

Arbeit zur Erlangung des akademischen Grades
Bachelor of Science

**L^AT_EX-Vorlage für die Bachelorarbeit in
TU-Farben**

Katharina Frantzen
geboren in Castrop-Rauxel

2014

Lehrstuhl für Experimentelle Physik V
Fakultät Physik
Technische Universität Dortmund

Erstgutachter:	Prof. Dr. Erstasdasgutachter
Zweitgutachter:	Prof. Dr. Zweitgutachter
Abgabedatum:	11. Juli 2014

Inhaltsverzeichnis

1	Astroteilchenphysik	1
1.1	Kosmische Strahlung	1
1.2	Quellen kosmischer Strahlung	6
1.3	Beschleunigungsmechanismen	8
1.4	Gammaastronomie	12
1.5	Aktive galaktische Kerne	15
1.6	Markarian 421	18
	Literatur	20

1 Astroteilchenphysik

Die Astroteilchenphysik ist ein noch recht junger Teilbereich der Physik und beinhaltet Fragen der Astrophysik und der Teilchenphysik. Verschiedene Botenteilchen, deren Eigenschaften in Abschnitt 1.1 beschrieben werden, geben Auskünfte über astrophysikalische Quellen, welche in Abschnitt 1.2 erklärt werden. Diese Quellen emittieren geladene, bzw. ungeladene Strahlung, die mit Hilfe von Satelliten im All oder auf der Erde detektiert wird. Die Modelle für die grundlegenden Beschleunigungsmechanismen der Teilchen, die in Abschnitt 1.3 beschrieben werden, müssen noch überprüft bzw. weiterentwickelt werden. Im Laufe der Jahre haben sich verschiedene Detektionsmethoden entwickelt, die speziell an die Teilchen, die detektiert werden sollen, angepasst sind. Gleichwohl ist die Forschung in der Detektorentwicklung noch nicht abgeschlossen und die Kollaborationen, sowie die konzipierten Detektoren werden fortschrittlicher und damit verbunden auch oft größer. Beispiele dafür sind der IceCube-Neutrino-Detektor oder das geplante Cherenkov-Teleskop-Array CTA. Abschnitt 1.4 bietet eine Übersicht über die Gammaastronomie und beschreibt die Wechselwirkung der Photonen auf dem Weg von der Quelle zum Detektor. Im Abschnitt 1.5 wird noch einmal der spezielle Quelltyp des Aktiven Galaktischen Kerns (AGN: Active Galactic Nuclei) näher beschrieben. Abschnitt 1.6 bietet eine Übersicht über die AGN Mrk 421, die im Verlauf der Arbeit näher untersucht wird.

1.1 Kosmische Strahlung

Abbildung 1.1 zeigt eine schematische Darstellung verschiedener Botenteilchen, die von einer astrophysikalischen Quelle emittiert werden können.

In Abbildung 1.1 werden schematisch die Eigenschaften der Botenteilchen auf ihrem Weg von der Quelle zum Beobachter dargestellt. Geladene Teilchen wie Protonen oder Elektronen wechselwirken im Allgemeinen mit intergalaktischen oder interstellaren Magnetfeldern. Dadurch stellt die Rekonstruktion ihrer Ursprungsrichtung eine Herausforderung dar. Im Gegensatz zu den geladenen Teilchen, können Neutrinos aufgrund ihrer geringen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit diese Strecke nahezu ungehindert zurücklegen. Allerdings ist ihre Detektion schwierig, sodass nur Detektoren mit sehr großem Volumen sie indirekt z.B. über Myonen detektieren können. Diese Detektion geschieht z.B. mit IceCube, einem Detektor, der in das Eis am Südpol eingeschmolzen, folgendermaßen: Ein Neutrinos wechselwirkt z.B. mit

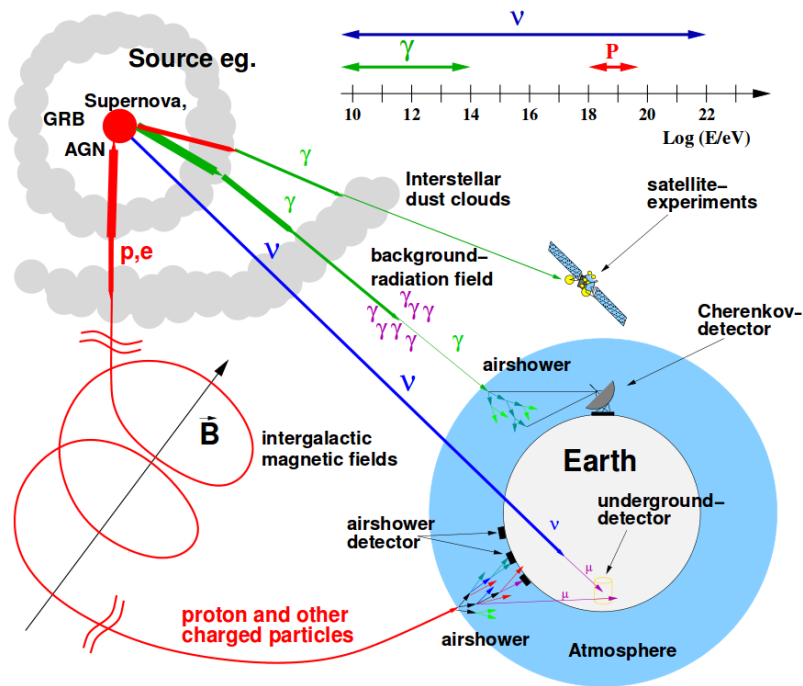


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der Wechselwirkungen, sowie der Detektion der Botenteilchen auf dem Weg von der Quelle zum Beobachter. Auf ihrem Weg unterliegen die unterschiedlichen Botenteilchen unterschiedlichen Wechselwirkungen. Geladene Teilchen wechselwirken mit Staubwolken und werden von Magnetfeldern abgelenkt, Neutrinos und hochenergetische Photonen behalten ihre Richtungsinformation bei. Photonen wechselwirken ebenfalls mit Staubwolken oder mit niederenergetischen Hintergrundphotonen und werden dann abhängig von ihrer Energie mit unterschiedlichen Detektoren gemessen. Das Bild entstammt [9].

der Erde und erzeugt ein geladenes Lepton. Beim Durchgang durch den Detektor erzeugt dieses geladenen Lepton Cherenkov-Strahlung, die mit Hilfe von Photosensoren detektiert wird. Photonen besitzen den gleichen Vorteil wie Neutrinos und werden auf dem Weg zum Detektor nicht abgelenkt. Allerdings können sie direkt mit Staubwolken oder der niederenergetischen Hintergrundstrahlung (EBL: External Background Light), welche aus Sternenlicht oder Wärmestrahlung aus interstellarem Staub besteht, wechselwirken. Hochenergetische Photonen werden von Satellitenexperimenten oder mit Hilfe von Luftschauerteleskopen detektiert. Die Detektion mit Satellitenexperimenten geschieht direkt, während Luftschauerteleskope die Teilchen indirekt detektieren. Wie in Abschnitt 1.4 beschrieben wird, werden die Luftschauer gemessen und daraus auf die Eigenschaften des Primärteilchens geschlossen.

1.1.1 Die geladene kosmische Strahlung

Die geladene kosmische Strahlung wurde Anfang des 20. Jahrhunderts mit Hilfe von Ballonexperimenten entdeckt [15]. Aufgrund des Ergebnisses, dass mit steigender Höhe die Ionisation zunahm, schlossen Hess und Kohlhörster[8], dass die von ihnen detektierte Strahlung aus dem Weltraum kommen müsse. Diese Strahlung besteht zu 85%[14] aus Protonen, zu 12%[14] aus α -Teilchen und 3%[14] aus Elementen mit größerer Kernladung. Das Energiespektrum dieser kosmischen Strahlung ist auf einem sehr großen Energiebereich vermessen und wurde sowohl mit erdgebundenen Experimenten als auch mit Satellitenexperimenten bestimmt.

Wie in Abbildung 1.2 zu erkennen ist, kann das Spektrum mit einem gebrochenen Potenzgesetz mit zwei Steigungsänderungen, die als "Knie" und "Ferse" bezeichnet werden, parametrisiert werden [16]. Hierbei ist N die Anzahl, E die Energie, E_p die Primärteilchenenergie und α_{CR} der spektrale Index der kosmischen Strahlung:

$$\frac{dN}{dE} \propto E_p^{-\alpha_{CR}} \quad (1.1)$$

mit[16]

$$\alpha_{CR} = \begin{cases} 2,7 & E < 4,5 \cdot 10^6 \text{ GeV} \\ 3,10 & E < 4 \cdot 10^9 \text{ GeV} \\ 2,7 & E > 4 \cdot 10^9 \text{ GeV}. \end{cases}$$

Die Existenz eines zweiten Knies bei $E = 4 \cdot 10^8 \text{ GeV}$ [16] wird noch untersucht. Größere Energien als $5 \cdot 10^{19} \text{ eV}$ können aufgrund des GZK-Cutoffs [13][22] theoretisch nicht gemessen werden. Dieser Cutoff tritt auf, wenn Protonen mit dem kosmischen Mikrowellenhintergrund (CMB) wechselwirken [13][22]:

$$p\gamma_{CMB} = \begin{cases} \Delta^+ \\ p e^+ e^- \end{cases}$$

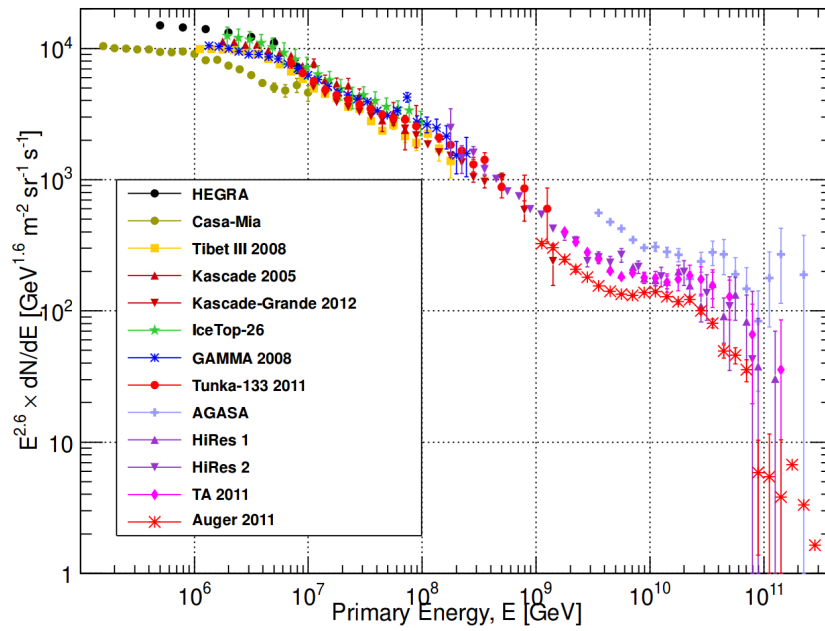


Abbildung 1.2: Spektrum der kosmischen Strahlung. Aufgetragen ist der Fluss der Teilchen gegen die Primärteilchenenergie. Bei der Energie $E = 10^{6,4}$ GeV befindet sich das sogenannte "Knie" und bei der Energie $E = 10^{9,5}$ GeV die "Ferse" des Spektrums. [12]

Knie und Ferse beinhalten Informationen über die Beschleunigungsmechanismen der Teilchen bzw. über die Quellen. Die Teilchen mit den höchsten Energien jenseits der Ferse können nicht galaktischen Ursprungs sein, da die galaktischen Magnetfelder für die Beschleunigung zu schwach sind. Deswegen wird vermutet, dass diese Teilchen extragalaktischen Ursprungs sind, wobei die Beschleunigungsmechanismen (vgl. Abschnitt 1.3) noch nicht genau bekannt sind.

1.1.2 Neutrinos als Botenteilchen

Neutrinos sind leichte Teilchen, die eine sehr geringe Wechselwirkungswahrscheinlichkeit aufweisen und daher nur in großen Experimenten wie IceCube[1] oder ANTARES[3] indirekt über Myonen nachgewiesen werden können. Es gibt verschiedene Quellen, in denen Neutrinos entstehen können. Kosmogene Neutrinos werden in Wechselwirkungen von hochenergetischen Protonen mit dem kosmischen Mikrowellenhintergrund (CMB: Cosmic Microwave Background) und dem darauffolgenden Zerfall von geladenen Pionen erzeugt. Galaktische Neutrinos können in hadronischen Beschleunigungsprozessen erzeugt werden. Es wird auch vermutet, dass in Gammastrahlenausbrüchen oder in hadronischen Beschleunigungsprozessen in AGNs Neutrinos entstehen können

Die größte Herausforderung bei der Suche nach hochenergetischen Neutrinos ist der Untergrund, der durch Wechselwirkungen von geladener kosmischer Strahlung mit der Atmosphäre entsteht. Die Produktion von Neutrinos geschieht über die Produktion von geladenen Pionen. Nachfolgend werden die möglichen Reaktionen beschrieben. Entweder wechselwirkt ein Photon mit einem Proton (mit der in Klammern angegebenen Wahrscheinlichkeit)[5]:

$$p\gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \begin{cases} p\pi^0 & (2/3) \\ n\pi^+ & (1/3) \end{cases}$$

Oder ein Proton wechselwirkt mit einem anderen Proton[5]:

$$pp \rightarrow \begin{cases} pp\pi^0 & (2/3) \\ pn\pi^+ & (1/3). \end{cases}$$

Bei höheren Energien tragen auch Kaonen und Neutronen zur Neutrinoproduktion bei. In diesen Prozessen entstehen negativ geladene Pionen, die zerfallen und dabei Neutrinos produzieren [10].

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ \nu_\mu \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu \bar{\nu}_\mu \end{aligned}$$

In der Quelle erwartet man eine Verteilung der Neutrinos von $(\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau) = (\bar{\nu}_e : \bar{\nu}_\mu : \bar{\nu}_\tau) = (1 : 2 : 0)$ [10]. Aufgrund von Neutrinooszillationen, d.h. z.B. ein Elektroneneutrino kann zu einem Myoneneutrino oszillieren, und der zurückgelegten Strecke der Neutrinos, wird auf der Erde ein Verhältnis von $(\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau) = (1 : 1 : 1)$ [10] beobachtet.

1.1.3 Photonen als Botenteilchen

Genau wie die Neutrinos besitzen Photonen den Vorteil, dass sie nicht von Magnetfeldern abgelenkt werden. Allerdings können aufgrund der Absorption in der Atmosphäre auf der Erde nur Photonen im optischen und im Radiobereich direkt detektiert werden. Deswegen hat sich die optische Astronomie und die Radioastronomie zuerst entwickelt. Danach kamen dann Astronomie mit anderen Wellenlängen wie z.B. Röntgenstrahlung oder Gammastrahlung hinzu. Gammastrahlung lässt sich anhand der Energie in nieder- bis mittelergetische Gammastrahlung (0,1 MeV - 30 MeV), hochenergetische Gammastrahlung (30 MeV -100 GeV), sehr hochenergetische Gammastrahlung (100 GeV-100 TeV) und ultrahochenergetische Gammastrahlung ($E > 100$ TeV) einteilen.

Der Nachteil der hochenergetischen Photonen ist, dass sie mit den niederenergetischen Photonen der Hintergrundstrahlung (EBL) wechselwirken. Mit Hilfe von Messungen können dann Modelle erstellt werden, die die Hintergrundstrahlung parametrisieren und mit Hilfe derer dann diese Absorption in Beobachtungen berücksichtigt werden kann.

Abschnitt 1.4 geht näher auf die Gammaastronomie ein und es werden die Wechselwirkungen erklärt, die die Photonen auf ihrem Weg zur Erde, erfahren.

1.2 Quellen kosmischer Strahlung

In diesem Kapitel wird eine Übersicht über einige Quellen der kosmischen Strahlung gegeben. Es werden vor allem die wichtigsten Quellen hochenergetischer Gammastrahlung vorgestellt.

1.2.1 Die Galaktische Scheibe und das Galaktische Zentrum

1968 wurde das erste Mal Gammastrahlung von der Galaktischen Scheibe detektiert [17]. Diese galaktische Gammastrahlung kann in verschiedenen Prozessen entstehen, die Photonen unterschiedlicher Energie erzeugen. Niederenergetische Photonen können durch Bremsstrahlung von Elektronen im interstellaren Gas erzeugt werden. Elektronen können auch in einem inversen Comptonprozess an niederenergetischen Photonen gestreut werden, wodurch die Photonen auf hohe Energien beschleunigt

werden. Im Zerfall von neutralen Pionen zu Photonen werden Photonen mittlerer Energie erzeugt.

Das Galaktische Zentrum enthält mehrere massive Objekte, wie z.B. junge Supernova-Überreste, die hochenergetische Gammastrahlen emittieren. So befindet sich in einem Radius von 10 pc um das Galaktische Zentrum eine Masse von $3 \cdot 10^7$ Sonnenmassen. Dem Satellitenexperiment EGRET gelang die Detektion einer Quelle - 3EG J1745-2852 - von hochenergetischer Gammastrahlung. Allerdings ist die Natur dieser Quelle noch unbekannt.[4][21]

1.2.2 Supernovae und Supernovaüberreste

Die Explosion eines Sterns wird als Supernova (SN) bezeichnet. Gammastrahlung, die aus einer SN kommt, wird entweder in den ersten Sekunden der Explosion als Gammastrahlungsausbruch (GRB: Gamma Ray Burst) emittiert. Falls nach dem GRB ein Pulsar entsteht, kann sie aber auch als stete periodische Emission dieses Pulsars emittiert werden. Es ist auch möglich, dass die Photonen aus der sich ausbreitenden Hülle des ehemaligen Sterns (SNR: Supernova Remnant) stammen. Diese galaktischen Quellen liefern kosmische Strahlung bis zu Energien von 100 TeV[21]. Eine Beschleunigung von Teilchen auf Energien von 10^{20} eV durch SN und SNR ist nicht möglich. Teilchen mit so hohen Energien stammen somit aus extragalaktischen Quellen.[21]

1.2.3 Pulsare und Binaries

Pulsare sind rotierende Neutronensterne mit einer Rotationsperioden zwischen einigen Millisekunden und einigen Sekunden. Das bekannteste Beispiel ist der Crab-Pulsar im Zentrum des Krebsnebels.

Dieser Quelltyp wurde vor mehr als 30 Jahren entdeckt und er lässt sich in zwei Kategorien einteilen. Pulsare der ersten Kategorie gewinnen ihre Energie durch Rotation und sind im Allgemeinen im Radiobereich gut detektierbar. Pulsare der zweiten Kategorie gewinnen ihre Energie durch Akkretion von Materie und sind vor allem im Röntgenbereich gut detektierbar. Die Emissionsprozesse der Pulsare der zweiten Kategorie sind rein thermisch und von weniger Interesse für die hochenergetische Gammaastronomie.

Bisher wurden einige Pulsare entdeckt, die im Gammabereich ebenfalls eine hohe Luminosität haben. Genau wie bei von SN und SNRs, können ihre Energiespektren durch ein Potenzgesetz beschrieben werden. Verschiedene Pulsare lassen sich anhand ihrer Spektren voneinander unterscheiden. Ihre Lichtkurven unterscheiden sich in der Position der Peaks bei verschiedenen Wellenlängen. Die Emissionsmechanismen von Pulsaren sind noch nicht komplett verstanden und zwei Modelle konkurrieren miteinander. Eine detaillierte Beschreibung dieser Modelle kann z.B. [21] entnommen

werden.

Die Hälfte aller Sterne taucht in einer Assoziation mit einem anderen Objekt auf und wird Binaries genannt. Dieses andere Objekt ist oft ein kompaktes Objekt wie z.B. ein Weißer Zwerg, ein Neutronenstern oder ein Schwarzes Loch. Hohe Röntgenemission sowie ein zeitlich variables Verhalten sind charakteristisch für diesen Quelltyp. Die Variabilität kann im Bereich von Millisekunden bis zu Jahren liegen und periodisch auftauchen oder in einzelnen Ausbrüchen wird viel Strahlung emittiert.[21]

1.2.4 Gammastrahlenausbrüche

Gammastrahlenausbrüche (GRB: Gamma Ray Burst) wurden während des kalten Kriegs von den amerikanischen *Vela*-Satelliten, die Atombombenexplosionen aufspüren sollten, entdeckt. 16 GRBs mit Zeitspannen von 0,1 s - 30 s und Teilchenflüssen zwischen $(10^{-5} - 10^{-4} \frac{\text{erg}}{\text{s}})$ wurden detektiert.

Im Allgemeinen dauern GRBs zwischen Millisekunden und einigen tausend Sekunden und sind isotrop verteilt. Sie werden in kurzzeitige Ausbrüche ($t < 2\text{ s}$) und den Rest unterteilt. Fast die gesamte emittierte Energie ist größer als 50 keV. Mit Satellitenexperimenten wurden GRBs auch bei Energien von Gammastrahlung (bis ca. 30 GeV) detektiert, der Fluss, d.h. die Anzahl der Teilchen pro Fläche und Zeit, ist aber sehr niedrig. Bodengebundene Teleskope, wie z.B. MAGIC betreiben GRB-Programme, allerdings kam es bisher noch zu keiner richtigen Detektion.[21]

1.2.5 Aktive Galaktische Kerne

Die Klasse der Aktiven Galaktischen Kerne (AGN) wird durch ein Supermassives Schwarzes Loch, welches sich in ihrem Zentrum befindet und Materie akkretiert, gekennzeichnet. Abhängig vom AGN-Typ werden aus dem Zentrum noch zwei Jets in entgegengesetzte Richtungen emittiert. Anhand ihrer Ausrichtung zum Beobachter und ihrer Emission in den verschiedenen Wellenlängen werden AGNs klassifiziert. Eine genauere Darstellung dieses Quelltyps, zu dem auch die in dieser Arbeit analysierte Quelle Mrk 421 gehört, wird in Abschnitt 1.5 gegeben.

1.3 Beschleunigungsmechanismen

Im Folgenden werden die Beschleunigungsmechanismen vorgestellt, die in den relativistischen Jets von AGNs oder GRBs relevant sind. Dafür wird zunächst der Fermi-Mechanismus vorgestellt, mit dessen Hilfe geladene Teilchen beschleunigt werden. Danach werden die Prozesse zur Erzeugung, bzw. Abschwächung von hoch-energetischer Gammastrahlung beschrieben. Auf Grund der geringen Teilchendichte

in Jets ($n \leq 10^{-3} \frac{1}{\text{cm}^3}$) sind Prozesse wie Coulombstreuung oder Bremsstrahlung in AGNS nicht relevant und werden nicht beschrieben.

1.3.1 Fermi-Mechanismus 1. und 2. Art

Die Fermi-Beschleunigung 1.Art beschreibt die Schockbeschleunigung. Die in einer SN abgestoßene Hülle repräsentiert eine Schockfront, die sich mit einer Geschwindigkeit u_1 durch das interstellare Medium (ISM) fortbewegt. Hinter der Schockfront strömt Gas mit der Geschwindigkeit u_2 in die entgegengesetzte Richtung. Kollidiert nun ein Teilchen, welches sich mit der Geschwindigkeit c bewegt, mit dieser Schockfront und wird dabei reflektiert, so gewinnt es die relative Energie

$$\frac{\Delta E}{E} \propto \frac{u_1 - u_2}{c}. \quad (1.2)$$

Diese Art der Beschleunigung ist somit linear in der Geschwindigkeit und es können maximale Energien von $\approx 100\text{TeV}$ erreicht werden.[14][18]

Die Fermi-Beschleunigung 2.Art beschreibt die Wechselwirkung eines Teilchens mit Geschwindigkeit c mit magnetischen Gaswolken, die sich mit der Geschwindigkeit u bewegen. Der relative Energiegewinn bei diesem Beschleunigungsmechanismus beträgt:

$$\frac{\Delta E}{E} \propto \frac{u^2}{c^2}. \quad (1.3)$$

Die Fermi-Beschleunigung 2.Art ist somit quadratisch in der Teilchen- und Wolkengeschwindigkeit. Da die Teilchen der kosmischen Strahlung einen Teil ihrer Energie in Wechselwirkungen mit dem interstellaren oder dem intergalaktischen Gas zwischen zwei Kollisionen wieder verlieren, benötigt dieser Beschleunigungsmechanismus eine minimale Injektionsenergie, oberhalb der die Teilchen effektiv beschleunigt werden können.[14][18]

1.3.2 Synchrotronstrahlung

Propagiert ein geladenes relativistisches Teilchen durch ein Magnetfeld, emittiert es ein breites Spektrum an Synchrotronstrahlung. Der Energieverlust dieses Teilchens mit Masse m , Ladung q , Lorentzfaktor γ und der Geschwindigkeit βc , welches sich mit einem Winkel Ψ zum B-Feld mit der Energiedichte $u_B = \frac{B^2}{8\pi}$ bewegt, beträgt:

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{Sy} = -\frac{16\pi c}{3} \left(\frac{q}{mc^2} \right)^2 u_B \beta^2 \gamma^2 \sin^2(\Psi). \quad (1.4)$$

Unter der Annahme, dass in relativistischen Jets die abstrahlenden Teilchen sofort in zufällige Richtungen gestreut werden, d.h. dass sie zufällig im Verhältnis zum B-Feld

verteilt sind und unter der Annahme, dass die Streuung auf kleineren Zeitskalen abläuft als der Synchrotronstrahlungsprozess, wird über den Winkel ψ gemittelt. Das führt dazu, dass der Energieverlust umso größer wird, je größer die Masse ist:

$$\frac{dE}{dt} \propto m^{-2} \quad \text{bzw.} \quad \frac{d\gamma}{dt} \propto m^{-3}, \quad (1.5)$$

wobei

$$\frac{dE}{dt} = mc^2 \frac{d\gamma}{dt}. \quad (1.6)$$

Daraus folgt, dass Elektronen größere Energieverluste durch Synchrotronstrahlung erfahren als Protonen. Für den gleichen Energieverlust müsste ein Proton $6,2 \cdot 10^9$ mal mehr Energie haben als ein Elektron. Ein Nachteil von Elektronen ist, dass sie, nachdem sie zu ultrarelativistischen Energien beschleunigt worden sind, ihre Energie sehr schnell wieder verlieren. Protonen und schwerere Teilchen können einfacher beschleunigt werden, müssen aber auf extrem hohe Energien beschleunigt werden, um Photonen mit nennenswerter Energie abstrahlen zu können.

Zudem tritt noch das Problem der Synchrotron-Selbst-Absorption auf, d.h. Photonen werden von relativistischen Elektronen im B-Feld absorbiert.[7]

1.3.3 Compton-Streuung

Die Streuung von relativistischen Elektronen an einem Strahlungsfeld wird Compton-Streuung genannt. Dieser Prozess tritt auch in Strahlungsfeldern von extragalaktischen Jets auf. Die Photonenergie ϵ wird in Abhängigkeit von der Elektron-Ruhemasse $m_e c^2$ angegeben: $\epsilon = \frac{h\nu}{m_e c^2}$. [7]

In niedrigster Ordnung ist der Energieverlust im Thomson-Limit, d.h. $\gamma\epsilon \ll 1$ gegeben durch:

$$-\left(\frac{d\gamma}{dt}\right) \approx \frac{4}{3} c \sigma_T \frac{u_{Ph}}{m_e c^2} \gamma^2 \quad (1.7)$$

σ_T : Thomson-Wirkungsquerschnitt, u_{Ph} : Energiedichte des Photonfeldes.

Im Thomson-Limit kommt es zu Photonenergien von $\epsilon_S \sim \gamma^2 \epsilon_0 \ll \frac{1}{\epsilon_0}$, wobei ϵ_0 die Energie des isotropen monoenergetischen Photonfeldes ist.[7]

Für große Elektron- und Photonenergien $\gamma\epsilon > 1$ ist Compton-Streuung unterdrückt.[7]

1.3.4 $\gamma\gamma$ -Absorption und Paar-Produktion

Die Wechselwirkung von hochenergetischen Photonen miteinander oder mit weniger energiereichen Photonen ist der einzige relevante Absorptionsmechanismus

für Photonen in astrophysikalischen Umgebungen. Ein Photon mit der Energie ϵ_1 wechselwirkt mit einem Photon mit der Energie ϵ_2 unter dem Winkel $\Theta = \cos^{-1}\mu$ und produziert ein e^+/e^- -Paar falls:

$$\epsilon_1 \geq \frac{2}{\epsilon_2(1 - \mu)}. \quad (1.8)$$

Sehr hochenergetische Gammastrahlung aus einer Quelle in kosmologischer Entfernung wird vom Infrarot- und optischen Hintergrundlicht absorbiert. Dieser Prozess wird EBL (Extragalactic Background Light)-Absorption genannt. Dieses extragalaktische Hintergrundlicht besteht vorwiegend aus der Infrarot-Emission von Staub aus jungen, sternbildenden Galaxien als auch aus der Infrarot- und der optischen Emission von Sternen. Das Spektrum und die Intensität des EBL hängen von der kosmologischen Zeit bzw. der Rotverschiebung ab und dadurch wird auch die Opazität für VHE-Gammastrahlung bestimmt. Aufgrund der großen Emission innerhalb des Sonnensystems und der Milchstraße ist das EBL schwierig zu vermessen. Daraus folgt, dass für Quellen mit großer Rotverschiebung, die Absorption durch EBL berücksichtigt werden muss, was mit Hilfe von EBL-Modellen geschieht.[7]

1.3.5 γ -Hadron-Wechselwirkungen

Aufgrund der oft dichten Strahlungsfelder in Jets sind die Wechselwirkungen zwischen relativistischen Hadronen und Photonen bedeutend. Zum einen kann es zur Bethe-Heitler-Paarproduktion und zum anderen zu Photomesonproduktion kommen.[7]

Die Bethe-Heitler-Paarproduktion beschreibt die Reaktion eines Kernteilchens an einem Hintergrund-Photon, wobei ein e^+/e^- -Paar entsteht:

$$p \gamma \rightarrow p' e^+ e^-. \quad (1.9)$$

Diese Reaktion tritt auf, sobald die Schwerpunktsenergie groß genug ist:

$$s \geq (m_p c^2 + 2m_e c^2)^2 \approx 0,882 \text{ GeV}^2. \quad (1.10)$$

Die Photo-Mesonproduktion von z.B. Pionen tritt auf, sobald die Schwerpunktsenergie $s \geq (m_p c^2 + 2m_{\pi^0} c^2)^2 \approx 1,16 \text{ GeV}^2$ überschreitet. Dominant ist die Pion-Produktion in photohadronischen Interaktionen, wobei die π^0 mit einer Halbwertszeit von $t_{1/2} \approx 8,4 \cdot 10^{-17} \text{ s}$ in zwei Photonen zerfallen und die geladenen Pionen nach einer Halbwertszeit von $t_{1/2} \approx 2,6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ in Myonen und Neutrinos. Die Produktion und der Zerfall von Kaonen und η -Mesonen trägt (10-20)% zur gesamten Photonen-, Leptonen- und Neutrinoproduktion bei.[7]

1.3.6 Elektromagnetische Kaskaden

In einer photohadronischen Quelle ist die Lichtundurchlässigkeit für primäre Gammastrahlung aus π^0 -Zerfällen oder Compton-Streuung groß, weil sonst keine photohadronischen Wechselwirkungen stattfinden könnten. Solche primären Photonen verursachen eine elektromagnetische Kaskade, in der Paarproduktion, Synchrotronstrahlung, Comptonstreuung und Bremsstrahlung, die wichtigen Prozesse sind. Solche eine Kaskade kann innerhalb von Jets auftreten, sobald die Photonen genug Energie für die Paarproduktion besitzen und die Dichte an Umgebungsphotonen hoch genug ist. Sobald die Energie der Photonen nicht mehr ausreichend für die Paarproduktion ist, verschwindet die Kaskade.[7]

1.4 Gammaastronomie

Wie in 1.1.3 beschrieben wurde, lässt sich die Gammaastronomie in verschiedene Energiebereiche einteilen. Abhängig vom Energiebereich gibt es verschiedene Detektoren.

Satellitenexperimente Gammastrahlung mit Energien, die kleiner sind als 10 GeV werden mit Satellitenexperimenten detektiert.

Der Transport ins All stellt limitierende Bedingungen an diese Experimente. Die Detektionsfläche ist relativ klein und aufgrund des kleinen Teilchenflusses werden lange Beobachtungszeiten benötigt. Im Allgemeinen lassen sich abhängig vom dominanten Wechselwirkungsprozess in dem zu beobachtenden Energiebereich zwei Detektionstechniken unterscheiden. Hochenergetische Gammastrahlung wird über den Prozess der Paarproduktion detektiert und die mittelenenergetische Gammastrahlung über den Prozess der Comptonstreuung.

Die Paarproduktionsteleskope arbeiten typischerweise im Energiebereich von ca. 30 MeV-10 GeV. Die Experimente COS-B und CGRO sind zwei Beispiele für diesen Typ. Sie nutzen die Funkenkammer zur Detektion und bestehen aus verschiedenen Bauteilen. EGRET an Bord des CGRO besteht aus einem Tracker, der eine Funkenkammer beinhaltet. Ein Gammaphoton erzeugt innerhalb dieses Trackers ein Elektron-Positron-Paar, welches in der Funkenkammer detektiert wird. Der Pfad dieses Paares wird in der Kammer aufgezeichnet. Jedes Elektron-Positron-Paar, welches die Funkenkammer verlässt wird dann vom sogenannten Trigger gezählt. Mit Hilfe des dritten Bauteils, dem Kalorimeter, wird die Energie des Paares bestimmt. Als Veto dient eine Umhüllung des Detektors, die geladene Teilchen detektiert, die nicht innerhalb des Detektors erzeugt wird.

Comptonteleskope dienen der Detektion von Gammastrahlung im Energiebereich 100 keV-10 MeV. Sie bestehen aus einem Szintillationsdetektor aus festem oder flüssigen Material, in dem Licht von geladenen Sekundärteilchen detektiert wird. Diese

ref

REF

Sekundärteilchen sind in einer Comptonstreuung mit Gammastrahlung entstanden. Mit Hilfe von Photomultipliern (PMTs) wird das Licht detektiert. Auch dieses Teleskop ist von einer Veto-Umhüllung umgeben.

Erdgebundene Gammaastronomie Die erdgebundenen Experimente beruhen auf der Entwicklung einer elektromagnetischen Kaskade in der Atmosphäre. Trifft ein Photon mit einer Energie, die größer ist als 10 MeV auf die Atmosphäre, dann produziert es typischerweise in einer Höhe von ca. 20 km ein Elektron-Positron-Paar. Diese Paarproduktion erfolgt in Vorwärtsrichtung. In dem typischen Energiebereich $E > 10\text{ GeV}$ wechselwirkt dieses Paar mit den Molekülen der Luft. Dabei entstehen in Bremsstrahlungsprozessen Photonen, die dann wiederum weitere Paare produzieren. So entsteht eine elektromagnetische Kaskade in der Atmosphäre. Diese Kaskade vergrößert sich so lange bis Ionisations- und Strahlungsverluste gleich groß sind und das Schauernmaximum erreicht ist. Danach stirbt der Schauer aus. Begleitet wird der Schauer von Cherenkovphotonen. Diese entstehen sobald die Energie der Sekundärelektronen oberhalb der Schwelle für Cherenkovemission liegt. Dann werden Photonen in Vorwärtsrichtung unter dem sogenannten Cherenkovwinkel emittiert. Dieser Winkel beträgt auf Meereshöhe ca. 1.3° .

Nur ein kleiner Teil Primärteilchenenergie ($< 10^{-6}$) geht in die Emission des sichtbaren Cherenkovlichts. Allerdings ist dieses Licht mit Hilfe eines Spiegels und PMTs einfach zu detektieren. Weiterhin ist es möglich aus dem Cherenkovlicht Rückschlüsse auf den Ursprung, die Energie, sowie die Ankunftszeit des Primärteilchens zu schließen. Bei den für Cherenkovteleskopen interessanten Energien ($E \gtrsim 100\text{ GeV}$) verhält sich die Atmosphäre wie ein großes Kalorimeter und so bietet die Helligkeit des Cherenkovlichtkegels am Boden ein gutes Maß für die Primärteilchenenergie. Das Cherenkovlicht kommt innerhalb einiger Nanosekunden am Detektor an. Bei einem Schauer, der von einem Primärteilchen mit der Energie $E = 1\text{ TeV}$ ausgelöst wurde, kommen 25% des Lichts von Schauerteilchen in Höhe der ersten Wechselwirkung. Der Hauptanteil (ca. 50%) wird von einem Zylinder der Länge 4 km im Schauernmaximum emittiert. Dieses Licht stellt ein gutes Maß für die totale Energie des Schauers dar. Die letzten 25% werden von Schauerteilchen unterhalb von 6 km emittiert.

Die Grundidee der atmosphärischen Cherenkovtechnik ist einfach. Es wird ein Lichtdetektor benötigt, der sich in der Fokalebene eines Spiegels befindet, sowie schnelle Ausleseelektronik. Schon mit solch einem einfachen Detektor mit einer Lichtsammel­fläche von 2 km^2 und einer Integrationszeit von 10 ns ist es möglich, ein Lichtsignal eines Schauers mit Primärteilchenenergie 1 TeV zu detektieren. Allerdings ist die Unterscheidung zwischen einem elektromagnetischen Schauer, ausgelöst von Gammastrahlung, und einem Schauer ausgelöst von kosmischer Strahlung schwierig. Die Ionen und Protonen der kosmischen Strahlung wechselwirken ebenfalls in der

Atmosphäre und lösen hadronische Kaskaden aus, die den elektromagnetischen Kaskaden sehr ähnlich sind. Auch Teilchen dieser Schauer emittieren Cherenkovlicht, sodass Teleskope der ersten Generation diese Schauer nicht voneinander unterscheiden konnten. Außerdem ist zu beachten, dass der hadronische Untergrund ca. einen von Faktor 10^3 so groß ist. Zum Glück unterscheiden sich hadronische Schauer von elektromagnetischen in einigen Eigenschaften leicht. So besitzen diese beiden Arten von Schauern unterschiedliche laterale Verteilungen, zeitliche Verteilungen, eine anderes Lichtspektrum, sowie eine andere Winkelverteilung.

Um solch einen Schauer detektieren zu können, sind einige Eigenschaften des Detektors bzw. der Umgebung von großer Bedeutung. Die Atmosphäre spielt eine grundlegende Rolle, stellt den Beobachter aber vor Herausforderungen. Aufgrund von Wolken ist die Transmission variabel, sodass die Bewölkung, sowie das Wetter überwacht werden muss. Der Mond und Sterne, sowie Menschen-gemachte Lichtquellen sollten ebenfalls minimiert werden, um gute Beobachtungsbedingungen zu erreichen. Das geschieht durch eine gute Standortwahl. Detektor-spezifische Eigenschaften wie eine möglichst große Lichtsammelfläche werden durch segmentierte Spiegel erreicht und Lichtdetektoren, die im sensitiv für Cherenkovlicht sind, werden durch PMTs bereitgestellt.

Wird eine größere Anzahl an PMTs in der fokalen Ebene eines großen Reflektors angeordnet, stellen diese eine Kamera dar. Die Cherenkovphotonen des Schauers, die am Spiegel reflektiert werden, erzeugen dann in der Kamera ein Bild, welches parametrisiert und analysiert werden kann. Anhand der Bildparameter und anhand der Orientierung zum Kamerazentrum ist es mit dieser Technik möglich, elektromagnetische Schauer von hadronischen zu unterscheiden. Diese Technik wird Imaging Air Cherenkov (IACT)-Technik genannt und von vielen großen Teleskopen bzw. Teleskoparrays wie den in dieser Arbeit betrachteten MAGIC-Teleskope, aber auch HESS, VERITAS benutzt.

Im Gegensatz zur IACT-Technik existieren noch andere bodengebundene Teleskope, die Gammaastronomie betreiben. Erreicht ein Primärteilchen Energien, die größer sind als 10 TeV, erreichen genug Teilchen des Schauers den Boden, sodass der Schauer direkt detektiert werden kann und Energie sowie Ankunftszeit rekonstruiert werden können. Für diese Technik werden viele Teilchendetektoren auf einer großen Fläche verteilt. Außerdem bietet diese Art der Detektion den Vorteil, dass eine durchgängige Observation möglich ist. Als Beispiel dienen der Milagro-Detektor in New Mexico, USA, sowie sein Nachfolgeexperiment HAWC. MILAGRO bestand aus ca. 700 Lichtdetektoren in einem See und ca. 200, die außen herum platziert wurden. Auch das Pierre-Auger-Experiment, welches sich in der Pampa befindet ist ein gutes Beispiel. Dieses Experiment beinhaltet ca. 1600 Oberflächendetektoren, die sich in Wassertanks befinden und 27 Fluoreszenzteleskope. Mit diesen beiden Teleskoparten können die Eigenschaften der detektierten Schauer genau bestimmt werden.

1.5 Aktive galaktische Kerne

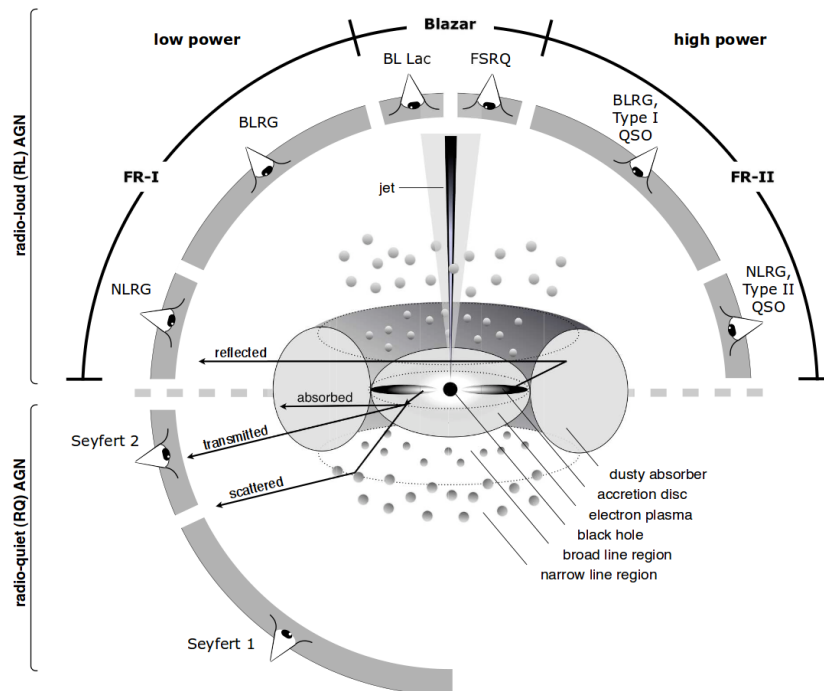


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung einer AGN. Abhängig von der Radioemission und dem Blickwinkel werden die einzelnen AGN-Typen voneinander unterschieden. Im Inneren befindet sich ein supermassives schwarzes Loch, welches von einer Akkretionsscheibe umgeben ist. Diese wird wiederum von einem Staubtorus umschlossen. Aus dem Zentrum werden zwei entgegengesetzte Jets emittiert.[6]

Wie in Abbildung 1.3 zu sehen ist, befindet sich im Zentrum jeder AGN ein supermassives schwarzes Loch, welches Materie akkretiert und eine Akkretionsscheibe formt. Oberhalb der Scheibe befinden sich Wolken, die mit schneller Geschwindigkeit rotieren und Emissionslinien fabrizieren. Diese Region wird Broad Line Region (BLR) genannt. Wolken die mit einem größeren Abstand um das schwarze Loch kreisen produzieren die narrow lines und werden Narrow Line Region genannt. Die BLR und die zentrale Region sind von einem Staubtorus umgeben. Senkrecht zur Scheibe werden zwei Jets in entgegengesetzte Richtungen emittiert.[21]

1.5.1 Klassifikation

Nach Urry und Padovani[20] werden AGNs in radiolaute und radioleise Vertreter unterteilt. Diese werden dann wieder gemäß ihrer Ausrichtung zur Sichtlinie des Beobachters weiter klassifiziert. Für eine genauere Informationen siehe [20]. Gemäß dieser Klassifikation werden nun Blazare betrachtet. Bei diesem AGN-Typ handelt es sich um radiolaute Quellen und der Beobachter guckt in den Jet. Blazare können in allen Wellenlängen beobachtet werden, d.h. über die volle Breite des elektromagnetischen Spektrums, was ca. 19 Dekaden in der Energie entspricht. Sie zeichnen sich durch ihre hohe Luminosität im Gammawellenlängenbereich und große Variabilität in allen Wellenlängen aus. Des Weiteren können starke Korrelationen zwischen den Wellenlängen beobachtet werden.[21]

1.5.2 Spektrale Energieverteilung

Die spektrale Energieverteilung [Spectral Energy Distribution (SED)] beschreibt die Emission einer Quelle aufgeteilt nach den verschiedenen Wellenlängen. Die SEDs von Blazaren besitzen eine charakteristische 2-huppelige Struktur. Bei sehr hochenergetischen Blazaren, wie Mrk 421 und Mrk 501 befindet sich der erste Peak bei Röntgenenergien und der zweite Peak bei ca. (10-250)GeV. Beide Peaks sind vergleichbar hoch.[21]

1.5.3 Variabilität

Blazare haben charakteristische Variabilitäten zwischen einigen Minuten und Jahren. Die erste Detektion eines Flares, also eines außergewöhnlichen Flussanstiegs, in der VHE-Emission einer AGN fand 1994 statt: Whipple beobachtete einen Flussanstieg von Mrk421 auf das 10fache.[21][11]

1.5.4 Multiwellenlängenbeobachtungen

Die simultane Beobachtung einer Quelle mit mehreren Teleskopen zur genauen Überwachung der Aktivität in allen Wellenlängen wird Multiwellenlängenbeobachtung (MWL-Beobachtung) genannt. Diese Beobachtungen dienen z.B. dazu, die Beschleunigungs-Mechanismen in den Quellen zu verstehen. Es können Korrelationen der Flüsse in verschiedenen Wellenlängen untersucht werden. Die erste MWL-Kampagne wurde 1995 organisiert; Ziel war die Quelle Mrk421.[21]

1.5.5 Modelle für hochenergetische Gamma-Emission

Es existieren zwei grundsätzlich verschiedene Ansätze um die hochenergetische Gammaemission zu erklären. Dies sind zum einen leptonische Modelle und zum

anderen hadronische Modelle. Im Folgenden werden zuerst zwei mögliche leptonische Modelle und anschließend ein hadronisches Modell vorgestellt.

Leptonische Modelle

Die Spektrale Energieverteilung (SED) gibt Hinweise auf die Strahlungsmechanismen, die im Inneren eines Jets vorstatten gehen könnten. Im Inneren eines Jets werden Elektronen durch Schocks beschleunigt. Diese Schocks entstehen durch Materie-Ansammlungen, die den Jet mit verschiedenen Geschwindigkeiten durchlaufen. Die beschleunigten Elektronen verlieren ihre Energie durch Synchrotronstrahlung im Magnetfeld des Jets und produzieren den Synchrotronpeak in der SED. Die Position dieses Peaks wird durch die Effizienz der Schockbeschleunigung und der Cooling-Prozesse, d.h. der Energieverluste bestimmt. Im Folgenden werden zwei verschiedene leptonische Modelle vorgestellt.[21]

SSC Im Synchrotron-Selbst-Compton-Modell werden die in Synchrotron-Prozessen abgestrahlten Photonen zu hohen Energien geboostet, die nahe an den Elektronenenergien sind. Im Thomson-Regime können Photonenergien von $E_\gamma \approx \gamma^2 h\nu$ und im Klein-Nishina-Regime $E_\gamma \approx \gamma m_e c^2$ erreicht werden.[21]

External Radiation Compton Im External-Radiation-Compton-Modell werden sogenannte Saat-Photonen benötigt, die dann invers Compton gestreut werden. Diese Saat-Photonen werden außerhalb des Jets produziert, z.B. in der Akkretionsscheibe.[21]

1.5.6 Hadronische Modelle

In den Protonmodellen werden die Gamma-Photonen in proton-induzierten Kaskaden produziert. Ziel dieser Modelle ist es, zwei Phänome gleichzeitig zu erklären: Das sind zum Einen die Produktion von VHE-Gammastrahlung in AGNs und zum Anderen der Ursprung der extragalaktischen kosmischen Strahlung mit Energien von 10^{20} eV. Die sehr hochenergetische Gammastrahlung entsteht durch beschleunigte Protonen im Jet mit Energien von bis zu 10^{18} eV, die dann mit energieärmeren Photonen wechselwirken und Pionen produzieren. Die erzeugten Pionen zerfallen und lösen dann eine Kaskade aus. In manchen Modellen wird die Gammastrahlung als Synchrotronstrahlung von sehr energiereichen Protonen emittiert. Das Problem der hadronischen Modelle ist, dass kurze Zeitvariabilitäten nicht erklärt werden können, da dafür ein sehr schnelles Cooling der Protonen nötig wäre. Durch Synchrotronstrahlung können die Protonen nicht schnell genug abgebremst werden. Kollisionen mit Photonen oder Ionen im Jet wären eine bessere Erklärung.[21]

In jedem Fall können hadronische Modell erst dann als richtig angenommen werden, wenn ein Neutrinofluss, resultierend aus dem Pion-Zerfall detektiert wird.[21]

1.6 Markarian 421

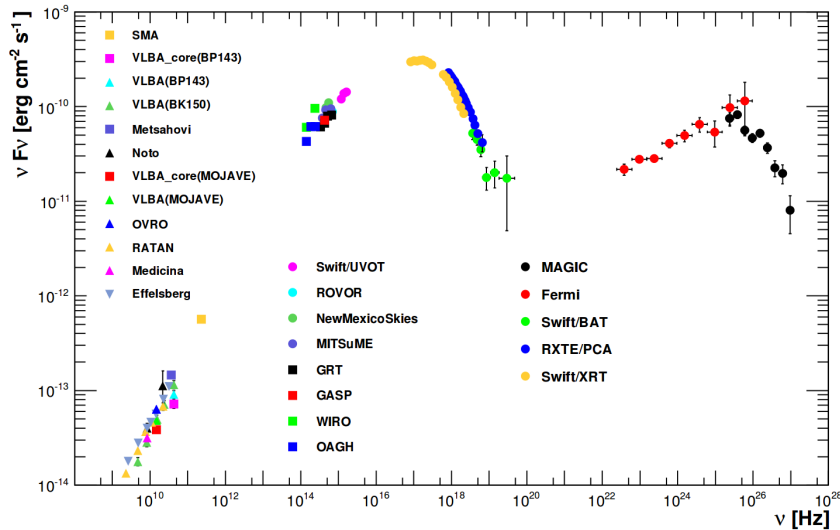


Abbildung 1.4: Die Graphik zeigt die SED von Mrk 421. Die für Blazare typische doppelhöckrige Struktur ist erkennbar. Des Weiteren ist zu sehen, dass das Maximum des niederenergetischen und des hochenergetischen Huppels einen ähnlichen Fluss aufweist.[2]

Die AGN Markarian 421 (Mrk 421) ($RA=11^h4^m27,31^s$, $Dec=38^\circ12'31,8''$) ist eine der hellsten extragalaktischen Quellen im Röntgen- und TeV-Licht und wird dem Typ High Synchrotron Peaked BL Lac zugeordnet. Sie besitzt eine Rotverschiebung von $z=0,0031$ und ist damit die nächste Quelle im TeV-Energiebereich. Neben Mrk 501 ist sie auch die am besten untersuchte Quelle. Die Quelle ist sehr variabel; so wurde z.B. schon eine Verdopplung des Flusses in 15 min beobachtet. Während eines Flares konnte auch eine Änderung in der Steigung des Spektrums beobachtet werden. In MWL-Kampagnen wurden auch Korrelationen von verschiedenen Wellenlängen beobachtet. Die charakteristische doppelhöckrige Struktur in der SED ist ebenfalls erkennbar, wobei der erste Peak bei keV-Energien und der zweite bei GeV-TeV-Energien zu erkennen ist (siehe Abbildung 1.4). Mit Hilfe des SSC-Modells kann die Form der SED gut beschrieben werden, wobei hadronische Modelle trotzdem nicht auszuschließen sind. Die ersten Beobachtungen von MAGIC im Winter 2004/2005 und im Frühling 2005 beinhalten Observationen von Mrk 421. Eine Multiwellenlän-

genkampagne von der Quelle hat auch, während die Quelle in einem nicht aktiven Zustand war, Variabilitäten beobachtet und eine Korrelation zwischen VHE und Röntgenstrahlung destgestellt [19].[21]

Literatur

- [1] M. G. Aartsen u. a. „Observation of High-Energy Astrophysical Neutrinos in Three Years of IceCube Data“. In: *Physical Review Letters* 113.10, 101101 (Sep. 2014), S. 101101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.101101. arXiv: 1405.5303 [astro-ph.HE].
- [2] A. A. Abdo u. a. „Fermi Large Area Telescope Observations of Markarian 421: The Missing Piece of its Spectral Energy Distribution“. In: *Astrophysical Journal* 736, 131 (Aug. 2011), S. 131. DOI: 10.1088/0004-637X/736/2/131. arXiv: 1106.1348 [astro-ph.HE].
- [3] M. Ageron u. a. „ANTARES: The first undersea neutrino telescope“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 656 (Nov. 2011), S. 11–38. DOI: 10.1016/j.nima.2011.06.103. arXiv: 1104.1607 [astro-ph.IM].
- [4] J. Albert u. a. „Observation of Gamma Rays from the Galactic Center with the MAGIC Telescope“. In: *Astrophysical Journal, Letters* 638 (Feb. 2006), S. L101–L104. DOI: 10.1086/501164. eprint: astro-ph/0512469.
- [5] Julia Becker. „Neutrinos On The Rocks - On the phenomenology of potential astrophysical neutrino sources“. Dissertation. TU Dortmund, 2007.
- [6] V. Beckmann und C. R. Shrader. „The AGN phenomenon: open issues“. In: *ArXiv e-prints* (Feb. 2013). arXiv: 1302.1397 [astro-ph.HE].
- [7] M. Boettcher, D. E. Harris und H. Krawczynski. *Relativistic Jets from Active Galactic Nuclei*. Wiley-VCH, 2012.
- [8] W. Bothe und W. Kolhörster. „Das Wesen der Höhenstrahlung“. German. In: *Zeitschrift für Physik* 56.11-12 (1929), S. 751–777. ISSN: 0044-3328. DOI: 10.1007/BF01340137. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/BF01340137>.
- [9] Marlene Doert. „The talkative AGN next door Broad-band spectral variability of the TeV blazar Markarian 501“. Dissertation. TU Dortmund, 2013.
- [10] S. I. Dutta, M. H. Reno und I. Sarcevic. „Tau neutrinos underground: Signals of $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations with extragalactic neutrinos“. In: *Physical Review D* 62.12, 123001 (Dez. 2000), S. 123001. DOI: 10.1103/PhysRevD.62.123001. eprint: hep-ph/0005310.
- [11] J. A. Gaidos u. a. „Extremely rapid bursts of TeV photons from the active galaxy Markarian 421“. In: *Nature* 383 (Sep. 1996), S. 319–320. DOI: 10.1038/383319a0.

-
- [12] T. Gaisser, T. Stanev und S. Tilav. „Cosmic Ray Energy Spectrum from Measurements of Air Showers“. In: *ArXiv e-prints* (März 2013). arXiv: 1303.3565 [astro-ph.HE].
 - [13] Kenneth Greisen. „End to the Cosmic-Ray Spectrum?“ In: *Phys. Rev. Lett.* 16 (17 Apr. 1966), S. 748–750. DOI: 10.1103/PhysRevLett.16.748. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.16.748>.
 - [14] C. Grupen. *Astroparticle Physics*. Springer Verlag, 2005.
 - [15] V. F. Hess. „Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten“. In: *Physikalische Zeitschrift* 13 (1912), S. 1084–1091.
 - [16] J. R. Hörandel. „Cosmic Rays from the Knee to the Second Knee: 10^{14} to 10^{18} eV“. In: *Modern Physics Letters A* 22 (2007), S. 1533–1551. DOI: 10.1142/S0217732307024139. eprint: astro-ph/0611387.
 - [17] W. L. Kraushaar u. a. „High-Energy Cosmic Gamma-Ray Observations from the OSO-3 Satellite“. In: *Astrophysical Journal* 177 (Nov. 1972), S. 341. DOI: 10.1086/151713.
 - [18] M. S Longair. *High Energy Astrophysics - Volume 2: Stars, the Galaxy and the interstellar medium*. 2nd edition. Cambridge University Press, 2002.
 - [19] MAGIC Collaboration u. a. „The 2009 multiwavelength campaign on Mrk 421: Variability and correlation studies“. In: *ArXiv e-prints* (Feb. 2015). arXiv: 1502.02650 [astro-ph.HE].
 - [20] C. M. Urry und P. Padovani. „Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei“. In: *Publications of the ASP* 107 (Sep. 1995), S. 803. DOI: 10.1086/133630. eprint: astro-ph/9506063.
 - [21] T. C Weekes. *Very High Energy Gamma-Ray Astronomy*. Institute of Physics Publishing, 2003.
 - [22] G. T. Zatsepin und V. A. Kuz'min. „Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays“. In: *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* 4 (Aug. 1966), S. 78.

Eidesstattliche Versicherung

Ich versichere hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Bachelorarbeit mit dem Titel „L^AT_EX-Vorlage für die Bachelorarbeit in TU-Farben“ selbstständig und ohne unzulässige fremde Hilfe erbracht habe. Ich habe keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie wörtliche und sinngemäße Zitate kenntlich gemacht. Die Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Ort, Datum

Unterschrift

Belehrung

Wer vorsätzlich gegen eine die Täuschung über Prüfungsleistungen betreffende Regelung einer Hochschulprüfungsordnung verstößt, handelt ordnungswidrig. Die Ordnungswidrigkeit kann mit einer Geldbuße von bis zu 50 000 € geahndet werden. Zuständige Verwaltungsbehörde für die Verfolgung und Ahndung von Ordnungswidrigkeiten ist der Kanzler/die Kanzlerin der Technischen Universität Dortmund. Im Falle eines mehrfachen oder sonstigen schwerwiegenden Täuschungsversuches kann der Prüfling zudem exmatrikuliert werden (§63 Abs. 5 Hochschulgesetz -HG-).

Die Abgabe einer falschen Versicherung an Eides statt wird mit Freiheitsstrafe bis zu 3 Jahren oder mit Geldstrafe bestraft.

Die Technische Universität Dortmund wird ggf. elektronische Vergleichswerkzeuge (wie z.B. die Software „turnitin“) zur Überprüfung von Ordnungswidrigkeiten in Prüfungsverfahren nutzen.

Die oben stehende Belehrung habe ich zur Kenntnis genommen.

Ort, Datum

Unterschrift