
- UNSÖLD, A. UND BASCHEK, B. 2001. *Der neue Kosmos*. Springer.
- VAN ELDIK, C., BOLZ, O., BRAUN, I., HERMANN, G., HINTON, J. UND HOFMANN, W. 2007. Localising the H.E.S.S. Galactic Centre point source. *ArXiv e-prints*, **0709.3729**(Sept.).
- WANG, Q. D., LU, F. J. UND GOTTHELF, E. V. 2006. G359.95-0.04: an energetic pulsar candidate near Sgr A*. *MNRAS*, **367**, 937–944.
- WEEKES, T. C., BADRAN, H., BILLER, S. D., *et al.* 2002. VERITAS: the Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System. *Astroparticle Physics*, **17**, 221–243.
- YUSEF-ZADEH, F. UND MORRIS, M. 1987. Structural details of the Sagittarius A complex - Evidence for a large-scale poloidal magnetic field in the Galactic center region. *Astrophysical Journal*, **320**(Sept.), 545–561.
- YUSEF-ZADEH, F., WARDLE, M., HEINKE, C., DOWELL, C. D., ROBERTS, D., BAGANOFF, F. K. UND COTTON, W. 2008. Simultaneous Chandra, CSO, and VLA Observations of Sgr A*: The Nature of Flaring Activity. *Astrophysical Journal*, **682**, 361–372.

Tabellenverzeichnis

3.1	Orbitalparameter der S-Sterne aus Gillessen <i>et al.</i> (2008)	31
4.1	Parameter von S-Sternen	41
5.1	Parameter für die effektiven Flächen	45
5.2	Photonraten	46
5.3	Beobachtbarkeit Sgr A*	47

Abbildungsverzeichnis

2.1	Das elektromagnetische Spektrum	4
2.2	Energiespektrum der kosmischen Strahlung	5
2.3	Schemata von Luftschauern	7
2.4	Simulierte Luftschauer	8
2.5	Das H.E.S.S.-Teleskop	9
3.1	Das galaktisches Zentrum im Radio	12
3.2	Struktur Sgr A	13
3.3	Spektrale Energieverteilung von Sgr A*	15
3.4	Absorption in der Nähe des supermassiven schwarzen Loches	16
3.5	Galaktisches Zentrum im TeV	19
3.6	Das Spektrum von HESS J1745-290	19
3.7	Galaktisches Zentrum im Röntgen	20
3.8	Galaktisches Zentrum im nahen Infrarot	22
3.9	Ellipse	24
3.10	Definition der Anomalien	25
3.11	Koordinatensystem: Zentralkörper	26
3.12	Orbitalparameter	27
3.13	PQW-Koordinatensystem	28
3.14	Abstand zu Sgr A* für ausgewählte S-Sterne.	30
3.15	Orbits der S-Sterne	30
4.1	Feynmangraph und Wirkungsquerschnitt der Paarerzeugung	34
4.2	Photonendichte eines schwarzen Strahlers	35
4.3	Geometrie der Absorption	36
4.4	Geometrie der Absorption für eine Punktquelle	38
4.5	Abhängigkeit der Absorption von der Effektivtemperatur	39
4.6	Energieabhängigkeit der Absorption	40
4.7	Absorption $e^{-\tau}$ für S-Sterne	41
4.8	Absorption $e^{-\tau}$ für S14	42
5.1	Effektive Fläche	44
5.2	Energieabhängigkeit der Absorption mit Energiebändern	46

5.3	Simulierte Lichtkurven: 30-60 GeV	48
5.4	Simulierte Lichtkurven: hohes Energieband	50
5.5	Simulierte Lichtkurven: niedriges Energieband	50

Erklärung:

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine weiteren Quellen und Hilfsmittel als die angegebenen verwendet habe. Mit einer universitätsinternen Veröffentlichung bin ich einverstanden.

Hamburg, den 03. Dezember 2008

Attila Abramowski