

EIN ZEITABHÄNGIGES,
SELBSTKONSISTENTES
HADRONISCH-LEPTONISCHES
STRAHLUNGSMODELL ZUR MODELLIERUNG
DER MULTIWELLENLÄNGENEMISSION VON
BLAZAREN

DISSERTATION ZUR ERLANGUNG DES
NATURWISSENSCHAFTLICHEN DOKTORGRADES
DER BAYERISCHEN JULIUS-MAXIMILIANS-UNIVERSITÄT WÜRZBURG
VORGELEGT VON
MICHAEL RÜGER



LEHRSTUHL FÜR ASTRONOMIE
INSTITUT FÜR THEORETISCHE PHYSIK UND ASTROPHYSIK
BAYERISCHE JULIUS-MAXIMILIANS-UNIVERSITÄT WÜRZBURG
WÜRZBURG, MÄRZ 2011

Eingereicht am: 14. März 2011
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

Gutachter der Dissertation:
Prof. Dr. Karl Mannheim
PD Dr. Walter Winter

Prüfer im Promotionskolloquium:
Prof. Dr. Karl Mannheim
PD Dr. Walter Winter
Prof. Dr.

Tag des Promotionskolloquiums:

Doktorurkunde ausgehändigt am:

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|-----------|
| Zusammenfassung | 1 |
| Abstract | 3 |
| 1. Motivation | 5 |
| 1.1. Aktive Galaxienkerne | 5 |
| 1.2. Blazare | 8 |
| 1.3. Synchrotron-Selbst-Compton-Modell | 11 |
| 1.4. Hadronisches Modell | 15 |
| 2. Theoretische Grundlagen | 20 |
| 2.1. Synchrotron-Selbst-Compton-Modell | 20 |
| 2.1.1. Grundlegende Modellannahmen | 20 |
| 2.1.2. Betrachtung der Photonen | 22 |
| 2.1.3. Elektronen | 26 |
| 2.2. Paarbildung | 27 |
| 2.2.1. Betrachtung der Photonen | 28 |
| 2.2.2. Betrachtung der Elektronen bzw. Positronen | 29 |
| 2.3. Hadronisches Modell | 31 |
| 2.3.1. Produktion von Photonen durch π^0 -Zerfall | 32 |
| 2.3.2. Produktion von Leptonen durch den Zerfall geladener Pionen | 34 |
| 2.3.3. Energieverlust der Proton-Photon-Wechselwirkung | 38 |
| 2.4. Übersicht der kinetischen Gleichungen | 39 |

| | |
|---|------------|
| 3. Numerik | 40 |
| 3.1. Partielle Differentialgleichungen | 41 |
| 3.1.1. Euler-Verfahren | 41 |
| 3.1.2. Crank-Nicholson-Verfahren | 42 |
| 3.2. Anwendung | 43 |
| 3.2.1. Diskretisierung der Photonengleichung | 43 |
| 3.2.2. Diskretisierung der Teilchengleichungen | 44 |
| 3.2.3. Lösung für sehr kleine Kühlzeitskalen | 45 |
| 4. Ergebnisse | 47 |
| 4.1. Modellierung von 1 ES 1218+30.4 | 48 |
| 4.2. Abhängigkeit des SSC-Modells von Veränderungen der Parameter | 53 |
| 4.2.1. Veränderung des Magnetfelds B | 53 |
| 4.2.2. Veränderung des Radius R | 55 |
| 4.2.3. Veränderung des Doppler-Faktors δ | 57 |
| 4.2.4. Veränderung der Normierungskonstanten K | 58 |
| 4.3. Eindeutigkeit eines SSC-Parametersatzes | 59 |
| 4.4. Modellierung des FSRQs 3C279 | 61 |
| 4.4.1. Beobachtungsdaten von 3C279 | 61 |
| 4.4.2. Modellierung von 3C279 | 64 |
| 4.4.3. Variabilität von 3C 279 | 85 |
| 4.4.4. Zeitliche Entwicklung eines Elektronenflares | 89 |
| 4.4.5. Berücksichtigung der Positronen | 91 |
| 4.4.6. Abschätzung der Neutronen | 95 |
| 4.4.7. Proton-Proton-Wechselwirkung | 97 |
| 4.4.8. Bewertung und Vergleich der Parameter | 98 |
| 4.4.9. Neutrinos | 102 |
| 5. Ausblick | 104 |
| A. Tabellen der Parametrisierung | 107 |
| B. Logarithmisches Gitter | 111 |
| B.1. Diskretisierung | 111 |
| B.2. Ableitung | 112 |

| | |
|-----------------------------------|------------|
| B.3. Integration | 113 |
| B.4. Interpolation | 113 |
| C. Publikationsliste | 114 |
| Literaturverzeichnis | 196 |
| Danksagung | 197 |
| Lebenslauf | 198 |
| Eigenständigkeitserklärung | 199 |

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit Strahlungsprozessen in Blazaren. Bei den Blazaren handelt es sich um eine Unterkategorie der aktiven Galaxienkerne, bei denen die Jetachse in Richtung des Beobachters zeigt. Charakteristisch für die Blazare ist ein Multifrequenzspektrum der Photonen, welches sich vom Radiobereich bis hin zur Gamma-Strahlung mit TeV-Energien erstreckt. Insbesondere der Gamma-Bereich rückt aktuell in den Fokus der Betrachtung mit Experimenten wie zum Beispiel FERMI und MAGIC.

Ziel dieser Arbeit ist die Modellierung der auftretenden Strahlungsprozesse und die Beschreibung der Multifrequenzspektren der Blazare mit Hilfe eines hadronisch-leptonischen Modells. Grundlage hierfür ist ein selbstkonsistentes Synchrotron-Selbst-Compton-Modell (SSC), welches zur Beschreibung des Spektrums der Quelle 1 ES 1218+30.4 verwendet wird. Dabei wird die Parameterwahl unterstützt durch eine Abschätzung der Masse des zentralen schwarzen Loches.

Das hier behandelte SSC-Modell wird dahingehend untersucht, wie es sich unter Veränderung der Modellparameter verhält. Dabei werden Abhängigkeiten des Photonenspektrums von Änderungsfaktoren der Parameter abgeleitet. Außerdem werden diese Abhängigkeiten in Relation gesetzt und aus dieser Betrachtung ergibt sich die Schlussfolgerung, dass unter der Voraussetzung eines festen Spektralindex der Elektronenverteilung die Wahl eines Parametersatzes zur Modellierung eines Photonenspektrums eindeutig ist.

Zur Einführung eines zeitabhängigen, hadronischen Modells wird das SSC-Modell um die Anwesenheit nichtthermischer Protonen erweitert. Dadurch kann Proton-Synchrotron-Strahlung einen Beitrag im Gamma-Bereich leisten. Außerdem werden durch Proton-Photon-Wechselwirkung Pionen erzeugt. Aus deren Zerfall werden zusammen mit der Paarbildung aus Photon-Photon-Absorption

Zusammenfassung

sekundäre Elektronen und Positronen produziert, die wiederum zum Hochenergiespektrum beitragen. Neben den Pionen werden bei der Proton-Photon-Wechselwirkung außerdem noch Neutrinos und Neutronen erzeugt, die einen direkten Einblick in die Emissionsregion erlauben.

Das hier vorgestellte hadronische Modell wird auf die Quelle 3C 279 angewandt. Für diese Quelle reicht mit der Detektion im VHE-Bereich der SSC-Ansatz nicht aus, um das Photonenspektrum zu beschreiben. Mit dem vorgelegten Modell gelingt die Beschreibung des Spektrums in den SSC-kritischen Bereichen sehr gut. Insbesondere können verschiedene Flusszustände modelliert und allein durch Veränderung der Maximalenergien von Protonen und Elektronen ineinander überführt werden. Diese einfache Möglichkeit der Modellierung der Variabilität der Quelle unterstreicht die Wahl des hadronischen Ansatzes.

Somit wird hier ein sehr gutes Werkzeug zur Untersuchung der Emissionsprozesse in Blazaren geliefert. Darüber hinaus ist mit der Abschätzung des Neutrino-Flusses zwar die Detektion von 3C 279 als Punktquelle mit IceCube unwahrscheinlich, jedoch liefert das Modell generell die Möglichkeit im Kontext des Multimessenger-Ansatzes Antworten zu liefern. Im gleichen Kontext wird auch der Beitrag zur kosmischen Strahlung durch entweichende Neutronen untersucht.

Abstract

This doctoral thesis discusses the radiative processes of blazars. Blazars are a subcategory of active galactic nuclei, where the jet axis points towards the observer. The typical spectrum of blazars ranges from radio frequencies up to the gamma ray regime at TeV energy. Current experiments like FERMI or MAGIC focus on the observation of gamma rays.

Aim of this thesis is the modelling of the radiative processes and the description of the photon spectra of blazars using a lepto-hadronic emission model. It is based on a synchrotron self Compton model (SSC), which is applied to the source 1 ES 1218+30.4. The choice of parameters is supported by an estimation of the mass of the central black hole.

It is shown how the SSC model reacts on the variation of the model parameters. The dependencies of the spectrum on the changing factors of the parameters are derived. The examination of these factors leads to the conclusion, that for a fixed spectral index of the electron distribution a particular choice of parameters to model the photon spectrum is unique.

To introduce a time-dependent hadronic model the SSC model is extended by the presence of non-thermal protons, which leads to proton synchrotron radiation and proton photon interaction producing pions. Pion decay cascades together with pair creation due to photon photon absorption produce secondary electrons and positrons, which contribute to the high energy spectrum. In addition to that proton photon interaction creates neutrons and neutrinos, which provide a direct insight into the emission region.

The presented hadronic model is applied to the source 3C 279. This blazar cannot be modelled by the one-zone SSC approach. The hadronic model solves the problems of the SSC model regarding this source. Different flux states are described by only changing the maximum energies of protons and electrons. This

Abstract

simple approach stresses the choice of the hadronic model to consider 3C 279.

With this results we have a powerful tool for the examination of emission processes in blazars. With the estimated neutrino flux no detection as point source by IceCube is expected. However, in general it is possible to deliver answers with this model to the multi-messenger approach. In the same context the contribution of outgoing neutrons to cosmic rays is considered.

1. Motivation

In diesem Kapitel soll die Fragestellung dieser Arbeit herausgestellt werden. Dazu wird kurz auf die aktiven Galaxienkerne mit der Untergruppe der Blazare als Gegenstand der Untersuchung eingegangen. Desweiteren werden die verschiedenen Modellansätze zur Modellierung dieser Objekte kurz erläutert. Dabei stehen auf der einen Seite die leptonischen Modelle, auf der anderen die hadronischen, bei denen Protonen ihre Berücksichtigung finden.

1.1. Aktive Galaxienkerne

Die Objekte, mit denen sich diese Arbeit beschäftigt, sind die sogenannten aktiven Galaxienkerne (engl. active galactic nuclei - AGN). Es handelt sich dabei um die Zentralregion von Galaxien, die zum Teil heller strahlen als die gesamte Galaxie selbst. Aufgebaut sind die aktiven Galaxienkerne aus drei Hauptbestandteilen:

- zentrales supermassives Schwarzes Loch
- Akkretionsscheibe
- Jet

Der Aufbau ist dargestellt in Abbildung 1.1. Man nimmt für alle aktiven Galaxien, wie für eigentlich jede Galaxie, an, dass sie im Zentrum ein supermassives Schwarzes Loch beherbergen. Auch für die Milchstraße konnte ein zentrales supermassives Schwarzes Loch nachgewiesen werden (Schödel et al. 2002). Das schwarze Loch kann, falls in der Umgebung vorhanden, Materie akkretieren. Aufgrund der Rotation bildet sich eine Akkretionsscheibe aus. Dabei handelt es sich um eine heiße Plasmascheibe.

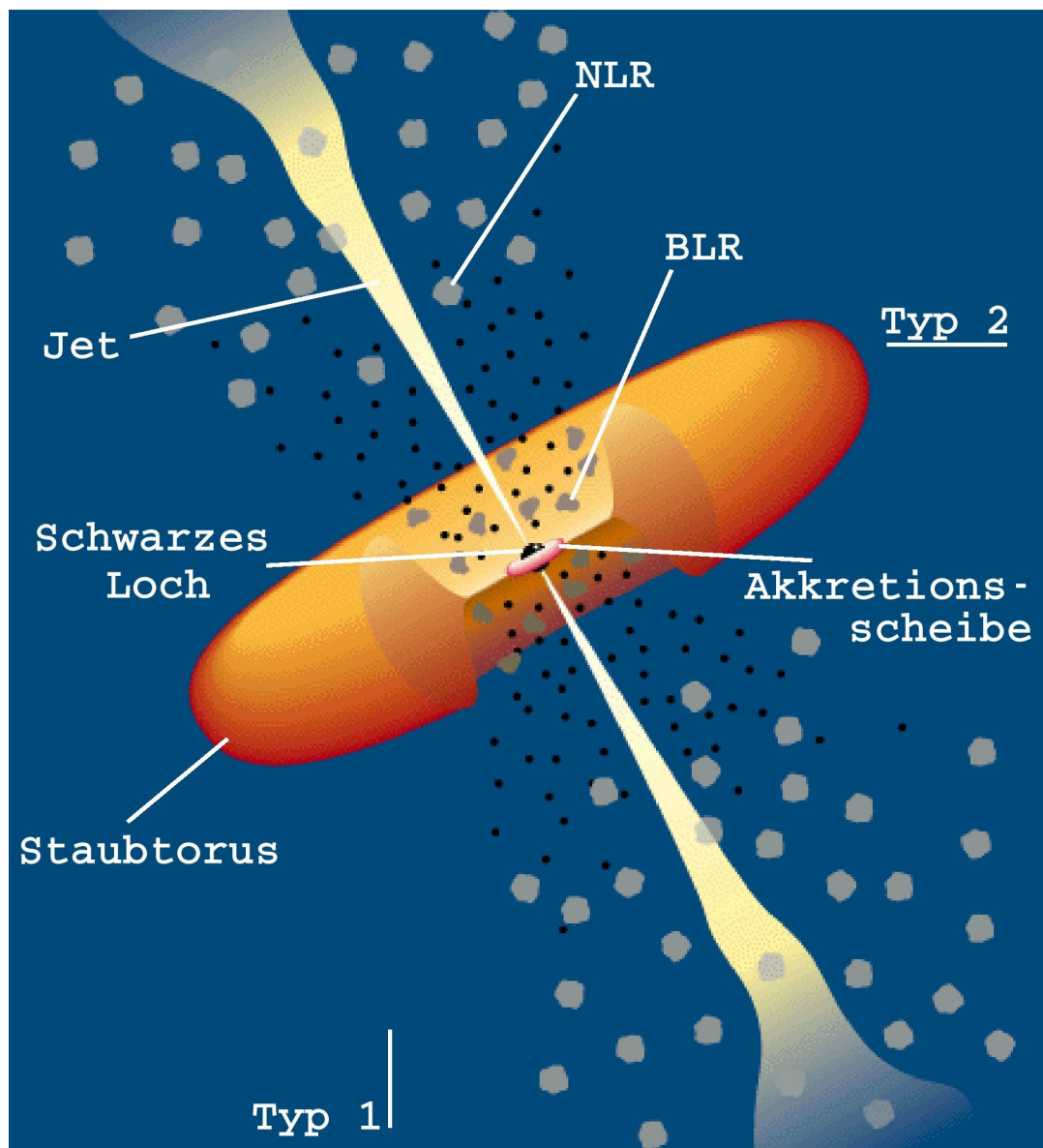


Abbildung 1.1.: Aus Urry u. Padovani (1995): Vereinheitlichtes Schema aktiver Galaxienkerne. Typ I und Typ II bezeichnet die zwei Klassen der Seyfert-Galaxien, die auch durch die Blickwinkelabhängigkeit erklärt werden.

Das rotierende Plasma bildet Magnetfelder aus. Diese können durch die Rotation gebündelt werden und über diese gebündelten Magnetfelder kann Materie aus der Akkretionsscheibe die Region um das schwarze Loch verlassen und einen Jet mit geladenen Teilchen ausbilden (Blandford u. Payne 1982). Eine Alter-

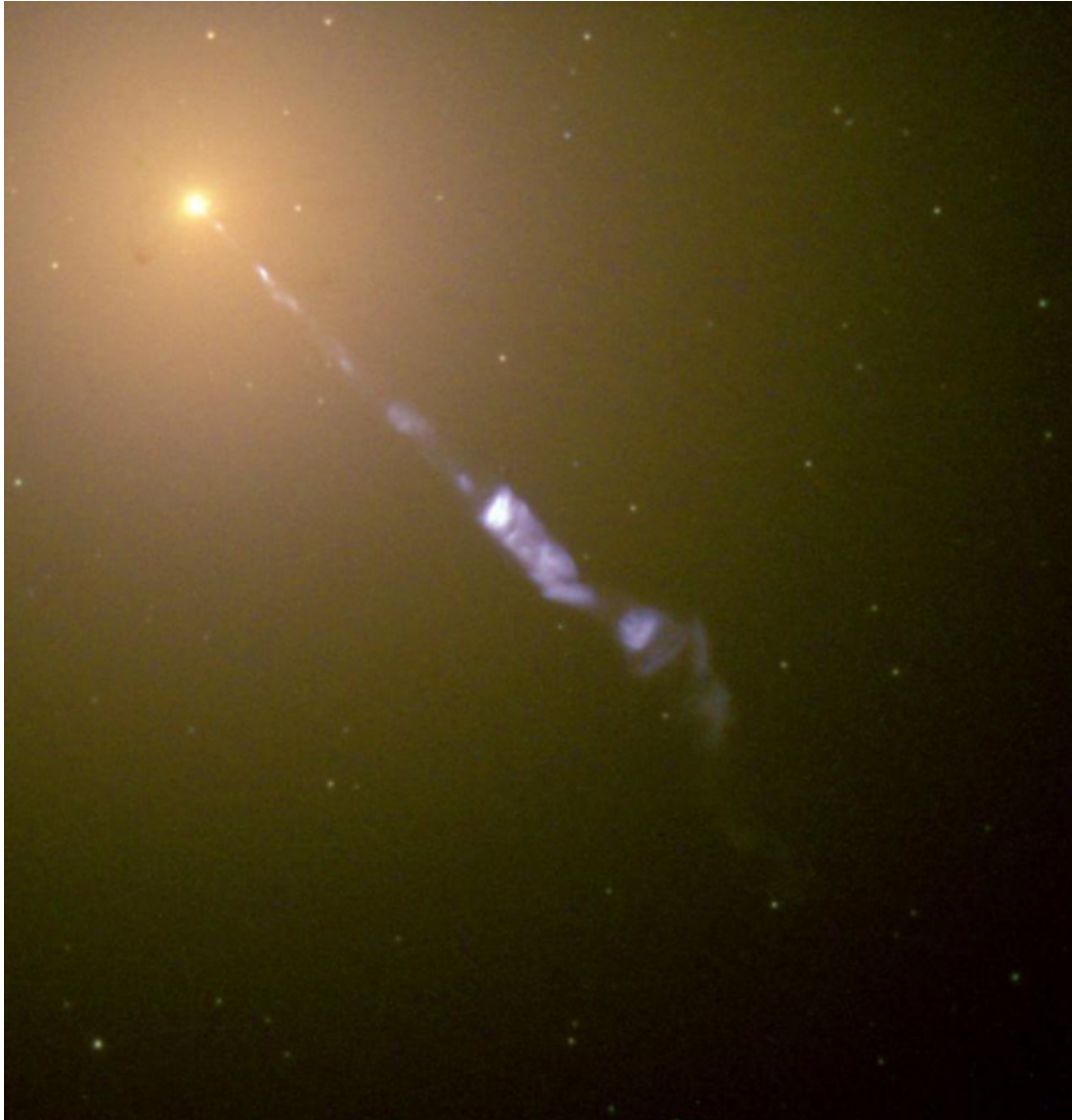


Abbildung 1.2.: *Zentrum der Galaxie M87 aufgezeichnet im optischen Frequenzbereich. Deutlich ist der Jet zu erkennen. Quelle: NASA*

native zur Jetbildung ist in Blandford u. Znajek (1977) dargelegt. Hier wird angenommen, dass durch die hohen Feldstärken des gebündelten Magnetfelds Elektron-Positron-Paare gebildet werden, die dann den Jet ausbilden. Die stark kollimierten Jets erreichen dabei Längen im Bereich von einigen Mpc. Der vorherrschende Prozess der Jetausbildung hat direkte Auswirkung auf dessen Zusammensetzung. Eine Untersuchung der Jetkomposition könnte also Aufschluss geben über die Mechanismen, die den Jet ausbilden. In Abbildung 1.2 ist der

1. Motivation

Jet von M87, dem Zentrum des Virgo-Galaxienhaufens, abgebildet.

Neben den drei Hauptmerkmalen existiert noch ein Gebiet oberhalb der Akkretionsscheibe, die sogenannte Broad Line Region (BLR). Diese weist sehr stark Doppler-verbreiterte Emissionslinien auf, was auf ein Gas mit sehr hohen Geschwindigkeiten (ca. 10000 km/s) schließen lässt. Weiter entfernt vom Zentrum liegt dann Narrow Line Region (NLR), eine Region mit Geschwindigkeiten im Bereich von 100 km/s, wodurch die Emissionslinien weniger stark verbreitert sind.

Senkrecht zur Rotationsachse befindet sich um die Akkretionsscheibe noch ein Torus aus Staub. Dieser Staubtorus verhindert die direkte Sicht von der Seite auf das Zentrum des aktiven Galaxienkerns. Dies bedeutet, dass für einen Beobachter ein AGN abhängig von der Blickrichtung unterschiedlich erscheint. Urry u. Padovani (1995) führten daher das vereinheitliche Schema aktiver Galaxienkerne ein, welches unterschiedliche Objekte mit ein und demselben Modellobjekt erklärt. Der Unterschied rührt lediglich von unterschiedlichen Blickwinkeln auf den AGN.

1.2. Blazare

Blick man nun in Richtung der Jetachse selbst, spricht man von einem Blazar. Das Photonenspektrum von Blazaren erstreckt vom Radio- über den optischen und Röntgenbereich bis hin zu TeV-Energien. Dabei weist das Spektrum eine für Blazare typische Doppelppeakstruktur auf. Der erste Peak befindet sich im Bereich von Radio- bis Röntgenfrequenzen. Es wird zwischen BL Lac Objekten, mit den Untertypen High Peaked BL Lac (HBL) und Low Peaked BL Lac (LBL), und Flat Spectrum Radio Quasars (FSRQ) unterschieden. Die Position des Maximums folgt dabei von niedrigen zu hohen Energien der Sequenz $FSRQ \rightarrow LBL \rightarrow HBL$. Ob diese sogenannte Blazar-Sequenz Ursache einer Evolution dieser Quelltypen ist, ist Gegenstand der aktuellen Diskussion (Foshati et al. 1998; Maraschi et al. 2008; Ghisellini u. Tavecchio 2008b).

Der zweite Peak von Blazaren erstreckt sich vom Röntgenbereich bis hin zur härtesten Gamma-Strahlung mit einigen TeV in der Photonenenergie. Als Beispiel für die Doppelppeakstruktur von Blazaren ist das Spektrum von PKS

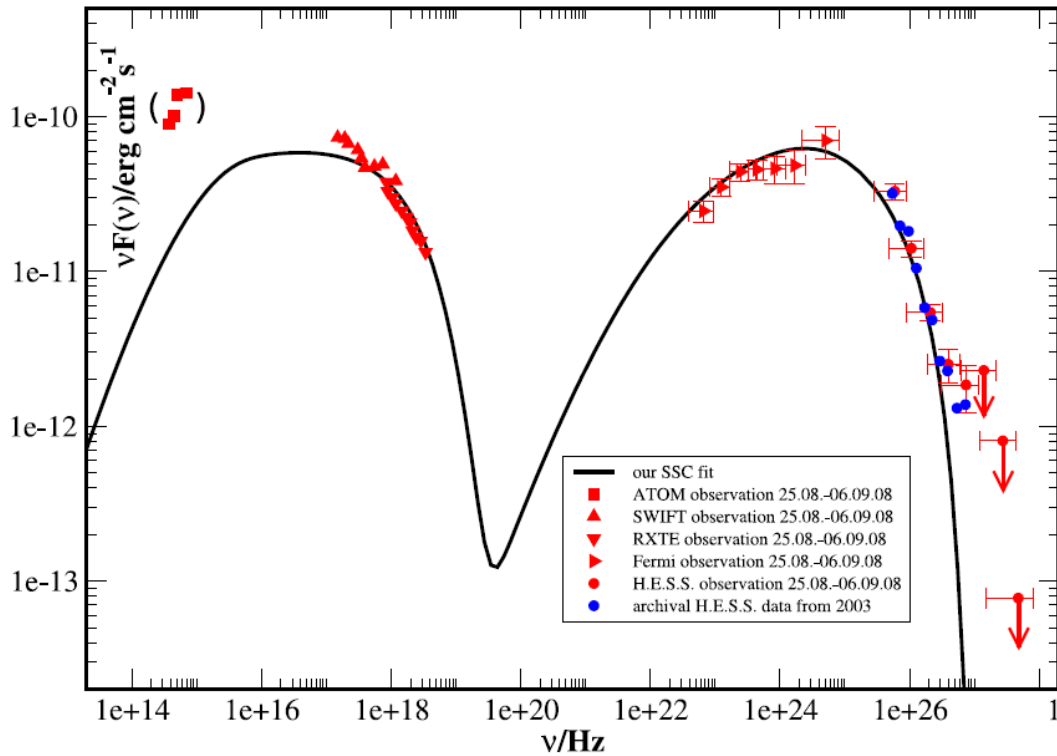


Abbildung 1.3.: Aus Weidinger u. Spanier (2010a): Spektrum von PKS 2155-304 als Beispiel für die Doppelpeakstruktur von Blazaren inklusive Zwei-Zonen-Modellspektrum. Die Beobachtungsdaten basieren auf Aharonian et al. (2009).

2155-304 in Abbildung 1.3 dargestellt (Weidinger u. Spanier 2010a).

Die Tatsache, dass Blazare im Gamma-Bereich emittieren, war bis zum Start des Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO) nicht bekannt. Bis dahin war die einzige extragalaktische Gamma-Quelle 3C 273 (Swanenburg et al. 1978). Das an Bord von CGRO befindliche Instrument EGRET konnte über 50 Blazare im Bereich > 100 MeV detektieren (Mukherjee et al. 1997; Hartman et al. 1999). Das in 2008 gestartete FERMI-Teleskop wird diese Zahl noch weit erhöhen (Abdo et al. 2010a).

Im TeV-Bereich ist es rein technisch nicht mehr möglich, die Photonen über einen Paarbildungsdetektor in Satelliten zu detektieren. Hier greift man auf die bodengestützte Technologie der Imaging Air Cerenkov Teleskope (IACT) zurück. Die hochenergetische Gammastrahlung erzeugt in der Atmosphäre einen

1. Motivation

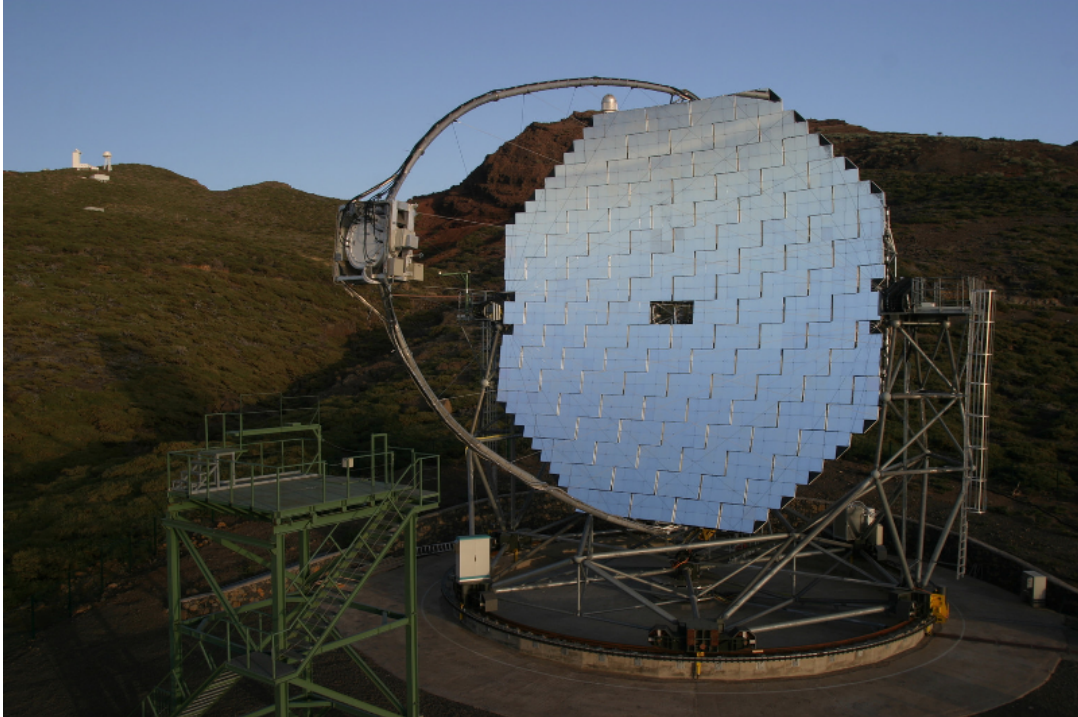


Abbildung 1.4.: *MAGIC-Teleskop auf La Palma. Mit diesem Teleskop wird Cerenkov-Licht beobachtet, welches von Teilenschauern ausgeht, die TeV-Photonen in der Atmosphäre erzeugen.*
Quelle: <http://www.magic.mppmu.mpg.de>

Teilenschauer. Diese Teilchen emittieren Cerenkov-Strahlung. Beispiele für aktuelle Cerenkov-Teleskope sind das auf La Palma befindliche MAGIC-Teleskop (siehe Abbildung 1.4), das HESS-Teleskop in Namibia oder das VERITAS-Teleskop in Arizona, USA. Dort befindet sich auch das WHIPPLE-Observatorium, welches mit Markarian 421 die erste extragalaktische TeV-Quelle detektierte (Punch et al. 1992).

Zu der Tatsache, dass Blazare im gesamten elektromagnetischen Spektrum emittieren, kommt noch hinzu, dass diese Emission in allen Wellenlängenbereichen äußerst variabel ist. Die kurze Variabilitätszeitskala lässt auf eine sehr kompakte Emissionsregion schließen und unterstützt die Hypothese der supermassiven schwarzen Löcher als Antriebsmotor der Blazare, da andere Prozesse wie z.B. die thermonukleare Energieerzeugung nicht ausreicht, die erforderliche Leuchtkraft bei der Kompaktheit der Quellen zu liefern. Die Eddington-

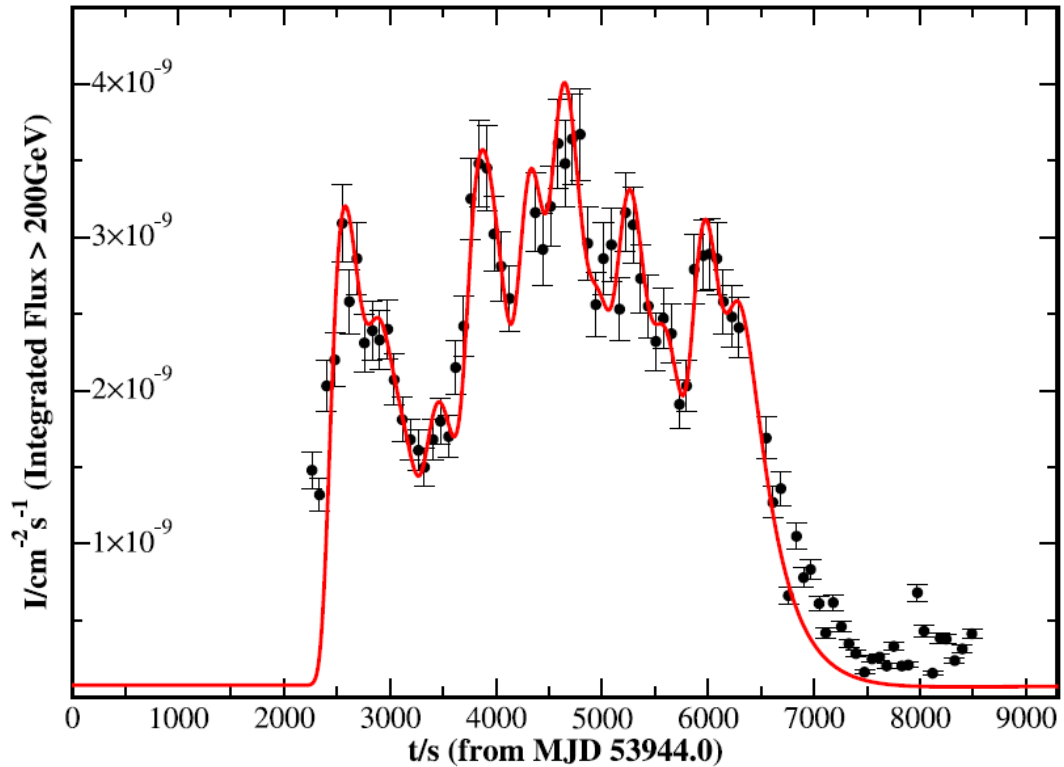


Abbildung 1.5.: Aus Weidinger u. Spanier (2010a): Lichtkurve eines extremen Flares von PKS 2155-304 (Aharonian et al. 2007) als Beispiel für die extreme Variabilität von Blazaren.

Leuchtkraft, welche das Limit der Leuchtkraft gravitativ gebundener Systeme darstellt, gibt dabei die Größenordnung der Leuchtkraft der Quelle an (siehe Gl. (4.3)). In Abbildung 1.5 ist einer der extremsten Ausbrüchen von Gamma-Strahlung bei Blazaren als Beispiel für die extreme Variabilität dieser Objekte dargestellt (Weidinger u. Spanier 2010a; Aharonian et al. 2007).

1.3. Synchrotron-Selbst-Compton-Modell

Aus den Spektren der Blazare geht hervor, dass die Strahlung nichtthermischen Ursprungs ist. Bei den Photonen des niederenergetischen Maximums handelt es sich um Synchrotron-Strahlung von relativistischen Elektronen. Die Verteilung der Elektronen folgt dabei im Wesentlichen einem nichtthermischen Potenzgesetz, dessen Herkunft auf Schockbeschleunigung zurückgeführt wird (Schlickeiser

1. Motivation

1984; Marscher u. Gear 1985).

Das zweite Maximum im Blazar-Spektrum wird nun so begründet, dass die Elektronen, die die Synchrotron-Strahlung emittieren, diese Photonen über den inversen Compton-Effekt zu höheren Energien streuen. Daher trägt das Modell die Bezeichnung Synchrotron-Selbst-Compton-Modell (SSC-Modell). Dieses Modell wurde erstmals für Blazare von Maraschi et al. (1992) auf die Quelle 3C279 angewandt (siehe Abbildung 1.6). In Tavecchio et al. (1998) wird ausgeführt, wie man für das SSC-Modell die Parameter aus den Beobachtungsdaten gewinnen kann. Bei beiden Betrachtungen wird die Elektronenverteilung als zeitlich konstant angenommen.

Die Annahme zeitlich konstanter Teilchenspektren ist aber angesichts der starken Variabilität der Blazare nicht gerechtfertigt. Vielmehr müssen die Elektronenspektren in einem zeitaufgelösten, selbstkonsistenten Umfeld berechnet werden. Die Modelle von Kataoka et al. (2000); Katarzyński et al. (2001); Böttcher u. Chiang (2002) zum Beispiel tragen dieser Forderung Rechnung.

Eine Variation des Synchrotron-Selbst-Compton-Modells stellt das sogenannte External-Compton-Modell (EC-Modell) dar. Hierbei sind die Photonen, die

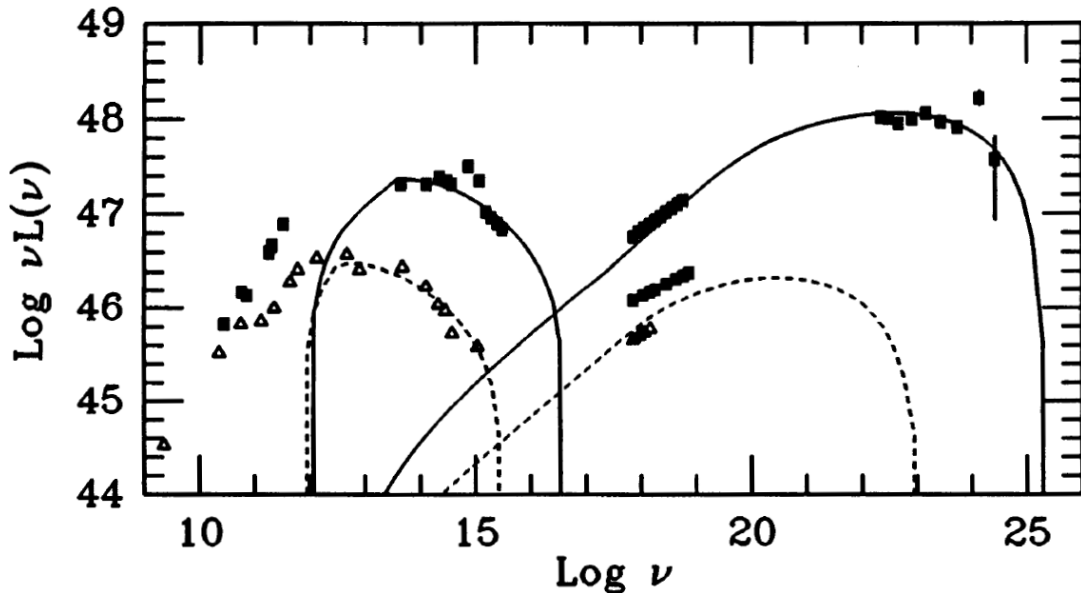


Abbildung 1.6.: Aus Maraschi et al. (1992): Anwendung des SSC-Modells auf den Blazar 3C279.

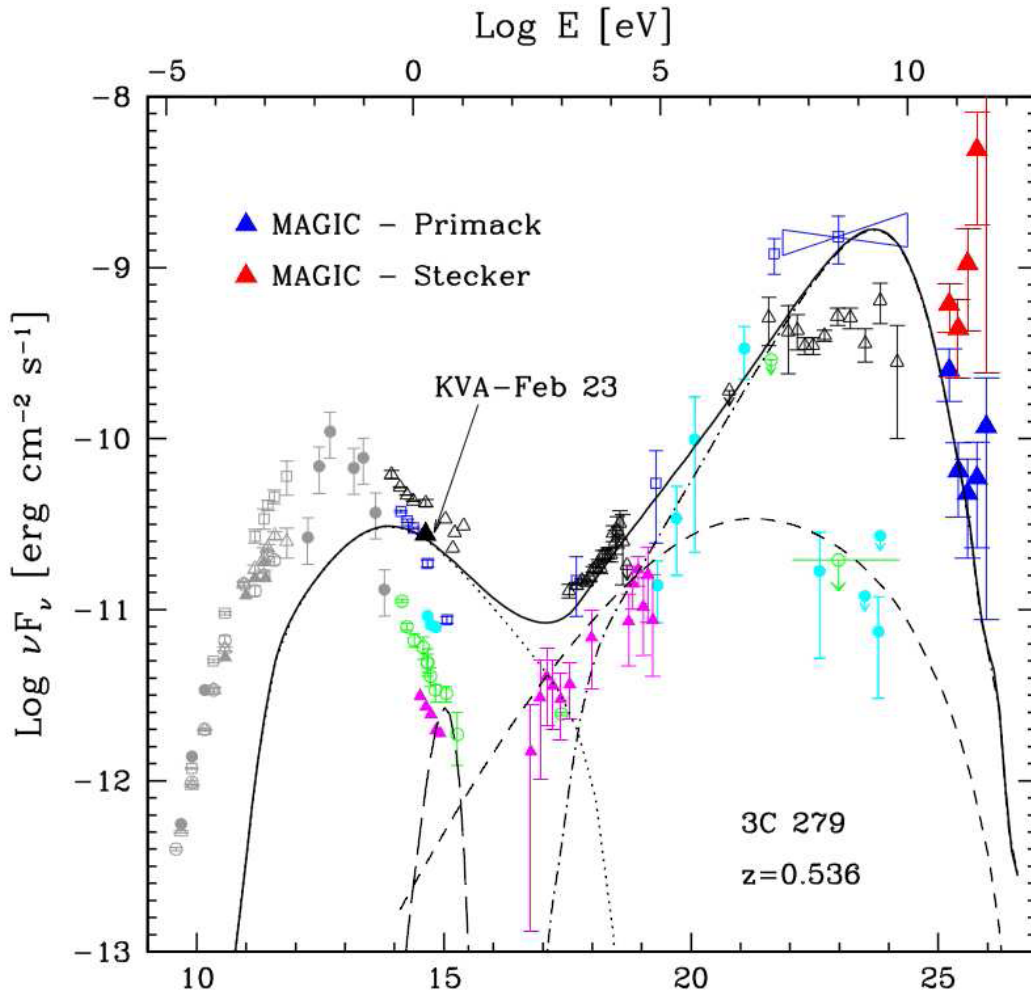


Abbildung 1.7.: Aus Berger et al. (2009): Modellierung von 3C279 nach dem SSC/EC-Modell von Maraschi u. Tavecchio (2003). Unter Berücksichtigung quasimultaner Daten kann nach Böttcher (2008) das Spektrum mittels SSC/EC-Modell nicht reproduziert werden.

von den Elektronen gestreut werden, nicht die Synchrotron-Photonen selbst, sondern stammen von einer anderen, externen Quelle außerhalb der Emissionsregion. Dabei gibt es verschiedene Varianten, woher die externen Streuzielphotonen stammen könnten. Zum einen besteht die Möglichkeit, dass Photonen aus der Akkretionsscheibe als Streuziele dienen (Dermer u. Schlickeiser 1993). Zum anderen können diese Zielphotonen auch aus der näheren Umgebung der Zentralregion stammen, wie zum Beispiel aus der Broad Line Region (Sikora et al.

1. Motivation

1994; Dermer et al. 1997) oder auch aus dem Staubtorus (Błażejowski et al. 2000; Arbeiter et al. 2002).

Das SSC-Modell ist sehr erfolgreich bei der Modellierung von HBLs (Ghisellini et al. 1998). Auch für den FSRQ 3C279 war das SSC-Modell ausreichend zur Beschreibung des Spektrums, insbesondere die EC-Modelle. Dies änderte sich aber mit der Detektion der Quelle von MAGIC in VHE-Bereich (MAGIC Collaboration et al. 2008; Berger et al. 2009). Zunächst ist die Detektion dieser Quelle eine Überraschung, da man auf Grund der großen Rotverschiebung der Quelle erwarten würde, dass die EBL-Absorption (Kneiske et al. 2004; Primack et al. 2005; Stecker et al. 2006) dafür sorgt, dass die VHE-Photonen nicht bis zu uns gelangen. Umgekehrt führt die Deabsorption der Messdaten zu einem Anstieg am Ende des beobachtbaren Spektrums. Somit stellt diese Beobachtung eine Herausforderung für die EBL-Modelle dar. Diese Fragestellung soll in dieser Arbeit aber nicht betrachtet werden. Es wird Bezug genommen auf das Modell von Primack et al. (2005), da es sich hier um ein Modell minimaler Absorption handelt.

Aus der Betrachtung von Böttcher (2008) folgt, dass es nicht möglich ist, das Multiwellenlängenspektrum im hohen Flusszustand mittels Ein-Zonen-SSC/EC-Modell zu beschreiben. Aufgrund dieser Tatsache muss man bei der Modellierung des Spektrums Alternativen heranziehen. Eine Möglichkeit wäre, die Modellgeometrie zu überdenken. Dies wird in Mehrzonenmodellen umgesetzt (Ghisellini u. Tavecchio 2008a; Lenain et al. 2008; Weidinger et al. 2010). Allerdings führt die Erweiterung der Geometrie zur Erhöhung der Parameterzahl und somit lässt sich der Wertebereich der Parameter weniger genau einschränken.

Ein anderer Ansatz ist es, das Ein-Zonen-Modell beizubehalten, aber die Protonen zu berücksichtigen. Die sich daraus ergebenden Konsequenzen werden im nächsten Abschnitt behandelt.

1.4. Hadronisches Modell

Wie oben bereits erwähnt, reicht das SSC-Modell nicht mehr aus, um die Phänomenologie der Blazare vollständig zu beschreiben. Ein möglicher Ansatz, dieses Problem zu lösen, ist die Annahme einer für die Strahlungserzeugung relevante Präsenz von relativistischen Protonen im Jet. Die Betrachtung von Protonen in AGNs wird zusätzlich dadurch motiviert, dass man für ultrahochenergetische kosmische Strahlung effiziente Beschleuniger benötigt. Es wurden Protonen mit Energien bis zu 10^{20} eV beobachtet. Protonen mit höherer Energie können nicht beobachtet werden, da diese mit der kosmischen Hintergrundstrahlung wechselwirken und dabei Energie verlieren (Greisen 1966; Zatsepin u. Kuz'min 1966). Als Beschleuniger für diese Protonen kommen Aktive Galaxienkerne in Frage (Hillas 1984).

Einen Hinweis darauf, dass AGNs für die Beschleunigung von Protonen zu diesen hohen Energien verantwortlich sein könnten, liefert die jüngste Beob-

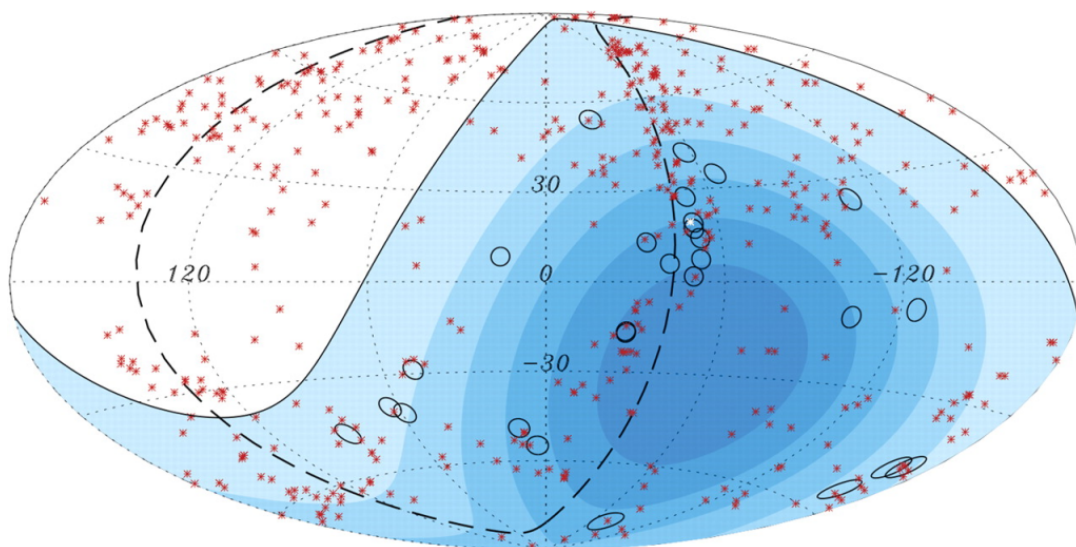


Abbildung 1.8.: Aus *The Pierre Auger Collaboration et al. (2007)*: Dargestellt sind die von AUGER aufgezeichneten Events (Kreise) sowie die Positionen der 472 AGNs (Sterne), die hier als Grundlage der Analyse herangezogen wurden. Mit den Daten konnte die Annahme der Isotropie der kosmischen Strahlung widerlegt werden.

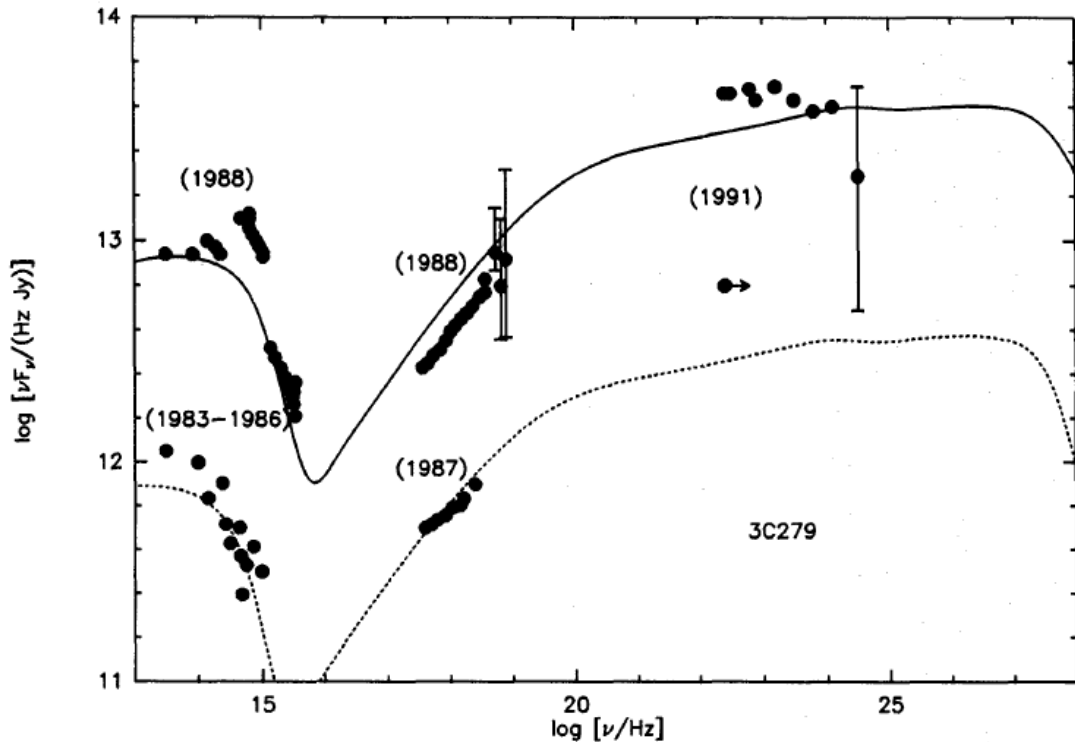


Abbildung 1.9.: Aus Mannheim (1993): Modellierung von 3C279 mittels Protonen-induzierter Kaskade.

achtung des AUGER- Observatoriums (The Pierre Auger Collaboration et al. 2007). Es konnte zwar keine signifikante Korrelation zwischen der Herkunft der kosmischen Strahlung und der aktiven Galaxienkerne abgeleitet werden, jedoch wurde eine Anisotropie festgestellt, die bis dato nicht beobachtet wurde.

Die Anwesenheit nichtthermischer Protonen im Jet führt nun zur Wechselwirkung dieser mit vorhandenen Photonen. Durch die Proton-Photon-Wechselwirkung werden π -Mesonen erzeugt, deren Zerfallskaskaden Photonen, Elektronen, Positronen und Neutrinos produzieren (Protonen-induzierte Kaskade - PIC). So kann die Photomesonproduktion zum Spektrum der Blazare beitragen (Mannheim u. Biermann 1989; Mannheim et al. 1991; Mannheim u. Biermann 1992; Mannheim 1993). In Mannheim (1993) wurde dieser Mechanismus als Möglichkeit zur Erklärung des Spektrums von 3C279 diskutiert (siehe Abbildung 1.9).

Die Produktion von Pionen erfolgt auf verschiedenen Wegen. Eine detaillierte

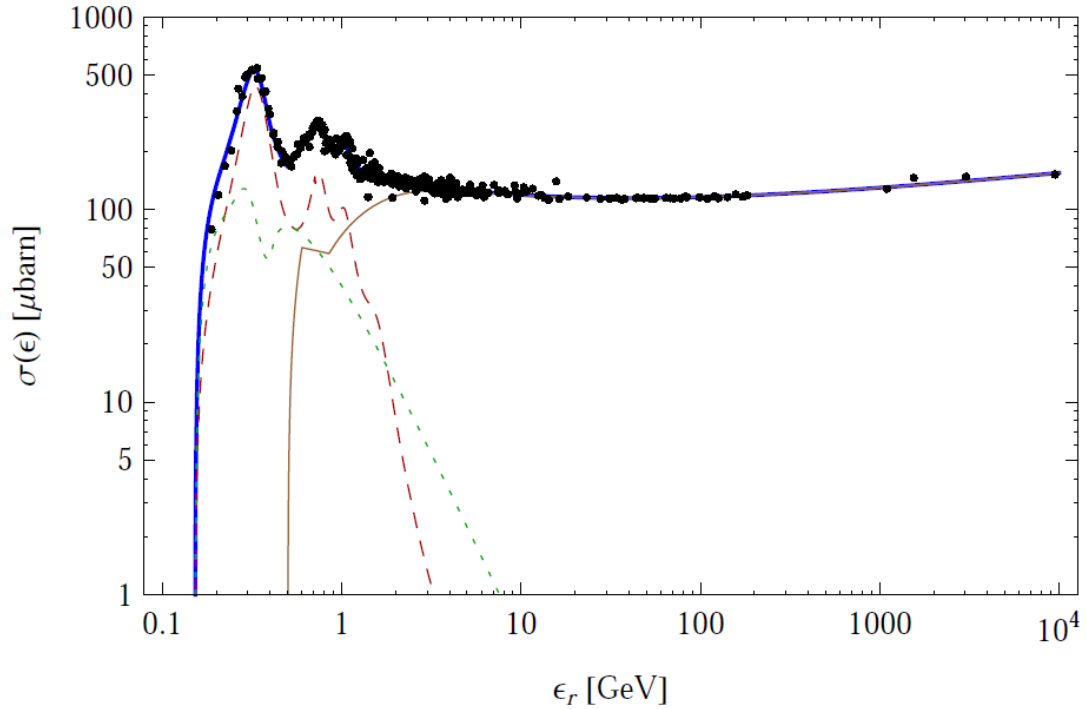
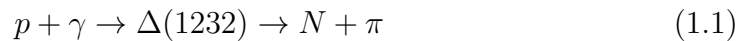


Abbildung 1.10.: Aus Hümmer et al. (2010): Darstellung des totalen Wirkungsquerschnitts der Proton-Photon-Wechselwirkung mit den einzelnen Komponenten Baryonen-Resonanz (rot), direkte Produktion (grün) und Multi-Pion-Produktion (braun).

Beschreibung findet sich in Rachen (1996). Den Hauptbeitrag liefern Baryonen-Resonanzen, d.h. durch die Proton-Photon-Interaktion wird ein instabiler Baryonen-Zustand angeregt, welcher wieder zerfällt und dabei Pionen generiert. Dabei ist der Prozess



dominierend. Für $N = p$ werden neutrale π^0 erzeugt, für $N \neq p$ geladene Pionen. Außer dieser Resonanz sind auch weitere höhere Resonanzen verantwortlich für die Pionenproduktion.

Die zweite Möglichkeit der Pionenerzeugung ist die direkte Pionenproduktion. Dabei wird bei der Proton-Photon-Wechselwirkung ein virtuelles Meson aus-

1. Motivation

getauscht, welches aufgrund ausreichend hoher Energie zu einem reellen Teilchen wird. Die dritte Möglichkeit ist die statistische Multi-Pionen-Produktion, wo bei höheren Energien zwei oder mehrere Pionen auf einmal produziert werden. Die Zusammensetzung des Wirkungsquerschnitts aus den einzelnen Produktionsmechanismen findet sich in Abbildung 1.10.

Erreichen die Protonen bei der Beschleunigung ausreichend hohe Energie, wird neben der eben beschriebenen Photo-Meson-Produktion die Synchrotron-Strahlung der Protonen relevant (Aharonian 2000). Um die Protonen auf so hohe Energien zu beschleunigen, sind hohe Magnetfelder notwendig, damit der Gyroradius der Protonen nicht die Ausdehnung der kompakten Emissionsregion übersteigt. Dabei können nun die Synchrotron-Verluste der Myonen relevant werden, noch bevor diese zerfallen. Dies wurde in Mücke u. Protheroe (2001) umgesetzt. Zur Berechnung der Spektren wurde dort der SOPHIA-Code (Mücke et al. 2000) herangezogen. Dieser Monte-Carlo-Code wurde entwickelt, um die Spektren der Endprodukte aus der Proton-Photon-Wechselwirkung zu berechnen. Kelner u. Aharonian (2008) liefern eine analytische Parametrisierung der SOPHIA-Ergebnisse, um diese in einem selbstkonsistenten Umfeld zur Verfügung zu stellen. Allerdings sind dabei die Zwischenstadien der Myonen nicht mehr verfügbar. Eine Alternative dazu stellen Hümmer et al. (2010) vor, wo eine Parametrisierung des Wirkungsquerschnitts selbst angegeben wird und somit die Zwischenprodukte wieder erreichbar sind.

Ein wichtiger Aspekt der hadronischen Modelle ist außerdem, dass beim Zerfall der Pionen bzw. Myonen Neutrinos erzeugt werden, im Gegensatz zum SSC-Modell, bei dem diese nicht auftreten. Falls eine Detektion von Neutrinos aus aktiven Galaxienkernen gelingt, ist dies ein eindeutiger Hinweis, dass das hadronische Modell zu favorisieren ist. Darüber hinaus lassen die Neutrinos einen Blick direkt auf den Ort der Erzeugung zu, da sie nicht durch das intergalaktische Magnetfeld abgelenkt werden. Zusätzlich könnten Neutronen, die die Emissionsregion ohne Wechselwirkung mit dem Magnetfeld verlassen, einen Informationsgewinn über die vorherrschenden Prozesse liefern. Sie zerfallen zu Protonen, die wegen ihrer hohen Energie kaum durch das intergalaktische Magnetfeld abgelenkt werden und leisten damit einen Beitrag zur anisotropen Komponente der kosmischen Strahlung.

Ziel dieser Arbeit ist es nun, ein bestehendes zeitabhängiges, selbstkonsistentes SSC-Modell (Rüger et al. 2010) um die Prozesse der Protonen zu erweitern mit Hilfe der Parametrisierung von Kelner u. Aharonian (2008). Das entstandene hadronische Modell soll dann zur Erklärung des Multiwellenlängenspektrums von 3C279 angewandt werden.

2. Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel sollen die dem Modell zu Grunde liegenden Gleichungen behandelt werden. Im ersten Abschnitt wird gezeigt, wie die Gleichungen des Synchrotron-Selbst-Compton-Modells zustande kommen. Dabei wird auf die Elektronen sowie auf die Photonen eingegangen. Der zweite Abschnitt widmet sich der Photon-Photon-Absorption und der korrespondierenden Elektron-Positron-Paarbildung. Im dritten Abschnitt wird das hadronische Modell erläutert und die Erweiterung des SSC-Modells um die Proton-Photon-Wechselwirkung dargestellt. Der vierte Abschnitt zeigt noch eine Übersicht der gesamten Gleichungen des Modells.

2.1. Synchrotron-Selbst-Compton-Modell

Als Grundlage der vorliegenden Arbeit dient das Synchrotron-Self-Compton Modell, wie es in Rürger et al. (2010) beschrieben ist. Im Folgenden werden die grundlegenden Prinzipien und Prozesse dieses Modells erläutert.

2.1.1. Grundlegende Modellannahmen

Die Herkunft der Strahlung von Blazaren wird im Allgemeinen auf eine Emissionsregion innerhalb des Jets zurückgeführt. Als Bezugssystem wird eine kugelsymmetrische Region mit Radius R_b , oft als "Blob" bezeichnet, gewählt, welche sich mit relativistischer Geschwindigkeit mit einem Lorentz-Faktor Γ entlang der Jetachse vom Zentrum des aktiven Galaxienkerns weg bewegt. In dieser Region herrscht ein magnetisches Feld B vor, welches nicht gerichtet sondern zufällig orientiert ist, sowie eine Population relativistischer, nicht-thermischer Elektronen, die im mitbewegten System homogen und isotrop verteilt sind.

2.1. Synchrotron-Selbst-Compton-Modell

Aufgrund des vorherrschenden Magnetfeldes emittieren die geladenen, relativistischen Elektronen Synchrotron-Strahlung. Diese Synchrotron-Photonen stellen nun ihrerseits wiederum Streuziele für dieselben Elektronen dar, so dass sie durch den inversen Compton-Effekt zu höheren Energien gestreut werden. Im Multifrequenzspektrum drückt sich das in der Art aus, dass der Synchrotron-Peak der Elektronen, der sich vom Radio- bis in den Röntgenbereich erstreckt, abgebildet wird auf den Röntgen- bis Gamma-Bereich. Dadurch erklärt das SSC-Modell auf relativ einfache Weise die für Blazare typische Doppelppeakstruktur.

Ein weiteres Merkmal des Modells ist die Verstärkung der Intensität und die Verschiebung der emittierten Frequenzen durch den relativistischen Doppler-Effekt. Wegen der relativistischen Geschwindigkeit, mit der sich die Emissionsregion fortbewegt, wird Frequenz der emittierten Strahlung blauverschoben, das heißt hin zu höheren Energien. Es gilt

$$\nu_{obs} = \delta \nu_{em}, \quad (2.1)$$

wobei sich der Doppler-Faktor δ berechnet nach

$$\delta = [\Gamma(1 - \beta \cos \theta)]^{-1} \quad (2.2)$$

Dabei ist θ der Winkel zwischen der Jet-Achse und der Sichtlinie (siehe dazu auch Blandford u. Königl (1979); Königl (1981)).

Durch den relativistischen Doppler-Effekt wird die Strahlung nicht nur energetischer, sondern es wird auch noch die Intensität erhöht (vgl. Urry u. Shafer (1984)),

$$I_{\nu, obs} = \delta^3 I_{\nu, em}, \quad (2.3)$$

was zu den immensen Leuchtkräften führt, die bei Blazaren beobachtet werden. Auf der anderen Seite führt dieser Effekt dazu, dass ein zweiter Jet, der dem ersten entgegen gerichtet ist, nicht sichtbar ist, da die Strahlung vom Beobachter "weggebeamt" wird. Für größere Winkel zwischen Jetachse und Beobachter wird der zweite Jet sichtbar. Ein Beispiel hierfür ist 3C 270 (Worrall et al. 2010).

2.1.2. Betrachtung der Photonen

Es soll nun gezeigt werden, wie man aus den oben genannten Prozessen das Photonenspektrum erhält, welches dann mit den Beobachtungen verglichen werden kann. Die Grundlage zur Ermittlung des emittierten Spektrums stellt die Strahlungstransportgleichung dar,

$$\frac{dI_\nu}{ds} = j_\nu - \alpha_\nu I_\nu. \quad (2.4)$$

Die Änderung der Intensität I_ν entlang der Wegstrecke ds setzt sich zusammen aus Emissionskoeffizient j_ν und Absorption mit dem Koeffizienten α_ν . Mit der Umschreibung von Weg zu Zeit, $ds = c dt$ und der Umrechnung der Intensität in die differentielle Photonenzahldichte (Battaner (1996)),

$$n_{ph}(\nu) = \frac{4\pi}{h\nu c} I_\nu, \quad (2.5)$$

erhält man die zeitliche Entwicklungsgleichung der Photonenzahldichte

$$\frac{\partial n_{ph}(\nu)}{\partial t} = R_S(\nu) - R_{SSA}(\nu) + R_C(\nu) - \frac{n_{ph}(\nu)}{T_{esc}}. \quad (2.6)$$

Dabei sind $R_S(\nu)$ und $R_C(\nu)$ die entsprechenden Emissionsterme der Synchrotron-Strahlung bzw. des Compton-Effekts. Ein Teil der von den Elektronen emittierten Synchrotron-Strahlung wird von den Elektronen direkt wieder absorbiert. Man spricht von der sogenannten Synchrotron-Selbstabsorption. Dafür steht der Term R_{SSA} . Als letztes werden noch die Photonen abgezogen, welche die Emissionsregion verlassen. Dies wird über die Lichtlaufzeit T_{esc} , also die Dauer für die Durchquerung der Emissionsregion, abgeschätzt,

$$T_{esc} = \frac{R_b}{c}. \quad (2.7)$$

Synchrotron-Strahlung

Ein Elektron mit relativistischer Geschwindigkeit bzw. Energie γmc^2 emittiert in der Gegenwart eines Magnetfelds B Synchrotron-Strahlung. Das dabei emittierte Leistungsspektrum eines einzelnen Elektrons lautet

$$P_\nu(\nu, \gamma) = \sqrt{3} \frac{e^3 B \sin \theta}{mc^2} F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right), \quad (2.8)$$

mit θ , dem Winkel zwischen Bewegungsrichtung des Elektrons und der Magnetfeldrichtung, dem Integral über die modifizierte Bessel-Funktion $K_{\frac{5}{3}}(\xi)$,

$$F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) = \frac{\nu}{\nu_c} \int_{\frac{\nu}{\nu_c}}^{\infty} K_{\frac{5}{3}}(\xi) d\xi, \quad (2.9)$$

und der charakteristischen Synchrotronfrequenz

$$\nu_c = \frac{3\gamma^2 e B \sin \theta}{4\pi mc}. \quad (2.10)$$

Eine weitere hilfreiche Größe ist die über den Einfallswinkel gemittelte gesamte abgestrahlte Leistung eines Elektrons (Rybicki u. Lightman 1979; Blumenthal u. Gould 1970; Ginzburg u. Syrovatskii 1969; Böttcher et al. 1997),

$$P_S(\gamma) = \frac{4 e^4 B^2 (\gamma^2 - 1)}{9 m^2 c^3}. \quad (2.11)$$

Mit P_S lässt sich nun die δ -Approximation des Synchrotronspektrums realisieren (Felten u. Morrison 1966; Schlickeiser 2002),

$$P_\nu(\nu, \gamma) = P_S(\gamma) \delta(\nu - \nu_c). \quad (2.12)$$

Dies erspart bei der Berechnung von R_S die Integration über die Verteilungsfunktion der Elektronen $n_{e^-}(\gamma)$. Damit ergibt sich der Quellterm in der Differentialgleichung der Photonenzahldichte für Synchrotronphotonen zu

$$R_S(\nu) = \frac{8mc n_{e^-}(\gamma_c) P_S(\gamma_c)}{3eBh\nu\gamma_c}, \quad (2.13)$$

wobei h die Planksche Konstante ist und γ_c der winkelmittelte charakteristische Lorentzfaktor, abgeleitet von Gl. (2.10),

$$\gamma_c(\nu) = \sqrt{\frac{16mc\nu}{3eB}}. \quad (2.14)$$

2. Theoretische Grundlagen

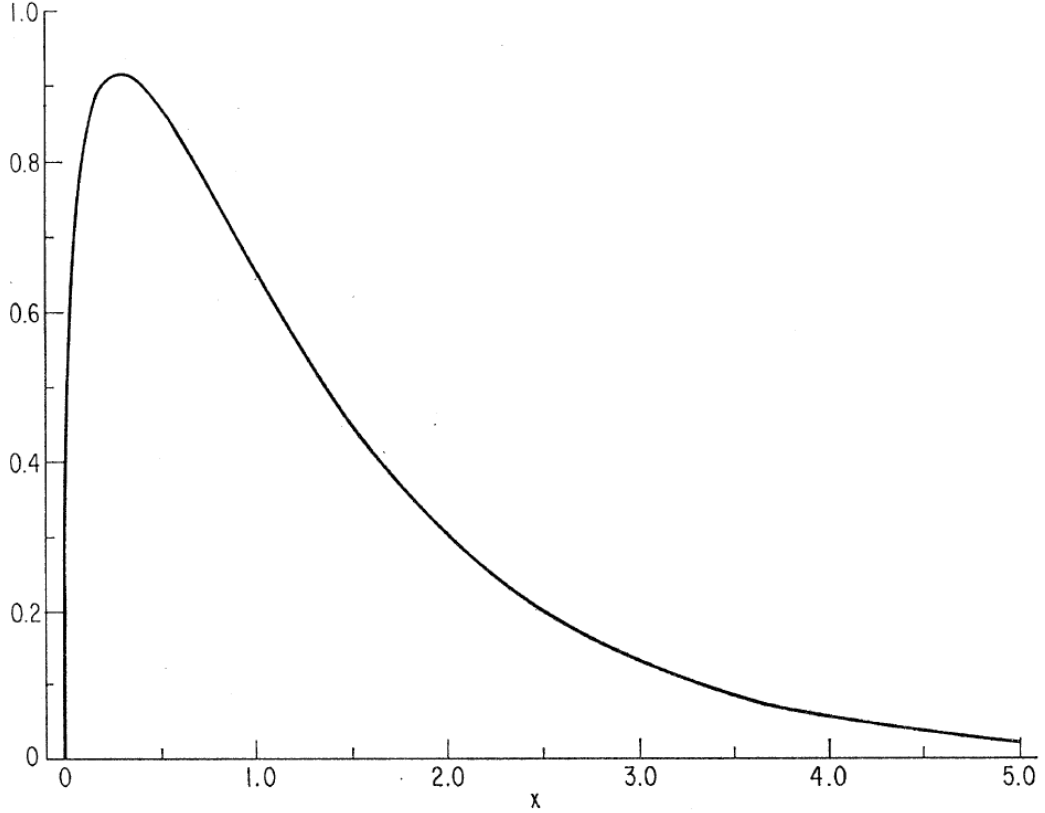


Abbildung 2.1.: Aus Blumenthal u. Gould (1970): Normiertes Synchrotron-Spektrum eines einzelnen Elektron, wobei $x = \nu/\nu_c$.

Synchrotron-Selbstabsorption

Wie oben bereits erwähnt, wird ein Teil der emittierten Synchrotron-Strahlung von den Elektronen wieder absorbiert. Der Absorptionskoeffizient lautet (Ginzburg u. Syrovatskii 1965; McCray 1969)

$$\alpha_\nu = -\frac{1}{8\pi m\nu^2} \int d\gamma \gamma^2 P_\nu(\nu, \gamma) \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[\frac{n(\gamma)}{\gamma^2} \right]. \quad (2.15)$$

Auch hier lässt sich mit der Anwendung der δ -Approximation die Integration einsparen. Der vereinfachte Absorptionskoeffizient ergibt sich dann zu

$$\alpha_\nu = -\frac{1}{12} \frac{c}{\nu^2 e B} \gamma_c P_S(\gamma_c) \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[\frac{n_{e^-}(\gamma)}{\gamma^2} \right]_{\gamma_c} \quad (2.16)$$

und damit lässt sich der Absorptionsterm R_{SSA} berechnen,

$$R_{SSA}(\nu) = c \alpha_\nu n_{ph}(\nu). \quad (2.17)$$

Inverse Compton-Streuung

Die jetzt erzeugten Synchrotron-Photonen stellen Streuziele für die Elektronen dar. Dieser inverse Compton-Effekt stellt nun den zweiten Teil des SSC-Modells dar. Der Photonenproduktionsterm R_C berechnet sich nach Pe'er u. Waxman (2005) und Coppi u. Blandford (1990) zu

$$R_C(\nu) = \int d\gamma n_e(\gamma) \int d\epsilon_1 \left[n_{ph}(\epsilon_1) \frac{dN(\gamma, \epsilon_1)}{dt d\epsilon} - n_{ph}(\epsilon) \frac{dN(\gamma, \epsilon)}{dt d\epsilon_1} \right]. \quad (2.18)$$

Die Photonenenergie wird hier in Einheiten der Ruhemasse der Elektronen angegeben. Die Photonenenergie nach der Streuung entspricht $h\nu = \epsilon mc^2$ und die der Photonen vor der Streuung $h\nu = \epsilon_1 mc^2$. R_C setzt sich damit zusammen aus der Faltung der Verteilungsfunktionen von Elektronen und Photonen mit dem differentiellen Einzelelektronenspektrum $dN(\gamma, \epsilon_1)/dt d\epsilon$, abzüglich des gewöhnlichen Compton-Spektrums $dN(\gamma, \epsilon_1)/dt d\epsilon$.

Für die Berechnung des Compton-Spektrums ist die Thomson-Näherung (Lang 1999) für den Wirkungsquerschnitt ungeeignet, da hier die Werte für hohe Energien, wie sie bei den Blazarspektren auftreten, überschätzt werden. Es muss hier der Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitt herangezogen werden (Jauch u. Rohrlich 1976). Dieser wird bei der Berechnung des Compton-Spektrums von Jones (1968) herangezogen. Hier wird die dort angegebene Näherungsformel verwendet,

$$\begin{aligned} \frac{dN(\gamma, \epsilon_1)}{dt d\epsilon} = & \frac{2\pi r_0^2 c}{\epsilon_1 \gamma^2} \left[2q'' \ln q'' + (1 + 2q'')(1 - q'') + \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} \frac{4\epsilon_1 \gamma q''^2}{(1 + 4\epsilon_1 \gamma q'')} (1 - q'') \right]. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Diese Gleichung ist gültig für den Bereich $\epsilon_1 < \epsilon \leq 4\epsilon_1 \gamma^2 / (1 + 4\epsilon_1 \gamma)$. Es sind hier $q'' = \epsilon / (4\epsilon_1 \gamma^2 (1 - \epsilon/\gamma))$ und $1/(4\gamma^2) < q'' \leq 1$.

2. Theoretische Grundlagen

Im Bereich $\epsilon_1/4\gamma^2 \leq \epsilon < \epsilon_1$ gilt

$$\frac{dN(\gamma, \epsilon_1)}{dt d\epsilon} \approx \frac{\pi r_0^2 c}{2\gamma^4 \epsilon_1} \left[(q' - 1) \left(1 + \frac{2}{q'}\right) - 2 \ln q' \right], \quad (2.20)$$

wobei $q' = 4\gamma^2 \epsilon / \epsilon_1$ ist. $r_0 = e^2 / mc^2$ bezeichnet den klassischen Elektronenradius.

2.1.3. Elektronen

Ein Hauptziel dieser Arbeit ist es, die Teilchenverteilungen in der zeitlichen Abhängigkeit darzustellen. Damit soll erreicht werden, dass die Variabilität der beobachteten Quellen reproduziert werden kann. Zur selbstkonsistenten Berechnung der Elektronenzahldichte benötigt man die kinetische Gleichung

$$\frac{\partial n_{e^-}(\gamma)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \gamma} \left(n_{e^-}(\gamma) (\dot{\gamma}_S + \dot{\gamma}_{IC}) \right) - \frac{n_{e^-}(\gamma)}{T_{esc, e^-}} + Q_{inj}(\gamma). \quad (2.21)$$

Der erste Term beschreibt die kontinuierlichen Energieverluste. Diese sind die Summe aus Synchrotron-Verlusten,

$$\dot{\gamma}_S = \frac{P_S(\gamma)}{mc^2}, \quad (2.22)$$

und den Verlusten aus inverser Compton-Streuung $\dot{\gamma}_{IC}$. Diese Berechnung sich unter Berücksichtigung des Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitts (Schlickeiser 2002) wie

$$\dot{\gamma}_{IC} = \frac{3\sigma_{TC}}{4} \int_0^\infty d\epsilon_1 \epsilon_1^{-1} n_{ph}(\epsilon_1) \int_0^1 dq \frac{\Gamma_e^2}{(1 + \Gamma_e q)^3} G(q, \Gamma_e),$$

mit den Funktionen

$$G(q, \Gamma_e) = \left[2q \ln q + (1 + 2q)(1 - q) + \frac{(\Gamma_e q)^2 (1 - q)}{2(1 + \Gamma_e q)} \right], \quad (2.23)$$

$$\Gamma_e = 4\epsilon_1 \gamma / (mc^2), \quad q = \epsilon / [\Gamma_e (\gamma mc^2 - \epsilon)]. \quad (2.24)$$

Wie schon bei den Photonen wird dem Verlust von Elektronen durch Entweichen aus der Emissionsregion Rechnung getragen. Die Entweichzeit ist

$$T_{esc,e^-} = \frac{\eta R_b}{c}, \quad (2.25)$$

wobei η ein empirischer Faktor ist, der berücksichtigt, dass die Elektronen vor dem Entweichen Streuprozessen unterworfen sind (Giebels et al. 2006).

Der letzte Term beschreibt die Injektion von Elektronen in den Blob. Für diese Quellfunktion wird ein Potenzgesetzspektrum angenommen mit Spektralindex s und exponentiellem Abfall bei der maximalen Energie $\gamma_{max}mc^2$.

$$Q_{inj}(\gamma) = K\gamma^{-s} \exp\left(\frac{-\gamma}{\gamma_{max}}\right). \quad (2.26)$$

K ist dabei noch eine Normierungskonstante.

Die Annahme eines Potenzgesetzspektrums für die Quellfunktion rührt daher, dass für den astrophysikalischen Hintergrund der Emissionsregion oft ein Schockszenario vermutet wird und damit der Fermi-Prozess für die Beschleunigung verantwortlich ist, welcher die Potenzspektren intrinsisch liefert (Kirk et al. 1998; Weidinger et al. 2010).

2.2. Paarbildung

Ziel des Synchrotron-Selbst-Compton Modells ist es vor allem die Emission der Quellen im VHE-Bereich zu modellieren. Das Auftreten von Photonen im VHE-Bereich führte dazu, dass die $\gamma - \gamma$ -Absorption innerhalb der Quelle betrachtet werden muss, da für diese Photonen die Emissionsregion optisch dick werden kann. Im Rahmen des SSC-Modells selbst wird die Paarbildung nicht betrachtet, da diese für BL Lac-Objekte meist keine Rolle spielt, insbesondere bei der Quelle 1 ES 1218+30.4 (Paravac 2009), bei der das SSC-Modell hier Anwendung findet.

Zunächst wird der Absorptionskoeffizient für die Photonen behandelt. Danach wird gezeigt, welche Quellfunktion sich für die Elektronen bzw. Positronen aus der Paarbildung ergibt.

2.2.1. Betrachtung der Photonen

Die Photon-Photon-Wechselwirkung $\gamma + \gamma' = e^+ + e^-$ geht in die Photongleichung als zusätzlicher Absorptionskoeffizient $\alpha_{\gamma\gamma}$ ein. Den Gesamtabsorptionskoeffizienten bildet dann die Summe aus Paarbildung und Synchrotron-Selbstabsorption,

$$\alpha = \alpha_{SSA} + \alpha_{\gamma\gamma}, \quad (2.27)$$

welcher dann in der Photongleichung verwendet wird,

$$\frac{\partial n_{ph}(\nu)}{\partial t} = R_S(\nu) - c\alpha(\nu)n_{ph}(\nu) + R_C(\nu) - \frac{n_{ph}(\nu)}{T_{esc}}. \quad (2.28)$$

Die Herleitung des Absorptionskoeffizienten $\alpha_{\gamma\gamma}$ ist in Gould u. Schröder (1967) ausgeführt. Für zwei Photonen mit jeweils der Energie E bzw. ϵ wird der Absorptionskoeffizient angegeben zu

$$\alpha_{\gamma\gamma} = \left(\frac{m^2 c^4}{E}\right)^2 \int_{m^2 c^4/E}^{\infty} \epsilon^{-2} n_{ph}(\epsilon) \bar{\varphi}[s_0(\epsilon)] d\epsilon. \quad (2.29)$$

Die Funktion $\bar{\varphi}[s_0(\epsilon)]$ repräsentiert das Integral über den Wirkungsquerschnitt $\sigma(s)$,

$$\bar{\varphi}[s_0(\epsilon)] = \int_1^{s_0(\epsilon)} 2s\sigma(s) ds, \quad (2.30)$$

wobei $s_0(\epsilon) = E\epsilon/m^2 c^4$ ist. Der Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt,

$$\begin{aligned} \sigma(s) &= \frac{\pi r_0^2}{2s^3} \times \\ &\times \left[2\sqrt{s(s-1)}(1+s) + (1-2s(1+s)) \ln(2\sqrt{s(s-1)} + 2s-1) \right] \end{aligned} \quad (2.31)$$

resultiert dabei aus dem Wirkungsquerschnitt nach Jauch u. Rohrlich (1976)

$$\sigma(\beta) = \frac{1}{2} \pi r_0^2 (1 - \beta^2) \left[(3 - \beta^4) \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} - 2\beta(2 - \beta^2) \right] \quad (2.32)$$

und dem Zusammenhang

$$\beta = \sqrt{(1 - 1/s)}. \quad (2.33)$$

β ist dabei die relativistische Geschwindigkeit des Elektrons bzw. Positrons im Schwerpunktsystem.

Mit dem Absorptionskoeffizienten $\alpha_{\gamma\gamma}$ lässt sich auch noch die optische Tiefe τ bestimmen. Sie berechnet sich nach dem Integral über die Sichtlinie dx ,

$$\tau = \int \alpha_{\gamma\gamma} dx. \quad (2.34)$$

Ist $\alpha_{\gamma\gamma}$ räumlich konstant, so ergibt sich der einfache Zusammenhang für eine Emissionsregion mit Radius R ,

$$\tau = \alpha_{\gamma\gamma} R. \quad (2.35)$$

2.2.2. Betrachtung der Elektronen bzw. Positronen

Die sich gegenseitig vernichtenden Photonen erzeugen ein Elektron-Positron-Paar. Der Quellterm Q_{pp} wird entsprechend in die kinetische Gleichung der Elektronen eingefügt.

$$\frac{\partial n_{e^-}(\gamma)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \gamma} \left(n_{e^-}(\gamma) (\dot{\gamma}_S + \dot{\gamma}_{IC}) \right) - \frac{n_{e^-}(\gamma)}{T_{esc,e^-}} + Q_{inj}(\gamma) + Q_{pp}(\gamma). \quad (2.36)$$

Die kinetische Gleichung für die Positronen ergibt sich analog zu den Elektronen zu

$$\frac{\partial n_{e^+}(\gamma)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \gamma} \left(n_{e^+}(\gamma) (\dot{\gamma}_S + \dot{\gamma}_{IC}) \right) - \frac{n_{e^+}(\gamma)}{T_{esc,e^-}} + Q_{pp}(\gamma). \quad (2.37)$$

Synchrotron-Strahlung und Invers-Compton-Effekt gehen in gleicher Weise wie bei den Elektronen ein, nur die Injektionsfunktion fällt weg.

Die exakte Herleitung der Quellfunktion aus Paarbildung Q_{pp} wird in Böttcher u. Schlickeiser (1997) behandelt. Die allerdings sehr umfangreiche Beschreibung soll hier nicht angewandt werden. Es wird hier die dort angegebene Näherung von Aharonian et al. (1983) verwendet. Die Approximation der Quellfunktion ist gegeben durch

2. Theoretische Grundlagen

$$\begin{aligned}
Q_{pp}(\gamma) \approx & \frac{3}{32} c \sigma_{\tau} \int_{\gamma}^{\infty} d\epsilon_1 \frac{n_{\text{ph}}(\epsilon_1)}{\epsilon_1^3} \int_{\epsilon_{\min}}^{\infty} d\epsilon_2 \frac{n_{\text{ph}}(\epsilon_2)}{\epsilon_2^2} \times \\
& \times \left\{ \frac{4\epsilon_1^2}{\gamma(\epsilon_1 - \gamma)} \ln \left(\frac{4\epsilon_2 \gamma (\epsilon_1 - \gamma)}{\epsilon_1} \right) - 8\epsilon_1 \epsilon_2 \right. \\
& \left. + \frac{2(2\epsilon_1 \epsilon_2 - 1)\epsilon_1^2}{\gamma(\epsilon_1 - \gamma)} - \left(1 - \frac{1}{\epsilon_1 \epsilon_2} \right) \frac{\epsilon_1^4}{\gamma^2 (\epsilon_1 - \gamma)^2} \right\}, \quad (2.38)
\end{aligned}$$

wobei die Integrationsgrenze ϵ_{\min} gegeben ist durch

$$\epsilon_{\min} = \frac{\epsilon_1}{4\gamma(\epsilon_1 - \gamma)} \quad (2.39)$$

Die Photonenenergie wird hierbei in Einheiten der Elektronenruhemasse angegeben,

$$\epsilon = \frac{h\nu}{mc^2}. \quad (2.40)$$

Zu beachten ist, dass die Photonenverteilung n_{ph} in beide Integrale eingeht, also selbst Ziel und Quelle für die Paarbildung ist. Es sei noch bemerkt, dass in Böttcher u. Schlickeiser (1997) angegeben wird, dass die Abweichung von der exakten Lösung nur minimal ist.

Es ist noch zu erwähnen, dass der Umkehrprozess, die Paarvernichtung $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$, in dieser Arbeit nicht berücksichtigt wird. Die entsprechende Behandlung der Photonen- und Teilchenspektren findet sich in Svensson (1982). Nach Böttcher u. Schlickeiser (1996) dominiert für Teilchendichten $N < 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ der Invers-Compton-Effekt. Die in dieser Arbeit verwendeten Teilchendichten unterschreiten diesen Wert um mehrere Größenordnungen.

Im folgenden Abschnitt wird die Präsenz von Protonen diskutiert. Bei der Wechselwirkung von Protonen mit Photonen kann ebenfalls ein Elektron-Positron-Paar entstehen. Die sogenannte Bethe-Heitler-Paarproduktion,

$$p + \gamma \rightarrow p + e^+ + e^-$$

spielt nach Mücke et al. (2003) bei Blazaren keine Rolle und wird daher in dieser Arbeit nicht behandelt.

2.3. Hadronisches Modell

Berücksichtigt man bei der Modellierung von Blazarspektren die Anwesenheit von Protonen, so ergibt sich das hadronische Modell als logische Erweiterung des SSC-Modells. Zum einen leisten die Protonen direkt einen Beitrag zur Emission über die Synchrotron-Strahlung analog zu den Elektronen (siehe dazu auch Aharonian (2000)). Diese liegt aber im Maximum bei höheren Energien und ist daher als Alternative beziehungsweise Ergänzung zu den Invers-Compton-Photonen der Elektronen zu sehen.

Die zweite Weise, auf die die Protonen Einfluss nehmen können, ist die Wechselwirkung mit den Photonen. Bei der Proton-Photon-Wechselwirkung werden π -Mesonen erzeugt. Diese zerfallen zum einen direkt zu Photonen (π^0). Die geladenen π^\pm -Mesonen zerfallen über Myonen zu Elektronen beziehungsweise Positronen, die wieder ihren Beitrag zum Photonenspektrum über die oben beschriebenen Prozesse des SSC-Modells leisten.

Eine weitere Möglichkeit für die Wechselwirkung von Protonen ist die mit Protonen selbst. Ein Ansatz ist, dass die Protonen aus dem Jet mit Protonen aus dem intergalaktischem Medium interagieren (Pohl u. Schlickeiser 2000). Für die in dieser Arbeit angewandten Protonenverteilungen ergibt sich aus der Abschätzung der Pionenerzeugungsrate nach Ivascenko u. Spanier (2011), dass die Proton-Proton-Wechselwirkung vernachlässigt werden kann.

Zur Beschreibung der Proton-Photon-Wechselwirkung wurde der SOPHIA-Code (Mücke et al. 2000) entwickelt. Es handelt sich dabei um einen Monte-Carlo-Code, welcher die Pionenproduktionsmechanismen reproduziert und die Spektren der Zerfallsprodukte liefert.

Für die Verwendung in einem zeitabhängigen, selbstkonsistenten Umfeld ist der SOPHIA-Code (Mücke et al. 2000) allerdings nicht geeignet. Dies liegt zum einen daran, dass der Monte-Carlo-Code nach jedem Zeitschritt ausgeführt werden müsste und damit würde es einfach zu lange dauern bis man eine Lösung erhält. Zum anderen kann man in SOPHIA die Photonverteilung, die den Protonen als Target für die photohadronischen Prozesse dienen, nicht beliebig einstellen, so dass eine zeitabhängige Veränderung des Targetspektrums nicht betrachtet werden kann.

2. Theoretische Grundlagen

Mit Hilfe von Kelner u. Aharonian (2008) können diese Probleme gelöst werden. Kelner u. Aharonian (2008) haben eine analytische Parametrisierung sowohl für Photonen- als auch für die Teilchenspektren, die mit dem SOPHIA-Code gewonnen werden können, gefunden. Mit diesen analytischen Ausdrücken ist es nun möglich, die Quellfunktion der Sekundärteilchen aus der Proton-Photon-Wechselwirkung darzustellen und diese in den selbstkonsistenten Code mit einzupflegen.

2.3.1. Produktion von Photonen durch π^0 -Zerfall

Betrachtet man die verschiedenen Varianten der Photomesonproduktion, so hat der π^0 -Zweig den größten Anteil. Ein elektrisch neutrales π^0 -Meson wird generiert,

$$p + \gamma \rightarrow p + \pi^0, \quad (2.41)$$

und das entstandene π^0 -Meson zerfällt in zwei Photonen,

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma. \quad (2.42)$$

Die Entwicklungsgleichung für die Photonenzahldichte (Gl. (2.28)) wird nun erweitert um die Photonenerzeugungsfunktion $R_{\pi^0}(E_\gamma)$ aus dem π^0 -Zerfall erweitert und ergibt sich zu

$$\frac{\partial n_{ph}(\nu)}{\partial t} = R_S(\nu) - c\alpha(\nu)n_{ph}(\nu) + R_C(\nu) - \frac{n_{ph}(\nu)}{T_{esc}} + R_{\pi^0}(\nu). \quad (2.43)$$

R_{π^0} selbst erhält man durch Integration der Teilchenverteilungen über das Photonspektrum $\Phi_\gamma(\eta, x)$:

$$R_{\pi^0}(E_\gamma) = \int \int n_p(E_p)n_{ph}(\epsilon)\Phi_\gamma(\eta, x)\frac{dE_p}{E_p}d\epsilon. \quad (2.44)$$

Dabei ist E_p die Protonenenergie, ϵ die Photonenenergie und

$$\eta = \frac{4\epsilon E_p}{m_p^2 c^4}, \quad x = \frac{E_\gamma}{E_p}. \quad (2.45)$$

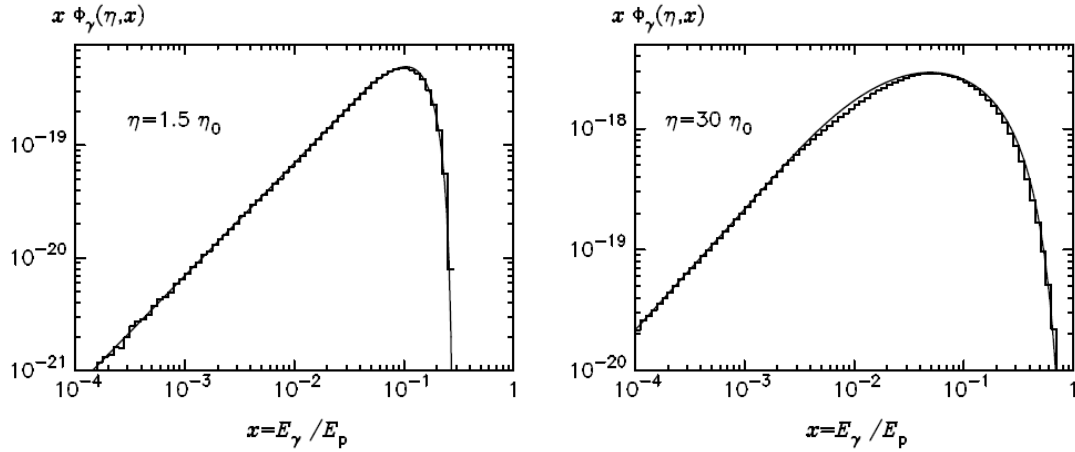


Abbildung 2.2.: Aus Kelner u. Aharonian (2008): Vergleich zwischen dem mit SOPHIA erzeugtem Photonenspektrum (Histogramm) mit der analytischen Parametrisierung.

Aus den kinematischen Betrachtungen ergibt sich die Bedingung für η

$$\eta \geq \eta_0 \equiv 2 \frac{m_\pi}{m_p} + \frac{m_\pi^2}{m_p^2} \approx 0.313. \quad (2.46)$$

Desweiteren werden die Pionen nur im Bereich

$$E_{\pi,min} \leq E_\pi \leq E_{\pi,max} \quad (2.47)$$

produziert.

Die maximale und minimale Pionenenergie berechnet sich zu

$$x_\pm = \frac{1}{2(1+\eta)} \left[\eta + r^2 \pm \sqrt{(\eta - r^2 - 2r)(\eta - r^2 + 2r)} \right], \quad (2.48)$$

wobei

$$E_{\pi,min} = E_p x_-, \quad E_{\pi,max} = E_p x_+, \quad r = \frac{m_\pi}{m_p} \approx 0.146. \quad (2.49)$$

Die Parametrisierung des Photonenspektrums $\Phi_\gamma(\eta, x)$ lautet im Energiebereich $x_- < x < x_+$

2. Theoretische Grundlagen

$$\Phi_\gamma(\eta, x) = B_\gamma \exp \left\{ -s_\gamma \left[\ln \left(\frac{x}{x_-} \right) \right]^{\delta_\gamma} \right\} \left[\ln \left(\frac{2}{1+y^2} \right) \right]^{2.5+0.4\ln(\eta/\eta_0)}, \quad (2.50)$$

wobei

$$y = \frac{x - x_-}{x_+ - x_-}. \quad (2.51)$$

Für niedrige Energien $x < x_-$ ist das Photonenspektrum nicht von x abhängig,

$$\Phi_\gamma(\eta, x) = B_\gamma (\ln 2)^{2.5+0.4\ln(\eta/\eta_0)}. \quad (2.52)$$

Für hohe Energien $x > x_+$ ist das Spektrum $\Phi_\gamma(\eta, x) = 0$. Die numerischen Werte für die Parameter B_γ , s_γ und δ_γ sind in Tabelle A.2 aufgeführt. An der Schwellenenergie für π^0 -Produktion $\eta/\eta_0 = 1$ ist $B_\gamma = 0$. Die Werte der Parameter für Zwischenwerte von η/η_0 erhält man durch lineare Interpolation. Ein Vergleich der Parametrisierung mit den Ergebnissen aus SOPHIA ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

2.3.2. Produktion von Leptonen durch den Zerfall geladener Pionen

Neben den neutralen π^0 -Mesonen entstehen bei der Proton-Photon-Wechselwirkung auch noch geladene Pionen. Diese zerfallen zu Myonen und entsprechenden Neutrinos,

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.53)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.54)$$

Im weiteren Verlauf zerfallen dann die generierten Myonen weiter zu Elektronen bzw. Positronen und entsprechende Neutrinos,

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (2.55)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (2.56)$$

Der Zerfall der Myonen wird hier als instantan angenommen und es werden nur die finalen leptonischen Spektren betrachtet. Dies darf dann gemacht werden, falls die Synchrotronkühlzeit der Myonen im Vergleich zu ihrer Lebensdauer ausreichend groß ist. Die Produktionsrate der jeweiligen Leptonensorte berechnet sich analog zu Gl. (2.44) nach

$$\dot{n}_l(E_l) = \int \int n_p(E_p) n_{ph}(\epsilon) \Phi_l(\eta, x) \frac{dE_p}{E_p} d\epsilon. \quad (2.57)$$

Der Index l bezeichnet dabei die jeweilige Leptonenart. η entspricht Gl. (2.45) und dazu analog $x = E_l/E_p$.

Damit ergibt sich die Erweiterung der kinetischen Gleichung der Elektronen zu

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{e^-}(\gamma)}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial \gamma} \left(n_{e^-}(\gamma) (\dot{\gamma}_S + \dot{\gamma}_{IC}) \right) - \frac{n_{e^-}(\gamma)}{T_{esc,e^-}} + \\ &+ Q_{inj}(\gamma) + Q_{pp}(\gamma) + Q_{p-\gamma,e^-}(\gamma), \end{aligned} \quad (2.58)$$

wobei $Q_{p-\gamma,e^-}(\gamma) = \dot{n}_{e^-}(E_{e^-})/mc^2$.

Analog dazu lautet die kinetische Gleichung der Positronen dann

$$\frac{\partial n_{e^+}(\gamma)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \gamma} \left(n_{e^+}(\gamma) (\dot{\gamma}_S + \dot{\gamma}_{IC}) \right) - \frac{n_{e^+}(\gamma)}{T_{esc,e^-}} + Q_{pp}(\gamma) + Q_{p-\gamma,e^+}(\gamma). \quad (2.59)$$

Wie bei den Photonen (vgl. Gl. 2.50) stellt $\Phi_l(\eta, x)$ die Parametrisierung der numerischen Simulationen von SOPHIA dar. Für den Energiebereich $x'_- < x < x'_+$ ist diese

$$\Phi_l(\eta, x) = B_l \exp \left\{ -s_l \left[\ln \left(\frac{x}{x'_-} \right) \right]^{\delta_l} \right\} \left[\ln \left(\frac{2}{1+y'^2} \right) \right]^\psi, \quad (2.60)$$

wobei

2. Theoretische Grundlagen

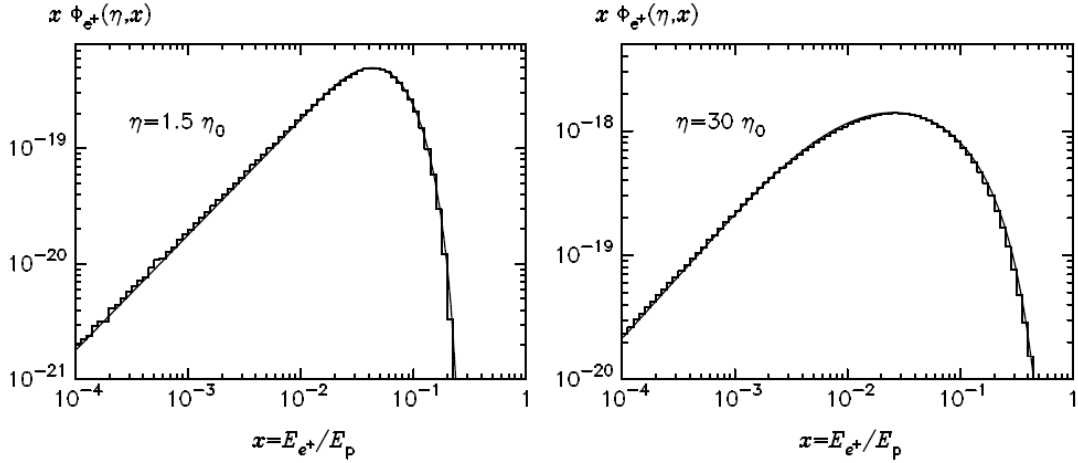


Abbildung 2.3.: Aus Kelner u. Aharonian (2008): Vergleich zwischen dem mit SOPHIA erzeugtem Positronenspektrum (Histogramm) mit der analytischen Parametrisierung.

$$y' = \frac{x - x'_-}{x'_+ - x'_-}. \quad (2.61)$$

Im Bereich $x < x'_-$ hängt Φ_l wieder nicht von x ab,

$$\Phi_l(\eta, x) = B_l (\ln 2)^\psi, \quad (2.62)$$

und für $x > x'_+$ gilt $\Phi_l = 0$. Die Werte für B_l , s_l und δ_l sind für die jeweilige Leptonenart in Tabelle A.3, Tabelle A.4 und Tabelle A.1 aufgelistet. Die Werte für ψ , x'_+ und x'_- sind für die einzelnen Leptonenarten verschieden und werden im Folgenden angegeben.

Bei Positronen, Elektron-Neutrinos und Myon-Antineutrinos gilt für ψ

$$\psi = 2.5 + 1.4 \ln \left(\frac{\eta}{\eta_0} \right). \quad (2.63)$$

Dabei sind die Grenzen

$$x'_- = \frac{x_-}{4}, \quad x'_+ = x_+. \quad (2.64)$$

Nach Kelner et al. (2006) gelten für die Myon-Neutrinos andere Werte für x'_- und x'_+ ,

$$x'_+ = \begin{cases} 0.427x_+, & \eta/\eta_0 < 2.14 \\ (0.427 + 0.0729(\eta/\eta_0 - 2.14))x_+, & 2.14 < \eta/\eta_0 < 10 \\ x_+, & \eta/\eta_0 > 10 \end{cases} \quad (2.65)$$

und

$$x'_- = 0.427x_-. \quad (2.66)$$

Als Beispiel ist in Abbildung 2.3 der Vergleich des Positronenspektrums mit den Ergebnissen aus SOPHIA dargestellt.

Die Elektronen und Elektron-Antineutrinos werden aus dem Zerfall von π^- -Mesonen gewonnen. Daher ergeben sich hier wiederum andere energetische Grenzen, ebenso eine andere Funktion für ψ .

$$\psi = 6(1 - e^{1.5(4-\rho)})\Theta(\rho - 4), \quad (2.67)$$

wobei $\rho = \eta/\eta_0$ und $\Theta(\rho)$ die Heaviside-Funktion sind. Die Grenzen x'_+ und x'_- lauten hier

$$x'_+ = \frac{1}{2(1+\eta)} \left(\eta - 2r + \sqrt{\eta(\eta - 4r(1+r))} \right) \quad (2.68)$$

$$x'_- = \frac{1}{4(1+\eta)} \left(\eta - 2r - \sqrt{\eta(\eta - 4r(1+r))} \right) \quad (2.69)$$

r ist wieder gleich dem Massenverhältnis aus Gl. (2.49).

Neutrinos

Die Neutrinos sind außer ihrer Erzeugung keiner weiteren Wechselwirkung unterworfen. Somit lautet die Differentialgleichung zur Berechnung der Neutrino-Verteilung

$$\frac{\partial n_\nu(E)}{\partial t} = \dot{n}_\nu(E) - \frac{n_\nu(E)}{T_{esc,ph}}. \quad (2.70)$$

2. Theoretische Grundlagen

Daraus ergibt sich direkt die Gleichgewichtslösung zu

$$n_\nu(E) = \dot{n}_\nu(E) T_{esc,ph}. \quad (2.71)$$

Nachdem die Neutrinos dem gleich Doppler-Beaming unterworfen sind, ergibt sich das Neutrinospektrum im Beobachterbezugssystem in der $E^2 dN/dE$ -Darstellung zu (Gaisser 1991)

$$n_{\nu,obs}(E_{obs}) = \frac{E^2 \dot{n}_\nu(E) T_{esc,ph} \delta^4 R_b^2 c}{4d_L^2} \quad (2.72)$$

mit

$$E_{obs} = \delta \cdot E. \quad (2.73)$$

\dot{n}_ν berechnet sich je nach Neutrinosorte aus Gl. (2.60) bzw. Gl. (2.62).

2.3.3. Energieverlust der Proton-Photon-Wechselwirkung

Mit Hilfe der gefitteten Produktionsspektren der Photonen und der Leptonen kann nun auch der Energieverlust der Protonen durch Wechselwirkung mit den Photonen berechnet werden. Dazu bildet man die Summe aus allen Produktionsspektren,

$$\Phi(\eta, x) = \sum_l \Phi_l(\eta, x) + \Phi_\gamma(\eta, x). \quad (2.74)$$

Der Verlustterm der Protonen berechnet sich nun nach

$$\dot{\gamma}_{p-\gamma}(\gamma) = \gamma \int d\epsilon n_{ph}(\epsilon) \int dx x \Phi(\eta, x). \quad (2.75)$$

Die Entwicklungsgleichung des Protonenspektrums wird nun um diesen Energieverlustterm entsprechend erweitert und die kinetische Gleichung der Protonen ergibt sich zu

$$\frac{\partial n_p(\gamma)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \gamma} \left(n_p(\gamma) (\dot{\gamma}_S + \dot{\gamma}_{p-\gamma}) \right) - \frac{n_p(\gamma)}{T_{esc,p}} + Q_{inj,p}(\gamma). \quad (2.76)$$

2.4. Übersicht der kinetischen Gleichungen

Hier sind der Übersicht halber noch einmal die Differentialgleichung für die Photonzahldichte sowie die kinetischen Gleichungen für Elektronen, Positronen und Protonen zusammengestellt.

$$\frac{\partial n_{ph}(\nu)}{\partial t} = R_S(\nu) - c(\alpha_{SSA} + \alpha_{\gamma\gamma})n_{ph}(\nu) + R_C(\nu) - \frac{n_{ph}(\nu)}{T_{esc}} + R_{\pi^0}(\nu)$$

$$\frac{\partial n_{e^-}(\gamma)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \gamma} \left(n_{e^-}(\gamma) (\dot{\gamma}_S + \dot{\gamma}_{IC}) \right) - \frac{n_{e^-}(\gamma)}{T_{esc,e^-}} + Q_{inj,e^-}(\gamma) + Q_{pp}(\gamma) + Q_{p-\gamma,e^-}(\gamma)$$

$$\frac{\partial n_{e^+}(\gamma)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \gamma} \left(n_{e^+}(\gamma) (\dot{\gamma}_S + \dot{\gamma}_{IC}) \right) - \frac{n_{e^+}(\gamma)}{T_{esc,e^-}} + Q_{pp}(\gamma) + Q_{p-\gamma,e^+}(\gamma)$$

$$\frac{\partial n_p(\gamma)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \gamma} \left(n_p(\gamma) (\dot{\gamma}_S + \dot{\gamma}_{p-\gamma}) \right) - \frac{n_p(\gamma)}{T_{esc,p}} + Q_{inj,p}(\gamma)$$

3. Numerik

In diesem Kapitel werden die Mittel vorgestellt, um die oben vorgestellten Gleichungen numerisch zu lösen. Die grundlegenden numerischen Standardverfahren und die Anpassung an das logarithmische Gitter wurden bereits in Rürger (2007) erläutert und sind in Anhang B ausgeführt. Im ersten Abschnitt werden die hier verwendeten Verfahren zur Lösung der partiellen Differentialgleichungen vorgestellt. Im zweiten Abschnitt ist die explizite Anwendung der numerischen Methoden auf die jeweiligen Gleichungen dargestellt.

3.1. Partielle Differentialgleichungen

In Abschnitt 2.4 wurde eine Übersicht über die in dieser Arbeit auftretenden partiellen Differentialgleichungen gegeben. Diese folgen im Wesentlichen der Form

$$\partial_t f(x, t) = \partial_x(F(f)) \quad (3.1)$$

und sind daher vom hyperbolischen Typ. Für diese Art von partiellen Differentialgleichung gibt es gängige Standardverfahren zur Lösung. Im Folgenden werden die in dieser Arbeit verwendeten Verfahren zur Lösung der Differentialgleichungen behandelt.

3.1.1. Euler-Verfahren

Das Euler-Verfahren ist wohl das einfachste Mittel, welches zur Lösung hyperbolischer Differentialgleichungen herangezogen werden kann. Die Idee besteht darin, die linke Seite der Gleichung, also die Ableitung nach der Zeit t , zu diskretisieren,

$$\frac{\partial f(x, t)}{\partial t} \rightarrow \frac{f(x, t_{n+1}) - f(x, t_n)}{\Delta t} = \frac{f_j^{n+1} - f_j^n}{\Delta t}. \quad (3.2)$$

Der Index n bezeichnet dabei die Diskretisierung der Zeit,

$$t_n = t_0 + n \cdot \Delta t. \quad (3.3)$$

Jetzt ergibt sich $f(x_j, t_{n+1})$ durch einfaches Umstellen,

$$f_j^{n+1} = f_j^n + \Delta t g_j^n, \quad (3.4)$$

mit der rechten Seite der Differentialgleichung,

$$g_j^n = \partial_x(F(f(x, t)))(x_j, t_n). \quad (3.5)$$

Der Wert der Funktion f zum nächsten Zeitschritt t_{n+1} lässt sich direkt aus den bekannten Werten zum Zeitpunkt t_n berechnen. Somit handelt es sich beim Euler-Verfahren um ein explizites Schema. Leider ist dieses sehr einfache

3. Numerik

Schema sehr instabil. Man benötigt sehr kleine Zeitschritte Δt , was zu sehr langen Laufzeiten der Simulationen führt.

3.1.2. Crank-Nicholson-Verfahren

Die Idee des Crank-Nicholson-Verfahrens besteht darin, von der rechten Seite der Differentialgleichung den Mittelwert aus aktuellem und nächstem Zeitschritt zu bilden,

$$g(x, t) \rightarrow \frac{1}{2}(g_j^{n+1} + g_j^n). \quad (3.6)$$

Als ein Beispiel sei der Fall

$$g(x, t) = \frac{\partial f}{\partial x} \quad (3.7)$$

gegeben. Hier ergibt sich die Diskretisierung zu

$$\frac{f_j^{n+1} - f_j^n}{\Delta t} = \frac{1}{2} \frac{f_{j+1}^{n+1} - f_j^{n+1}}{\Delta x} + \frac{1}{2} \frac{f_{j+1}^n - f_j^n}{\Delta x} \quad (3.8)$$

Die einzelnen Terme werden nun so sortiert, dass Terme zur Zeit t_{n+1} auf der linken Seite stehen und entsprechende t_n -Terme auf der rechten Seite,

$$-\frac{\Delta t}{2\Delta x} f_{j+1}^{n+1} + \left(1 + \frac{\Delta t}{2\Delta x}\right) f_j^{n+1} = \frac{\Delta t}{2\Delta x} f_{j+1}^n + \left(1 - \frac{\Delta t}{2\Delta x}\right) f_j^n \quad (3.9)$$

Es zeigt sich, dass für f_j^{n+1} kein expliziter Ausdruck hergestellt werden kann, sondern die Ausdrücke mit f_{j+1}^{n+1} mitberücksichtigt werden müssen. Dies führt dazu, dass eine Matrixgleichung gelöst werden muss. Somit ist dieses Schema ein implizites. Der Vorteil, der sich daraus ergibt ist der, dass das Schema unabhängig von Δt stabil ist (Yevick 2005). Im Folgenden soll nun gezeigt werden, wie sich die Anwendung dieses Schemas auf die in dieser Arbeit behandelten Gleichungen gestaltet.

3.2. Anwendung

In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, wie die in Abschnitt 2.4 angegebenen Differentialgleichungen numerisch gelöst werden.

3.2.1. Diskretisierung der Photonengleichung

Im Folgenden wird die Photonenzahldichte $n_{ph}(\nu, t)$ zur diskretisierten Frequenz ν_j und zur diskretisierten Zeit t_n angegeben als

$$n_{ph}(\nu_j, t_n) = n_j^n. \quad (3.10)$$

Die Differentialgleichung für die Berechnung der Photonenzahldichte entspricht der Struktur

$$\frac{\partial n}{\partial t} = R_S - c \alpha n + R_X. \quad (3.11)$$

Wie sich zeigt, besteht der numerisch kritische Anteil aus dem Synchrotron-Produktionsterm R_S und der Absorption $c \alpha n$. Daher soll auf diese beiden Terme das Crank-Nicholson-Verfahren angewandt werden. Die übrigen Terme werden zusammengefasst als

$$R_X = R_C + R_{\pi^0} - \frac{n}{T_{esc}}. \quad (3.12)$$

Die Diskretisierung der Photonengleichung lautet dann

$$\frac{n_j^{n+1} - n_j^n}{\Delta t} = \frac{1}{2} (R_{S,j}^{n+1} - c \alpha_j^{n+1} n_j^{n+1}) + \frac{1}{2} (R_{S,j}^n - c \alpha_j^n n_j^n) + R_{X,j}^n \quad (3.13)$$

Durch Sortieren der n_j^n - und n_j^{n+1} -Terme auf die jeweilige Seite erhält man den Ausdruck

$$n_j^{n+1} = \frac{1}{2 + \Delta t c \alpha_j^{n+1}} \times (2n_j^n + \Delta t [R_{S,j}^{n+1} + R_{S,j}^n - c \alpha_j^n n_j^n + 2R_{X,j}^n]) \quad (3.14)$$

3. Numerik

Bemerkenswert ist, dass trotz Anwendung des Crank-Nicholson-Verfahrens, welches an sich ein implizites Verfahren ist, sich ein expliziter Ausdruck für n_j^{n+1} ergibt, welcher numerisch einfacher handzuhaben ist.

3.2.2. Diskretisierung der Teilchengleichungen

Die Differentialgleichungen für die Elektronen, Positronen und Protonen lassen sich alle darstellen als

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \gamma} \left(n \dot{\gamma} \right) + Q_X. \quad (3.15)$$

Dabei ist im Folgenden jeweils die diskretisierte Teilchenzahldichte

$$n_j^n = n_{\text{Teilchen}}(\gamma_j, t_n). \quad (3.16)$$

Q_X bezeichnet die Terme außerhalb der Ableitung nach γ . Das Crank-Nicholson-Verfahren wird angewandt auf $\partial_\gamma(n \dot{\gamma})$. Die Terme werden wieder nach n_j^n sortiert und man erhält den Ausdruck

$$\begin{aligned} & \underbrace{\left(\frac{2\Delta\gamma_j}{\Delta t} + \dot{\gamma}_j \right)}_{b_j} n_j^{n+1} - \underbrace{\dot{\gamma}_{j+1}}_{c_j} n_{j+1}^{n+1} = \\ & = \underbrace{\left(\frac{2\Delta\gamma_j}{\Delta t} - \dot{\gamma}_j \right) n_j^n + (\dot{\gamma}_{j+1}) n_{j+1}^n + 2\Delta\gamma_j Q_{X,j}^n}_{r_j} \end{aligned} \quad (3.17)$$

mit $\Delta\gamma_j = \gamma_{j+1} - \gamma_j$. Hier wird jetzt deutlich, dass es sich um ein implizites Verfahren handelt, da die Werte n_j^{n+1} und n_{j+1}^{n+1} gleichzeitig berechnet werden müssen. Dies kann man mit Hilfe der Matrixgleichung

$$\begin{pmatrix} b_0 & c_0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & b_1 & c_1 & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & & \ddots & \ddots & & \vdots \\ 0 & \cdots & 0 & b_{j_{\max}-2} & c_{j_{\max}-2} \\ 0 & \cdots & & 0 & b_{j_{\max}-1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n_0 \\ n_1 \\ \vdots \\ n_{j_{\max}-2} \\ n_{j_{\max}-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_0 \\ r_1 \\ \vdots \\ r_{j_{\max}-2} \\ r_{j_{\max}-1} \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

darstellen. Zur Lösung dieser Matrixgleichung wird das Lösungsverfahren für Tridiagonalmatrizen Press (2002) verwendet,

$$\begin{pmatrix} b_0 & c_0 & 0 & 0 & \cdots \\ a_1 & b_1 & c_1 & 0 & \cdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \cdots & 0 & a_{j_{max}-2} & b_{j_{max}-2} & c_{j_{max}-2} \\ \cdots & 0 & 0 & a_{j_{max}-1} & b_{j_{max}-1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n_0 \\ n_1 \\ \vdots \\ n_{j_{max}-2} \\ n_{j_{max}-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_0 \\ r_1 \\ \vdots \\ r_{j_{max}-2} \\ r_{j_{max}-1} \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

wobei die Werte $a_j = 0$ gesetzt werden.

3.2.3. Lösung für sehr kleine Kühlzeitskalen

Die Paarbildung und die photohadronischen Prozesse erzeugen Sekundärteilchen mit sehr hohen Lorentzfaktoren. Der Energieverlust der Teilchen ist proportional zum Quadrat der Energie, $\dot{\gamma} \propto \gamma^2$, daher gilt für die Kühlzeitskala

$$t_{cool} = \frac{\gamma}{\dot{\gamma}} \propto \gamma^{-1}. \quad (3.20)$$

Dies bedeutet also, dass für immer höhere Energien die Kühlzeit immer kleiner wird. Unterschreitet nun die Kühlzeit den Zeitschritt der Simulation,

$$t_{cool} < \Delta t, \quad (3.21)$$

so kann für diese Lorentzfaktoren die Verteilung $n(\gamma)$ für $\gamma > \Delta t \dot{\gamma}$ als instantan im Gleichgewicht betrachtet werden. Da bei sehr hohen Lorentzfaktoren nur die Synchrotronverluste relevant sind, kann die Gleichgewichtslösung nach Reynoso u. Romero (2009) angegeben werden mit

$$n(\gamma > \Delta t \dot{\gamma}) = \frac{1}{\dot{\gamma}(\gamma)} \int_{\gamma}^{\gamma_{max}} d\gamma' Q(\gamma') \exp(-t_{esc} \tau(\gamma, \gamma')), \quad (3.22)$$

wobei $Q(\gamma)$ die jeweilige Quellfunktion ist und

$$\tau(\gamma, \gamma') = \int_{\gamma}^{\gamma'} \frac{d\gamma''}{\dot{\gamma}(\gamma'')}. \quad (3.23)$$

3. Numerik

Dieses Verfahren ermöglicht die Wahl größerer Zeitschritte, was die Simulationsdauer erheblich verkürzt.

4. Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse dieser Arbeit behandelt. Zunächst wird das Synchrotron-Selbst-Compton-Modell angewandt auf die Quelle 1 ES 1218+30.4. Diese Quelle ist insofern besonders interessant, da sie ein HBL bei sehr großer Rotverschiebung und damit die Detektion im VHE-Bereich sehr bemerkenswert ist. Darüber hinaus wird das SSC-Modell hierbei unterstützt durch die Betrachtung der zentralen Schwarzschild-Masse über eine Masse-Leuchtkraft-Relation.

Im zweiten Teil des Ergebniskapitels wird dann näher auf das SSC-Modell eingegangen. Es wird die Abhängigkeit des Modellspektrums von Änderungen der Modellparameter untersucht. Dabei werden die Potenzen ermittelt, mit denen die Änderungsfaktoren ins Modellspektrum einfließen.

Der dritte Teil beschäftigt sich dann mit der Frage, inwieweit die Modellierung einer Quelle durch einen Parametersatz im SSC-Modell eindeutig ist. Die Eindeutigkeit kann mit Hilfe der Abhängigkeiten im vorherigen Abschnitt gezeigt werden.

Als letzter Teil folgt dann die Erweiterung des SSC-Modells um die hadronischen Prozesse. Das hadronische Modell wird auf den FSRQ 3C279 angewandt. Für diese Quelle reicht das SSC-Modell zur Beschreibung der Daten nicht mehr aus. Es wird gezeigt, dass eine Modellierung mit dem vorliegenden Modell möglich ist. Insbesondere kann das außergewöhnliche Variabilitätsverhalten der Quelle reproduziert werden.

4.1. Modellierung von 1 ES 1218+30.4

Das HBL-Objekt 1 ES 1218+30.4 stellt eine sehr interessante Quelle dar. Trotz der großen Entfernung von $z = 0.182$ konnte sie im VHE-Bereich von MAGIC im Januar 2005 erstmalig detektiert werden (Albert u. al. et 2006). Ursprünglich wurde die Quelle im Röntgenbereich entdeckt und mit 2A 1219+30.5 in Verbindung gebracht (Wilson et al. 1979; Ledden et al. 1981). Desweiteren wurde 1 ES 1218+30.4 vom VERITAS-Teleskop erneut im VHE-Bereich detektiert (Acciari et al. 2009). Simultan zur MAGIC-Beobachtung nahm das KVA-Teleskop im optischen Bereich Daten. Die im Folgenden verwendeten Daten von MAGIC wurden mit dem EBL-Modell von Kneiske et al. (2004) deabsorbiert.

Im optischen Bereich liegen noch weitere Daten vor, zum einen von 2MASS (Chen et al. 2005) und zum anderen NED-Archivdaten. Dazu kommen noch Röntgendaten von BeppoSAX (Donato et al. 2005) in 1999 und SWIFT (Tramacere et al. 2007) in 2005. Dabei fällt auf, dass trotz der Beobachtungslücke von sechs Jahren die Flusshöhe der Röntgendaten ziemlich genau gleich ist. Auch im VHE-Bereich liegen die Daten von MAGIC und VERITAS annähernd gleich auf. Daher ist die Annahme plausibel, dass sich die Quelle jeweils im gleichen Zustand befand, womöglich im Ruhezustand der Emission. Allerdings existiert auch eine andere Betrachtung von Celotti u. Ghisellini (2008), die als Basis Ihrer Argumentation die Quelle im aktiven Flusszustand annehmen. Trotzdem

| γ_{max} | s | B/G | $K/\text{cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ | R/cm | δ | η |
|-------------------|-----|-------|-----------------------------------|--------------------|----------|--------|
| 5.0×10^5 | 2.1 | 0.04 | 0.4×10^{-1} | 3×10^{15} | 80 | 10 |

Tabelle 4.1.: Parameter zur Modellierung des Spektrums von 1 ES 1218+30.4 (siehe Abbildung 4.2). Auffällig ist der hohe Dopplerfaktor δ , der zusammen mit der großen Entfernung auf einen sehr kleinen Inklinationwinkel hindeutet. Die restlichen Parameter sind vergleichbar mit den Modellen von Sato et al. (2008) und Weidinger u. Spanier (2010b).

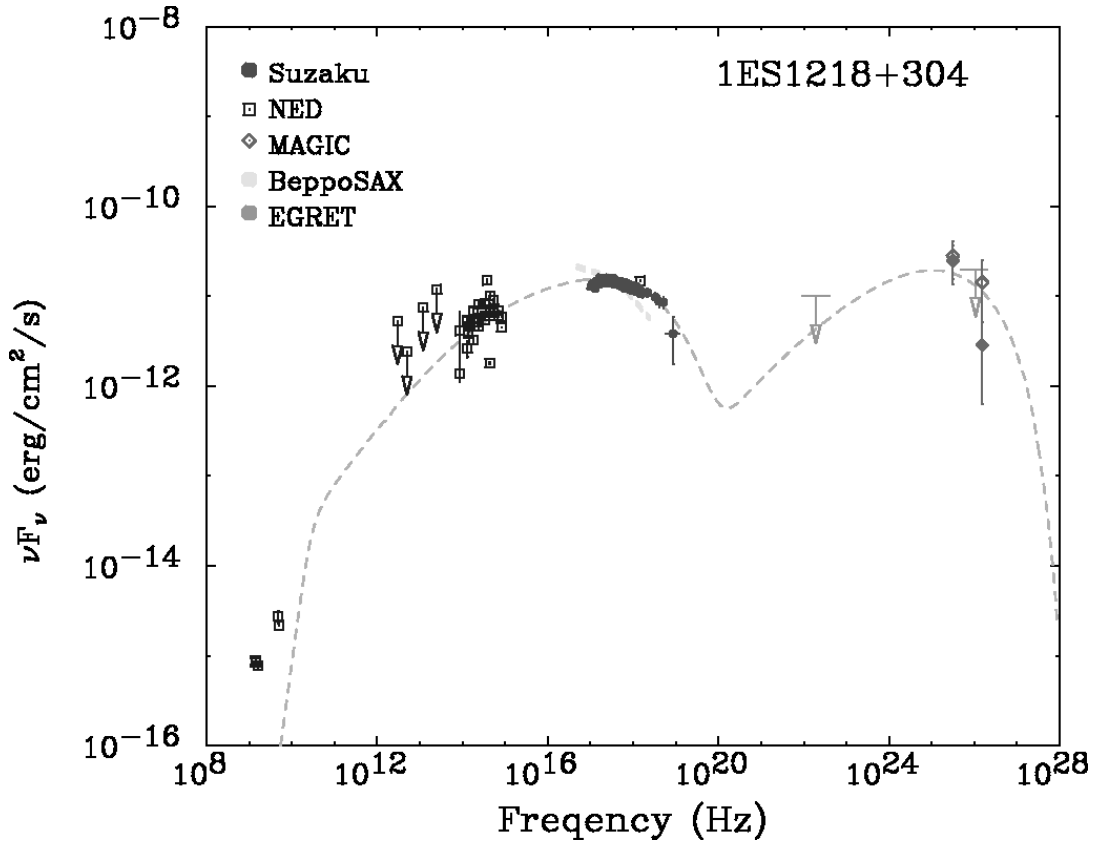


Abbildung 4.1.: Modellspektrum aus Sato et al. (2008). Der dort verwendete Spektralindex $s = 1.7$ steht im Kontrast zu $s = 2.1$ in Abbildung 4.2. Der thermische Peak wird nicht separat modelliert.

soll im Folgenden das Spektrum von 1 ES 1218+30.4 als stationär angenommen werden.

Zur Modellierung der spektralen Energieverteilung von 1 ES 1218+30.4 wurde das hier beschriebene SSC-Modell angewandt (Rüger et al. 2010). Die Annahme, dass die Quelle sich im Grundzustand befindet, bedeutet, dass die Elektronenverteilung, die für die Emission verantwortlich ist, als zeitlich konstant angenommen wird. Dazu wird als Injektionsfunktion wieder ein Potenzspektrum mit exponentiellem Abbruch herangezogen (vgl. Gl.(2.26)). Die in der Modellsimulation verwendeten Parameter sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Auffällig ist hier der relative hohe Dopplerfaktor $\delta = 80$, was auf einen sehr kleinen Winkel zwischen Jetachse und Sichtlinie hindeutet. Plausibel ist der hohe Verstärkungsfaktor insofern, dass die Quelle trotz der großen Entfernung überhaupt

4. Ergebnisse

detektiert wurde.

Die gewählten Parameter liegen im ähnlichen Bereich wie die in Weidinger u. Spanier (2010b), wo die Quelle 1 ES 1218+30.4 auch Gegenstand der Betrachtung ist. Auch wurde die Modellierung von 1 ES 1218+30.4 in Sato et al. (2008) bereits behandelt. Besonders auffällig ist bei deren Betrachtung, dass ein Spektralindex der Elektronen von $s = 1.7$ verwendet wurde. Dies ist für AGN-Jets eine eher unübliche Wahl, da meist angenommen wird, dass relativistische Schocks für die Beschleunigung der Elektronen verantwortlich sind, woraus sich Werte $s > 2$ ergeben (Ellison et al. 1990; Achterberg et al. 2001). Jedoch sind nach Vainio u. Schlickeiser (1998) kleinere Werte nicht gänzlich ausgeschlossen.

Ein Grund für die Wahl dieses Spektralindex ist die Berücksichtigung der Daten im optischen Bereich bei der Modellierung der Synchrotronstrahlung. In dieser Arbeit wird allerdings ein anderer Ansatz gewählt. Der Ursprung der Daten im optischen Bereich wird bei der Host-Galaxie selbst gesehen, und nicht als Teil des Jets. Somit ist es möglich, einen für die Theorie der Schockbeschleunigung verträglicheren Wert von $s = 2.1$ zu wählen.

Zusätzlich ergibt sich hierbei ein neuer Aspekt zur Einschränkung des Parameterbereichs. Die Datenpunkte der Host-Galaxie werden mit Hilfe eines Schwarzkörperspektrums modelliert. In ähnlicher Weise wurde dies mit dem Modell für elliptische Galaxien von Nilsson et al. (1999) für Markarian 501 von Katarzyński et al. (2001) durchgeführt. Für das einfache Schwarzkörperspektrum, welches hier ausreichend ist, ergibt sich eine Temperatur von $T = 4500\text{K}$ und ein effektiver Radius von $R_{bb} = 2.85 \times 10^{16}\text{cm}$. Die Temperatur ist durchaus vergleichbar mit der von Sternen vom G-Typ und somit erhält man eine Abschätzung für die Anzahl sonnenähnlicher Sterne in 1 ES 1218+30.4, $R_{bb}^2/R_{sun}^2 = 1.7 \times 10^{11}$. Diese Anzahl stimmt mit der gängigen Abschätzung für die Anzahl von Sternen in Galaxien gut überein.

Mit Hilfe des Stefan-Boltzmann-Gesetzes,

$$L_{host} = 4\pi R_{bb}^2 \sigma_{SB} T^4, \quad (4.1)$$

kann die Leuchtkraft der Host-Galaxie ermittelt werden. Mit dieser kann über die Relation von Kormendy u. Gebhardt (2001),

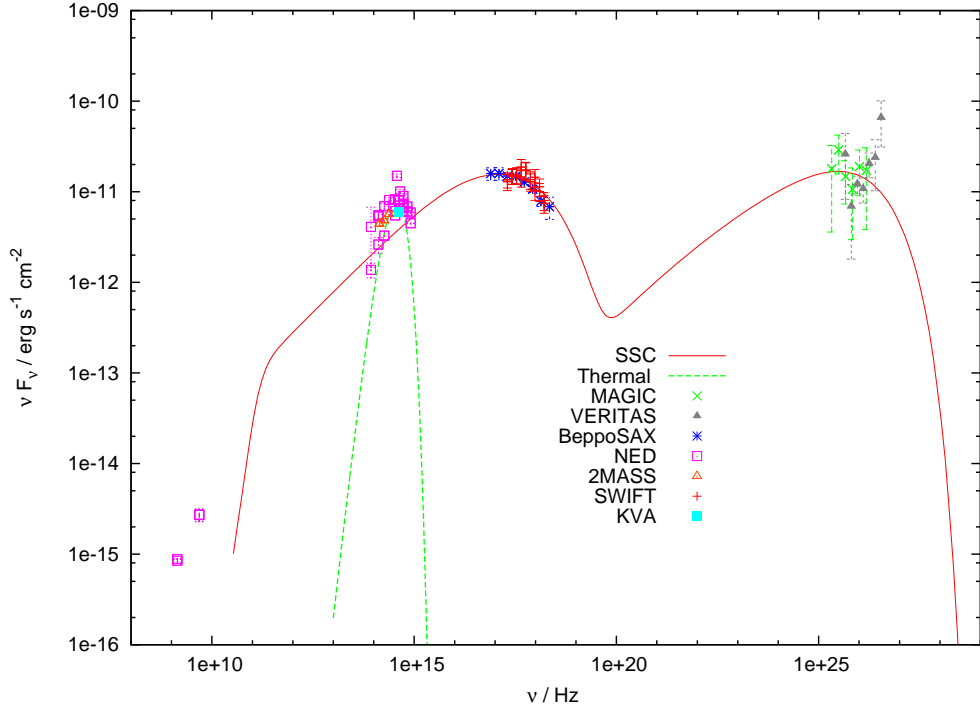


Abbildung 4.2.: Beobachtungsdaten von 1 ES 1218+30.4 inklusive SSC-Modellkurve (**rote Kurve**) und thermischem Spektrum (**grüne Kurve**). **grüne Kreuze:** MAGIC (Albert u. al. et 2006), **graue Dreiecke:** VERITAS (Acciari et al. 2009), **cyan Quadrat:** KVA, **blaue Sterne:** SWIFT (Tramacere et al. 2007), **rote Kreuze:** BeppoSAX (Donato et al. 2005), **rote Dreiecke:** 2MASS (Chen et al. 2005), **rosa Quadrats:** NED.

$$M_{BH} = 0.78 \times 10^8 M_{sun} \left(\frac{L_{host}}{10^{10} L_{sun}} \right), \quad (4.2)$$

die Masse des zentralen schwarzen Lochs bestimmt werden zu $M_{BH} = 5.6 \times 10^8$ Sonnenmassen. Mit dieser Masse lässt sich über

$$L_{Edd} = 1.3 \times 10^{38} (M_{BH}/M_{sun}) \quad (4.3)$$

4. Ergebnisse

die entsprechende Eddington-Leuchtkraft berechnen. Hier ist $L_{Edd} = 7.3 \times 10^{46} \text{erg/s}$.

Dieser Wert soll nun verglichen werden mit der in die Emissionsregion injizierten Leuchtkraft. Diese berechnet sich wie

$$L_{inj} = 4/3\pi R_b^3 \Gamma^2 \int d\gamma \gamma m c^2 Q(\gamma). \quad (4.4)$$

Mit der Wahl von $\Gamma = 57$, was erlaubt ist da $\delta = 80 < 2\Gamma$, erhält man dafür einen Wert von $L_{inj} = 7.3 \times 10^{43} \text{erg/s}$ und damit eine Eddington-Effizienz von $L_{inj}/L_{Edd} = 0.001$. Dieser Wert ist nach Treves et al. (2002) typisch für BL Lac Objekte. Somit konnte hier die Plausibilität der Parameter des SSC-Modellfits unterstrichen werden mit Hilfe von Beobachtungsdaten, welche nicht unmittelbar im Zusammenhang mit den Beobachtungen der Jetemission stehen.

4.2. Abhängigkeit des SSC-Modells von Veränderungen der Parameter

In diesem Abschnitt soll erläutert werden, wie sich ein mit dem SSC-Modell generiertes Photonenspektrum in der νF_ν -Darstellung verhält unter Veränderung der jeweiligen Parameter. Dazu werden der Fluss im Synchrotron-Selbstabsorptionsbereich, der Fluss im flachen Synchrotron-Anstieg, die Position des Synchrotron-Maximums und der Fluss des ansteigenden Astes im Inverse-Compton-Bereich betrachtet.

Die beobachteten Abhängigkeiten gelten dabei nur für das hier gezeigte selbstkonsistente SSC-Modell. Für andere Modelle, die die Beschleunigungsprozesse mit berücksichtigen (Weidinger et al. 2010; Kirk et al. 1998), haben diese keine Gültigkeit. Für das hadronische Modell gelten die Bedingungen soweit, wie sie sich auf die SSC-Komponente beziehen.

Das Modell besitzt fünf freie Parameter: Normierungskonstante der Elektronenverteilung, Doppler-Faktor, Radius der Emissionsregion, Magnetfeld und den Spektralindex der Elektronen. Letzterer soll für die folgende Betrachtung als fest angenommen werden, somit bleiben vier freie Parameter. Die Parameter werden jeweils um einen gewissen Faktor $f_{Parameter}$ verändert und es wird untersucht, welcher Exponent, potenziert mit $f_{Parameter}$, das Verhalten der spektralen Energieverteilung wiedergibt. Diese Exponenten sind in Tabelle 4.2 zusammenfassend aufgelistet. Neben absoluten Abhängigkeiten ergeben sich aus der Betrachtung der Strahlungsprozesse auch noch Abhängigkeiten, die selbst noch vom Spektralindex s der Elektronen beziehungsweise vom Photonenspektralindex α abhängen. Für den Photonenspektralindex im Bereich der Synchrotronstrahlung für die νF_ν -Darstellung (Rybicki u. Lightman 1979; Robson 1996)

$$\alpha = \frac{-s + 1}{2} + 1. \quad (4.5)$$

4.2.1. Veränderung des Magnetfelds B

Das Verhalten des Flusses des flachen Synchrotron-Anstiegs wird bestimmt durch den Emissionskoeffizienten j_ν (vgl. Gl. (2.13)). Dieser Emissionskoeffi-

4. Ergebnisse

zient für Synchrotron-Strahlung folgt der Proportionalität

$$j_\nu \propto \frac{n_{e^-}(\gamma_0)P_S(\gamma_0)}{B\gamma_0}. \quad (4.6)$$

Aufgrund der δ -Approximation ist der Lorentzfaktor γ_0 selbst proportional zum Magnetfeld B ,

$$\gamma_0 \propto B^{-\frac{1}{2}}. \quad (4.7)$$

Damit ergibt sich zusammen mit $n_{e^-}(\gamma) \propto \gamma^{-s}$ und $P_S(\gamma) \propto B^2$ die Abhängigkeit des ansteigenden Synchrotron-Spektrums zu

$$j_{\nu, syn} \propto B^{\frac{s+1}{2}}. \quad (4.8)$$

Das Verhalten des annähernd flachen Invers-Compton-Anstiegs wird durch das Verhalten des Synchrotronanstiegs bestimmt. Nach Finke et al. (2008) und Felten u. Morrison (1966) folgt der Emissionskoeffizient der Proportionalität

| Parameter | Fluss SSA | Max. Synchrotron | Fluss Synchrotron | Fluss IC |
|-----------|-----------|------------------|-------------------|--------------|
| B | -1/2 | -3 | $(s + 1)/2$ | $s - 1$ |
| R | 2 | -2 | 4 | 6 |
| δ | 1/2 | 1 | $4 - \alpha$ | $4 - \alpha$ |
| K | 0 | 0 | 1 | 2 |

Tabelle 4.2.: Exponenten, die potenziert mit dem Änderungsfaktor des entsprechenden Parameters die Änderung des jeweiligen Bereichs der SED in der νF_ν -Darstellung ergeben. Angegeben sind der Fluss im SSA-, Synchrotron- und IC-Bereich sowie die Position des Synchrotron-Maximums. s ist der Spektralindex des Elektronenspektrums, $\alpha = (-s + 1)/2 + 1$ der entsprechende Photonenindex bei Synchrotron-Strahlung.

4.2. Abhängigkeit des SSC-Modells von Veränderungen der Parameter

$$j_{\nu,IC} \propto \frac{j_{\nu,syn}^2}{B^2} \quad (4.9)$$

und damit einfach der Bedingung

$$j_{\nu,IC} \propto B^{s-1}. \quad (4.10)$$

Im Bereich der Synchrotron-Selbstabsorption muss zusätzlich der Absorptionskoeffizient $\alpha_{\nu,SSA}$ berücksichtigt werden. Die Magnetfeldabhängigkeit ergibt sich aus Gl. (2.16) zu

$$\alpha_{\nu,SSA} \propto B^{s+1}. \quad (4.11)$$

Mit der Abhängigkeit des Spektrums $I_{\nu,syn} \propto j_{\nu,syn}/\alpha_{\nu,SSA}$ erhält man dann

$$I_{\nu,SSA} \propto B^{-\frac{1}{2}}. \quad (4.12)$$

Die Position des Synchrotron-Maximums wird bestimmt durch das Gleichgewicht zwischen Verlust- und Entweichzeitskala

$$\frac{\gamma_{break}}{\dot{\gamma}} = t_{esc} \quad (4.13)$$

Aus $\dot{\gamma} \propto \gamma^2 B^2$ und Gl. 2.10 erhält man dann für die Frequenz des Maximums die Bedingung

$$\nu_{peak} \propto B^{-3}. \quad (4.14)$$

4.2.2. Veränderung des Radius R

Die Abhängigkeit des Synchrotron-Anstiegs vom Radius der Emissionszone setzt sich zusammen aus der Abhängigkeit des Flusses direkt vom Radius und der Photonenverteilung n_{ph} . Der Fluss einer sphärischen Emissionsregion, und damit die Intensität, ist proportional zum Quadrat des Radius,

$$I_{\nu} \propto R^2. \quad (4.15)$$

4. Ergebnisse

Das Photonenspektrum ist proportional zur Entweichzeit $t_{esc,ph}$ und damit

$$n_{ph} \propto R. \quad (4.16)$$

Außerdem ist das Photonenspektrum proportional zur Elektronenzahldichte n_{e^-} und diese wiederum zur Entweichzeit t_{esc,e^-} , d.h.

$$n_{e^-} \propto R. \quad (4.17)$$

Diese drei Proportionalitäten ergeben dann zusammen

$$I_{\nu,syn} \propto R^4. \quad (4.18)$$

Im Bereich der Synchrotron-Selbstabsorption kürzt sich die Abhängigkeit von n_{e^-} weg. Ebenso fällt der Einfluss von $t_{esc,ph}$ weg, da mit zunehmender Photonenzahl auch die Absorption zunimmt. Es bleibt nur die direkte Flussabhängigkeit und damit

$$I_{\nu,SSA} \propto R^2. \quad (4.19)$$

Die Position des Synchrotron-Maximums wird auch hier bestimmt durch das Gleichgewicht zwischen Verlust- und Entweichzeitskala. Da

$$t_{esc} \propto R. \quad (4.20)$$

und

$$\frac{\gamma_{break}}{\dot{\gamma}} = t_{esc} \quad (4.21)$$

folgt für die Radiusabhängigkeit der Position des Synchrotron-Maximums

$$\nu_{peak} \propto R^{-2}. \quad (4.22)$$

Bleibt noch die Abhängigkeit des Inverse-Compton-Bereichs. Diese ergibt sich analog zu der im ansteigenden Synchrotron-Bereich. Die Proportionalitäten sind hier

4.2. Abhängigkeit des SSC-Modells von Veränderungen der Parameter

$$n_{ph,IC} \propto R \cdot n_{e^-} \cdot n_{ph,syn}. \quad (4.23)$$

Die Elektronendichte n_{e^-} selbst ist wieder proportional zum Radius, ebenso die Streuzielphotonendichte $n_{ph,syn}$, welche dazu noch proportional zur Elektronendichte n_{e^-} ist. Somit ergibt sich eine Gesamtabhängigkeit der Intensität $I_{\nu,IC}$ vom Radius zu

$$I_{\nu,IC} \propto R^6. \quad (4.24)$$

4.2.3. Veränderung des Doppler-Faktors δ

Die Abhängigkeit des Photonenspektrums von Änderung des Doppler-Faktors δ setzt sich zusammen aus der f_δ -Abhängigkeit des Flusses in der νF_ν -Darstellung und der Frequenzverschiebung proportional zu δ . In der νF_ν -Darstellung ist die spektrale Energieverteilung proportional zu ν^α , wobei $\alpha = (-s + 1)/2 + 1$ der Spektralindex der Photonen ist. Diese Proportionalität führt dazu, dass bei der Verschiebung der Frequenz um einen Faktor f_δ der Fluss bei einer bestimmten Frequenz sich ändert wie

$$\nu F_\nu \propto \delta^{-\alpha}. \quad (4.25)$$

Dazu kommt die Erhöhung des Flusses durch das relativistische Beaming,

$$\nu F_\nu \propto \delta^4. \quad (4.26)$$

Daraus ergibt sich dann die Abhängigkeit für den Synchrotron- sowie für den Inverse-Compton-Bereich zu

$$\nu F_\nu \propto \delta^{4-\alpha}. \quad (4.27)$$

Im Synchrotron-Selbstabsorptions-Bereich ist $\alpha = -7/2$ und damit

$$\nu F_\nu \propto \delta^{\frac{1}{2}}. \quad (4.28)$$

4. Ergebnisse

Die Position des Synchrotron-Maximums folgt einfach der Frequenzverschiebung

$$\nu_{peak} \propto \delta. \quad (4.29)$$

4.2.4. Veränderung der Normierungskonstanten K

Die Abhängigkeit des Photonenspektrums von der Veränderung der Normierungskonstanten K lässt sich sehr einfach beschreiben. Die Elektronenzahldichte n_{e^-} ist direkt proportional zu K und somit ist wegen $j_\nu \propto n_{e^-}$ der Synchrotron-Bereich

$$I_{\nu, syn} \propto K. \quad (4.30)$$

Der Inverse-Compton-Bereich ist proportional zu Elektronenzahldichte n_{e^-} und Photonenzahldichte im Synchrotron-Bereich $n_{ph, syn}$ und somit gilt

$$I_{\nu, IC} \propto K^2. \quad (4.31)$$

Im Synchrotron-Selbstabsorptions-Bereich kürzt sich der Einfluss von K weg und daher hat eine Veränderung der Normierungskonstante hier keinen Einfluss. Ebenso beeinflusst eine Veränderung von K die Position des Synchrotron-Maximums nicht.

4.3. Eindeutigkeit eines SSC-Parametersatzes

Im Folgenden soll gezeigt werden, inwieweit eine gefundene Lösung für eine spektrale Energieverteilung mittels des SSC-Modells eindeutig ist, oder ob mehrere Parametersätze $B - R - \delta - K$ gefunden werden können, die eine gleichwertige Lösung liefern.

Es soll ein Parametersatz $B - R - \delta - K$ gegeben sein, der die Daten einer bestimmten Quelle mit dem SSC-Modell ausreichend modelliert. Dabei sollen vier Punkte gegeben sein, die exakt getroffen werden. Diese sind der Synchrotron-Selbstabsorptions-Knick, ein Punkt im ansteigenden Synchrotron-Bereich, das Maximum im Synchrotron-Bereich und ein Punkt im ansteigenden Inverse-Compton-Bereich. Diese vier Punkte sollen bei einer Variation der Parameter auch weiterhin exakt modelliert werden.

Wie sich das Modellspektrum verändert unter Variation der einzelnen Parameter, wurde in Abschnitt 4.2 dargelegt. Um nun zu gewährleisten, dass die genannten vier Fixpunkte des Spektrums unverändert bleiben, müssen sich die einzelnen Abhängigkeiten an jedem der Punkte jeweils gegenseitig aufheben, d.h. das Produkt der Potenzen der Veränderungsfaktoren muss den Gesamtveränderungsfaktor 1 ergeben. Mit Tabelle 4.2 kann damit ein Gleichungssystem für die einzelnen Veränderungsfaktoren aufgestellt werden. Für den Spektralindex wird hier ein Wert von $s = 2.2$ verwendet.

$$f_B^{-\frac{1}{2}} f_R^2 f_\delta^{\frac{1}{2}} = 1 \quad \text{Fluss im SSA-Bereich} \quad (4.32a)$$

$$f_B^{-3} f_R^{-2} f_\delta^1 = 1 \quad \text{Position Synchrotron-Maximum} \quad (4.32b)$$

$$f_B^{1.6} f_R^4 f_\delta^{3.6} f_K = 1 \quad \text{Fluss im Synchrotron-Bereich} \quad (4.32c)$$

$$f_B^{1.2} f_R^6 f_\delta^{3.6} f_K^2 = 1 \quad \text{Fluss im IC-Bereich} \quad (4.32d)$$

Durch Elimination von f_δ in Gl. 4.32a und Gl. 4.32b erhält man

$$f_B^{-1} = f_R^3. \quad (4.33)$$

Damit lassen sich in Gl. 4.32c f_R und f_δ ersetzen und man gewinnt

4. Ergebnisse

$$f_K = f_B^{8.667}. \quad (4.34)$$

Dadurch wurde gezeigt, dass, ausgehend von einer bestimmten Lösung für den Synchrotron-Peak, eine weitere Lösung nicht durch beliebige oder zufällige Variation der Parameter gefunden werden kann, sondern nur, wenn die neuen Parameter den Bedingungen 4.33, 4.34 und 4.32a genügen.

Durch die Tatsache, dass sich bei der Veränderung eines Parameters zur Erhaltung des Synchrotron-Bereichs die Veränderung der anderen Parameter automatisch ergibt, stellt automatisch die Frage, was bei dieser Parametervariation mit dem Inverse-Compton-Bereich passiert. Um dies festzustellen, werden f_R und f_δ in Gl. (4.32d) ersetzt und man erhält die Bedingung

$$f_K = f_B^{3.8}. \quad (4.35)$$

Diese Bedingung steht nun im Widerspruch mit Gl. 4.34, weil sich aus den Zwangsbedingungen für f_δ und f_R zwei unterschiedliche Bedingungen für f_K und f_B ergeben. Dies bedeutet also, dass, wenn man die Parameter im SSC-Modell so verändert, dass der Synchrotron-Bereich erhalten bleibt, unweigerlich der Inverse-Compton-Bereich verändert wird. Somit wurde also gezeigt, dass unter oben genannten Annahmen ein SSC-Modellspektrum eindeutig ist.

4.4. Modellierung des FSRQs 3C279

Bei der Quelle 3C279 handelt es sich um einen Flat Spectrum Radio Quasar. Dieser Quelltyp bildet die zweite Gruppe der Blazare neben den BL Lac-Objekten. Wie eingangs erwähnt, rückt diese Quelle in den Blickpunkt der Modellierung, da die gängigen SSC-Modelle das Spektrum nicht reproduzieren können. Daher soll im Folgenden das hier vorgestellte hadronische Modell auf diese Quelle angewandt werden.

4.4.1. Beobachtungsdaten von 3C279

Seit der Beobachtung des großen Flares im Juni 1991 durch das EGRET-Experiment an Bord des CGRO-Satelliten war der FSRQ 3C279 Ziel mehrerer Multiwellenlängenkampagnen. Das Interesse wurde noch verstärkt, als am 23. Februar 2006 das MAGIC-Teleskop die Quelle detektierte (Berger et al. 2009; MAGIC Collaboration et al. 2008). Damit ist 3C279 nicht nur der erste FSRQ, der im VHE-Bereich entdeckt wurde, sondern mit einer Rotverschiebung von $z = 0.536$ auch noch die am weitesten entfernte VHE-Quelle.

Die große Entfernung der Quelle hat zur Folge, dass die Deabsorption der beobachteten Daten auf Grund der $\gamma - \gamma$ -Absorption von VHE- mit CMB-Photonen eine große Rolle spielt. In Abbildung 4.3 ist das von MAGIC detektierte Spektrum dargestellt zusammen mit den jeweils deabsorbierten Daten nach den Modellen von Primack et al. (2005) und Stecker et al. (2006). Im Folgenden werden als Modellierungsgrundlage die deabsorbierten Daten nach Primack et al. (2005) verwendet. Die Wahl fällt auf dieses Modell, da selbst das EBL-Modell mit der geringsten Absorption für ein sehr hartes Spektrum im VHE-Bereich sorgt. Dieses harte Spektrum ist ein Grund, warum das SSC-Modell für diese Quelle nicht mehr ausreichende Ergebnisse liefert.

Neben dem MAGIC-Teleskop wurde 3C279 am 23. Februar 2006 simultan vom KVA-Teleskop beobachtet und ebenfalls detektiert (siehe Abbildung 4.4). Darüber hinaus war die Quelle von Januar 2006 bis April 2006 Ziel einer WEBT-Kampagne (Whole Earth Blazar Telescope) (Böttcher et al. 2007), wobei der Quasar am 15. Januar 2006 in mehreren Frequenzbereichen detektiert wurde (Collmar et al. 2007). Außerdem existieren noch weitere simultane Multiwel-

4. Ergebnisse

lenlängendaten von Juni 2003 (Collmar et al. 2004) sowie aus Januar 1991 und Dezember 1992/Januar 1993 (Hartman et al. 2001).

Besonders interessant ist der Vergleich der Daten aus Juni 2003 und Januar 2006, wie in Collmar et al. (2007) dargestellt ist. Es wird hier im optischen und UV-Bereich eine starke Variabilität beobachtet. Gleichzeitig ist die Quelle im Röntgenbereich nicht variabel. Dieses Variabilitätsverhalten kann mit dem SSC-Modell nicht mehr erklärt werden, da dort eine Veränderung des Flusses im Optischen immer mit einer Flussveränderung im Röntgenbereich einhergeht. Daher liegt ein Hauptaugenmerk dieser Arbeit darauf, dieses Variabilitätsver-

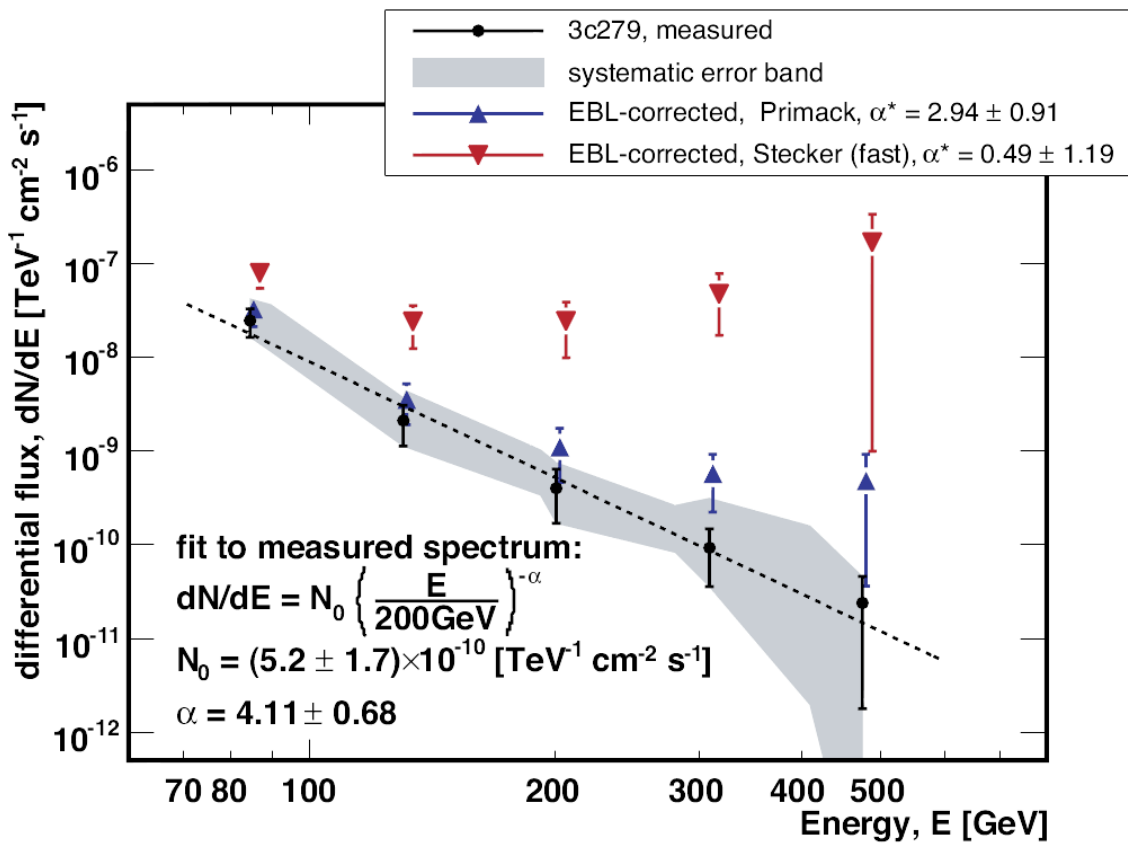


Abbildung 4.3.: Aus Berger et al. (2009): Die Abbildung zeigt das von MAGIC aufgezeichnete VHE-Spektrum von 3C279 (**schwarz**). Daneben sind die deabsorbierten Daten nach den Modellen von Stecker et al. (2006) (**rot**) und Primack et al. (2005) (**blau**) dargestellt. Im weiteren Verlauf werden nur die nach Primack et al. (2005) deabsorbierten Daten betrachtet.

halten mit Hilfe eines hadronischen Modells zu erklären.

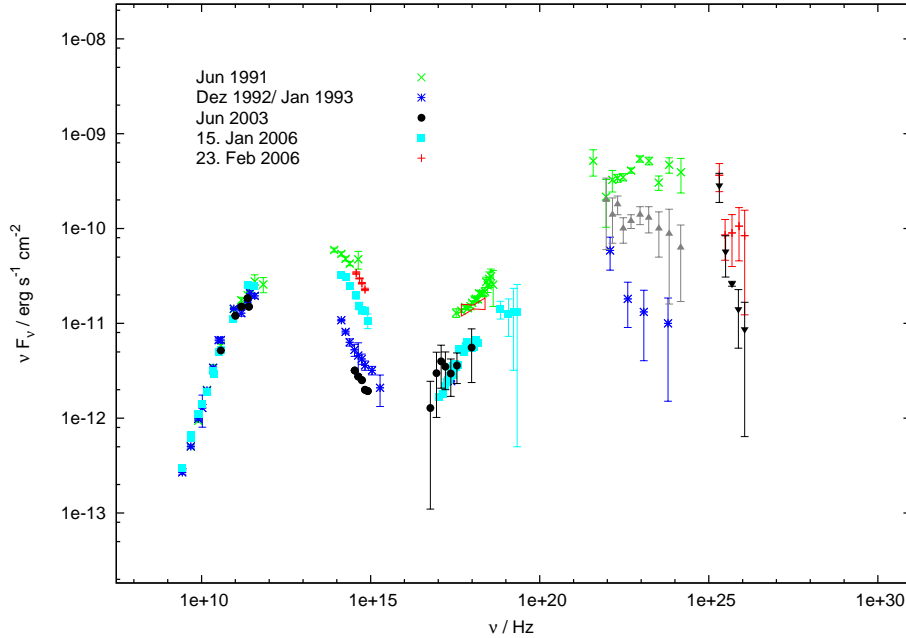


Abbildung 4.4.: Beobachtungsdaten des FSRQ 3C279. Gleiche Farben bedeuten simultan gemessene Daten. Die Daten aus 1991 (grüne Kreuze) und 1992/1993 (blaue Sterne) stammen aus Hartman et al. (2001). Die schwarzen Kreise repräsentieren Multiwellenlängendaten von 2003 (Collmar et al. 2004). Cyanblaue Quadrate symbolisieren Beobachtungen aus Januar 2006 (Collmar et al. 2007). Die roten Kreuze zeigen die simultan zur MAGIC-Beobachtung aufgezeichneten Daten (Böttcher et al. 2007; Berger et al. 2009). Die MAGIC-Daten wurden mit dem Modell von (Primack et al. 2005) deabsorbiert. Die schwarzen Dreiecke zeigen die nicht-deabsorbierten Daten von MAGIC. Dazu sind noch weitere nicht simultan genommene Daten von EGRET aus Hartman et al. (2001) vorhanden (graue Dreiecke). Die Datenlage gibt Anlass zur Annahme, dass sich Quelle im Juni 1991 und im Februar 2006 im gleichen Flusszustand befand.

4.4.2. Modellierung von 3C279

Im Folgenden soll nun gezeigt werden, wie mit dem vorliegenden hadronischen Modell die Daten von 3C279 modelliert werden können.

Es zeigt sich, dass das Spektrum im νF_ν -Plot im Bereich von $10^{11} - 10^{12}$ Hz einem Spektralindex von $\alpha = 0.4$ folgt. Dies entspricht einem Spektralindex für die Elektronen von $s = 2.2$ (vgl. Gl.(4.5)). Dieser Wert wird für alle folgenden Injektionsspektren verwendet, sowohl für Elektronen- als auch für Protonenspektren.

Für den Fall, dass das modellierte Spektrum in diesem Bereich dem Potenzgesetz mit $\alpha = 0.4$ folgen soll, muss der Peak im Niederfrequenzbereich durch den Synchrotron-Kühlungsknick im Elektronenspektrum generiert werden, und damit muss $\gamma_{break} > 1$ sein (siehe dazu Gl. (4.13)). Diese Einschränkung wird noch dadurch bestärkt, dass für $\gamma \rightarrow 1$ die Synchrotronkühlformel nicht mehr im relativistischen Limit gilt.

Bei Böttcher et al. (2009) ergibt sich $\gamma_{break} < 1$. Um dies auszugleichen kommen, ausgehend von den Parametern aus Böttcher et al. (2009), nur eine Erhöhung von R_b und eine Verringerung von B in Frage (vgl. Gl. (4.21)).

Der zweite Aspekt, der bei der Modellierung betrachtet werden soll, ist der Knick im Photonenspektrum bei ca. 10^{11} Hz. Es wird angenommen, dass die-

| Parameter | | Wert |
|---------------------------------|---|----------------------|
| Normierungskonstante Protonen | $K_p/\text{cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ | 3×10^{-6} |
| Normierungskonstante Elektronen | $K_{e^-}/\text{cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ | 3×10^{-8} |
| Max. Lorentzfaktor Protonen | $\gamma_{max,p}$ | 2×10^{10} |
| Max. Lorentzfaktor Elektronen | γ_{max,e^-} | 1.12×10^4 |
| Magnetfeld | B/G | 0.07 |
| Radius | R/cm | 4.5×10^{17} |
| Doppler-Faktor | δ | 120 |

Tabelle 4.3.: Parameter zur Modellierung des hohen Flusszustandes von 3C279

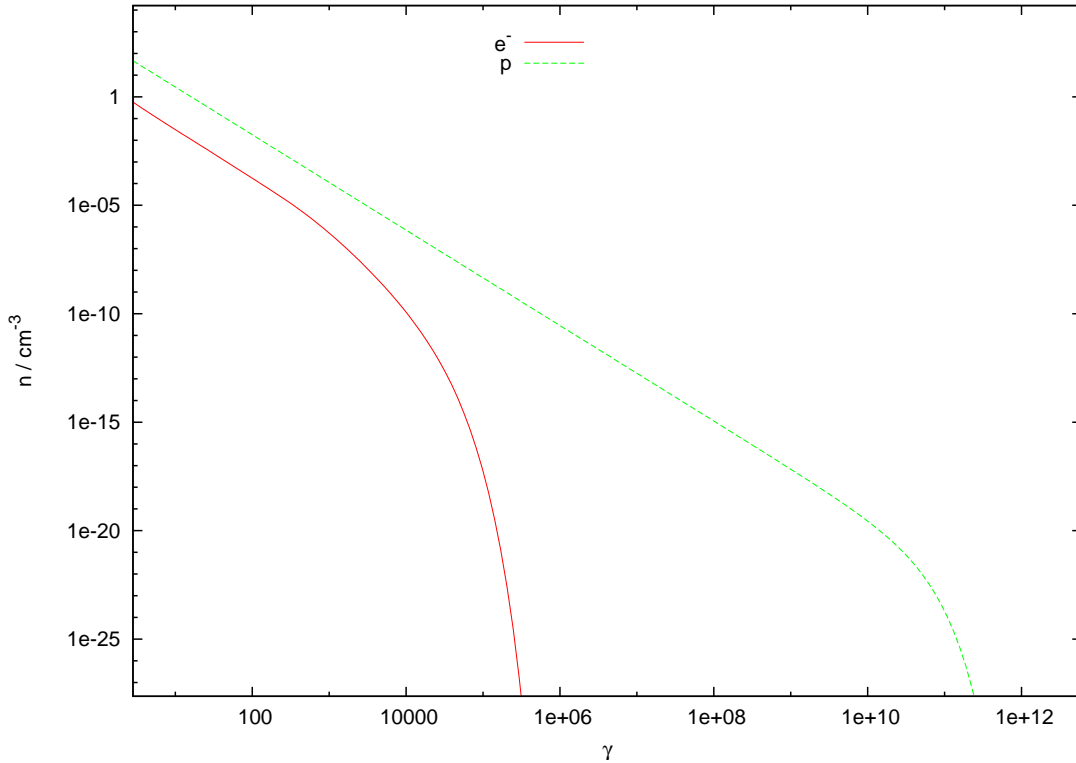


Abbildung 4.5.: *Verwendete Injektionsspektren der Protonen (**grün**) bzw. Elektronen (**rot**) nach den Parametern aus Tabelle 4.3. γ_{max} wurde jeweils so gewählt, um der Bedingung des quadratischen Massenverhältnisses für das Verhältnis der maximalen Lorentzfaktoren zu genügen (Aharonian 2000).*

ser Knick bestimmt wird durch den Übergang vom optisch Dicken zum optisch Dünnen, verursacht durch die Synchrotron-Selbst-Absorption (SSA).

Wieder ausgehend von Böttcher et al. (2009) muss eine Erhöhung des SSA-Bereichs im Spektrum erreicht werden, um eine Verschiebung des Knicks nach links zu bewirken. Dies kann nach Gl. (4.32) erreicht werden durch eine Verringerung des Magnetfelds B , durch eine Erhöhung des Blob-Radius R_b oder durch eine Erhöhung des Doppler-Faktors δ .

Tabelle 4.3 zeigt eine mögliche Parameterkombination, durch die die beiden oben genannte Anforderungen erfüllt werden. $\gamma_{max,p}$ wurde so gewählt, dass die Bedingung des Verhältnisse der maximalen Energien aus Aharonian (2000) erfüllt ist. Die verwendeten Injektionsspektren für Elektronen und Protonen sind in Abbildung 4.5 dargestellt. Ziel ist es, mit diesem Parametersatz den hohen

4. Ergebnisse

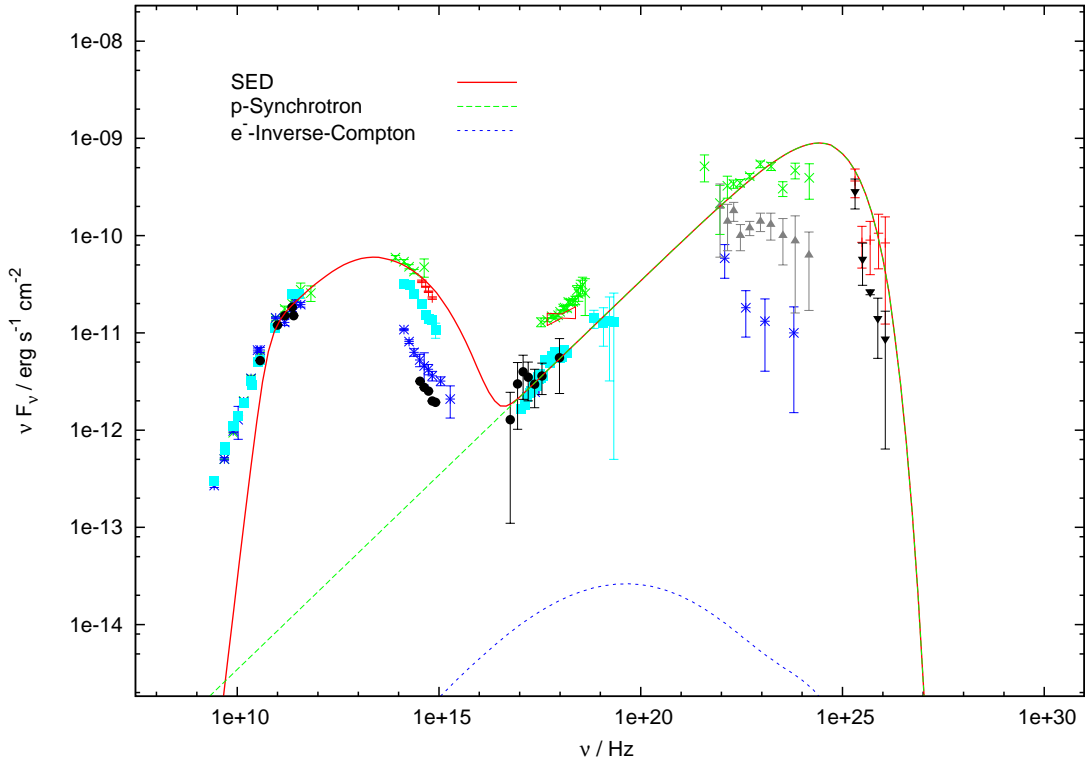


Abbildung 4.6.: *Spektrale Energieverteilung nach Parametern aus Tabelle 4.3. **rot:** Gesamtspektrum, **grün:** Protonen-Synchrotron, **blau:** Elektronen-Inverse-Compton. Der Synchrotron-Abschnitt im Spektrum wird gut modelliert. Besonderes Augenmerk liegt auf dem SSA-Knick, dem flachen Synchrotron-Anstieg und der Krümmung nach dem Maximum. Die Proton-Synchrotronstrahlung liefert gute Werte für den VHE-Bereich. Die Daten im Röntgenbereich werden nicht erfasst. Paarbildung und hadronische Prozesse sind nicht berücksichtigt.*

Flusszustand zu modellieren. Dazu wird im Folgenden angenommen, dass sich die Quelle am 23. Feb. 2006 im gleichen Zustand befand wie beim Allzeit-High-State im Juni 1991. Die Annahme basiert auf gleich hohem Röntgenfluss und nahtlosem Übergang der Datenpunkte im optischen Bereich.

Das generierte Modellspektrum der Photonen ist in Abbildung 4.6 gezeigt. Bei diesem Modellspektrum werden nur die Synchrotron-Strahlung der Protonen und der Elektronen und die Invers-Compton-Strahlung der Elektronen

betrachtet. Die verwendeten Teilchenspektren sind selbstkonsistent errechnete Lösungen der kinetischen Gleichungen unter Berücksichtigung der jeweiligen Verlustterme, wodurch die typischen gebrochen Potenzgesetzspektren der Teilchen entstehen, die notwendig sind für die Erzeugung der Doppelpeakstruktur. In anderen Modellen werden diese Teilchenspektren oft adhoc angenommen (vgl. Tavecchio et al. (1998)), jedoch wird dadurch der Knick im Spektrum γ_{break} als freier Parameter eingeführt, was insofern unphysikalisch ist, da sich der Knick aus dem Gleichgewicht aus Kühl- und Entweichzeit ergibt. Paarbildung durch $\gamma - \gamma$ -Absorption sowie die Sekundärteilchen der hadronischen Prozesse sind bei der Berechnung des Spektrums in Abbildung 4.6 noch vernachlässigt.

Die Beschreibung des niederenergetischen Peaks durch die Synchrotron-Strahlung der Elektronen passt sehr gut. Sowohl der flache Anstieg bei ca. 10^{11} Hz mit passendem SSA-Knick wird gut getroffen als auch der exponentielle Abfall im optischen Bereich. Besonders hervorzuheben ist hier, wie gut die Krümmung der Modellkurve mit den Daten übereinstimmt.

Die Daten im HE- und VHE-Bereich können durch die Proton-Synchrotron-Strahlung erklärt werden. Dies unterstreicht die Hypothese des gleichen Flusszustandes.

Einzig die Röntgen-Datenpunkte werden in Abbildung 4.6 nicht modelliert. Eine Erhöhung des Proton-Synchrotron-Flusses kommt als Abhilfe nicht in Frage, da sonst der Fluss im HE-Bereich zu hoch ist. Betrachtet man aber die Invers-Compton-Strahlung der Elektronen, die hier keinen Einfluss auf das Gesamtspektrum hat, bietet sich die Möglichkeit an, die Röntgen-Datenpunkte durch Erhöhung der IC-Komponente zu modellieren.

Zunächst soll aber untersucht werden, ob womöglich die Elektronen, die durch Paarbildung aus Photon-Photon-Absorption entstehen, einen ausreichenden Beitrag zu dem Fluss im Röntgenbereich liefern. Dazu wird bei der Berechnung der Photonen die Photon-Photon-Absorption nach Gl. (2.29) hinzugefügt und bei den Elektronen der entsprechende Gewinnterm nach Gl. (2.36). Die Parameter sind dieselben wie in Tab. 4.3.

Das erzeugte Modellspektrum ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Zusätzlich zu den in Abbildung 4.6 gezeigt Teilspektren ist jetzt noch das Synchrotron-Spektrum der Sekundärelektronen aus $\gamma - \gamma$ -Absorption abgebildet. Man sieht

4. Ergebnisse

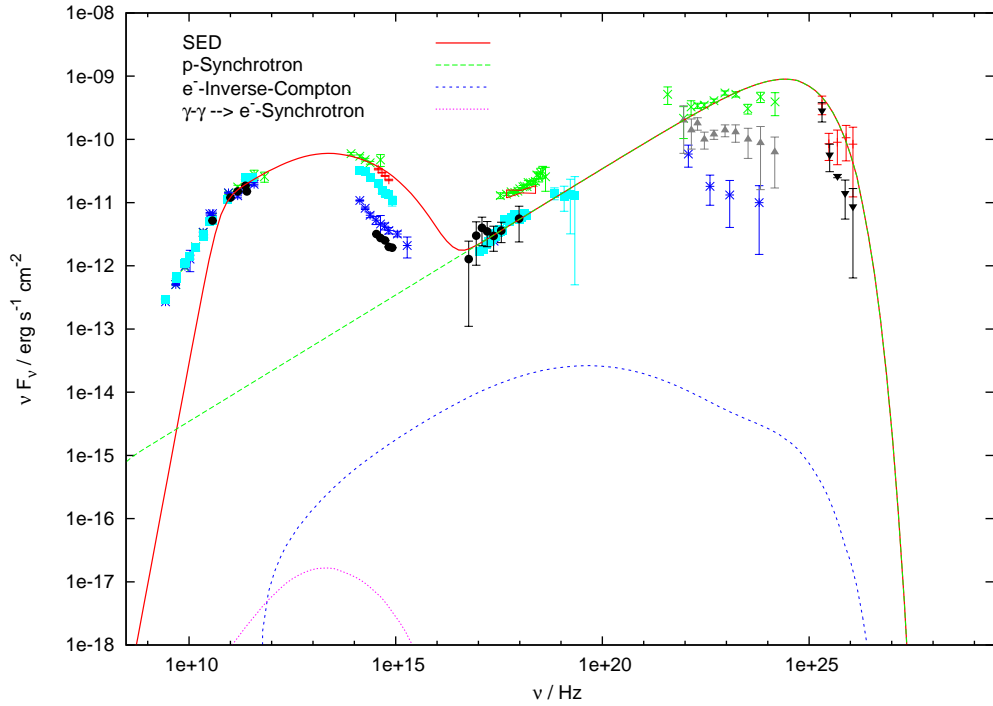


Abbildung 4.7.: *Spektrale Energieverteilung nach Parametern aus Tabelle 4.3 unter Berücksichtigung der Paarbildung. **rot:** Gesamtspektrum, **grün:** Protonen-Synchrotron, **blau:** Elektronen-Inverse-Compton, **magenta:** Elektron-Synchrotron aus Paarbildung. Der Synchrotron-Fluss der Sekundärelektronen aus Paarbildung liegt weit unterhalb des Gesamtspektrums. Er hat keinen Einfluss auf das Spektrum und kann somit den fehlenden Fluss im Röntgenbereich nicht erklären. Die hadronischen Prozesse sind nicht berücksichtigt.*

deutlich, dass der Synchrotron-Fluss der Sekundärelektronen weit unterhalb des Gesamtspektrums liegt. Somit hat die $\gamma-\gamma$ -Absorption hier keinen Einfluss bzw. kann keinen Beitrag leisten zur fehlenden Emission im Röntgenbereich.

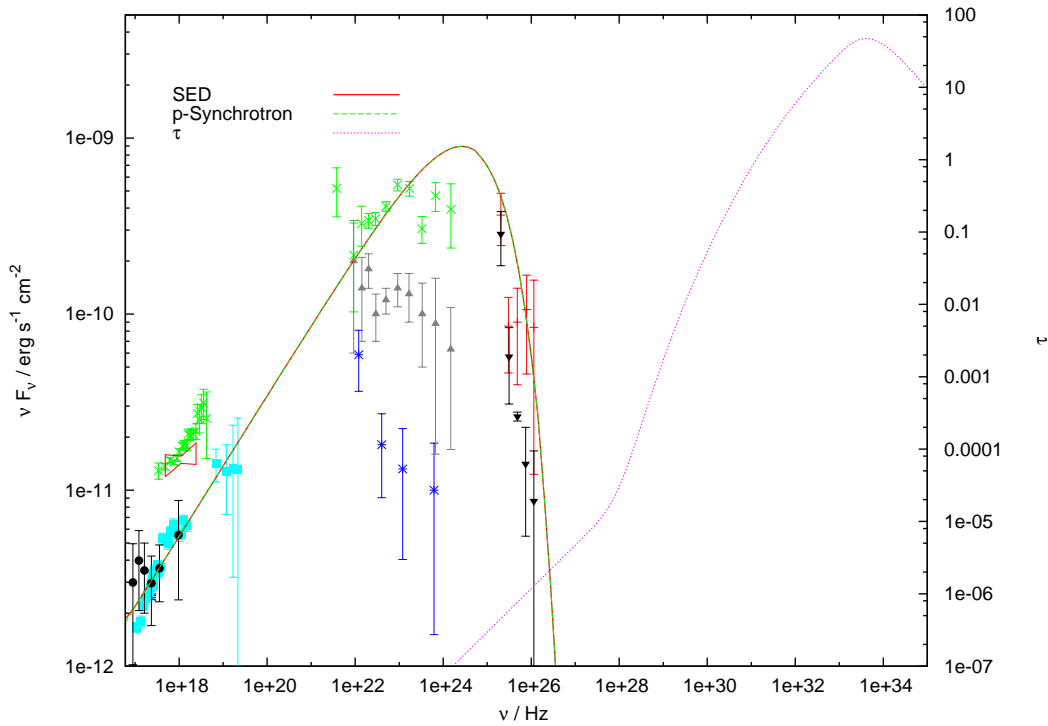


Abbildung 4.8.: Vergrößerte Darstellung von Abbildung 4.7. **rot:** Gesamtspektrum, **grün:** Protonen-Synchrotron, **magenta:** optische Tiefe τ . Es ist keine Differenz zwischen Gesamtspektrum und Protonen-Synchrotron-Spektrum und somit kein Einfluss der $\gamma - \gamma$ -Absorption zu erkennen. Der Verlauf der optischen Tiefe zeigt, dass ein Einfluss erst ab 10^{31} Hz beginnen würde ($\tau > 1$).

In Abbildung 4.8 ist ein vergrößerter Abschnitt den Hochenergiebereichs dargestellt. Dieser verdeutlicht, dass kein Unterschied zwischen der reinen Proton-Synchrotron-Strahlung und dem Gesamtspektrum, welches unter dem Einfluss der Photon-Photon-Absorption steht, besteht.

Die in Abbildung 4.8 ebenfalls aufgetragene optische Tiefe τ zeigt, warum der Einfluss so gering ist. Erst ab einer Frequenz von ca. 10^{31} Hz wird optische Tiefe $\tau > 1$. Hier sind allerdings kaum Photonen vorhanden, die absorbiert werden könnten und damit Sekundärelektronen erzeugen. Dies wird auch in Abbildung 4.9 deutlich, welche das Gesamtelektronenspektrum und den Betrag der

4. Ergebnisse

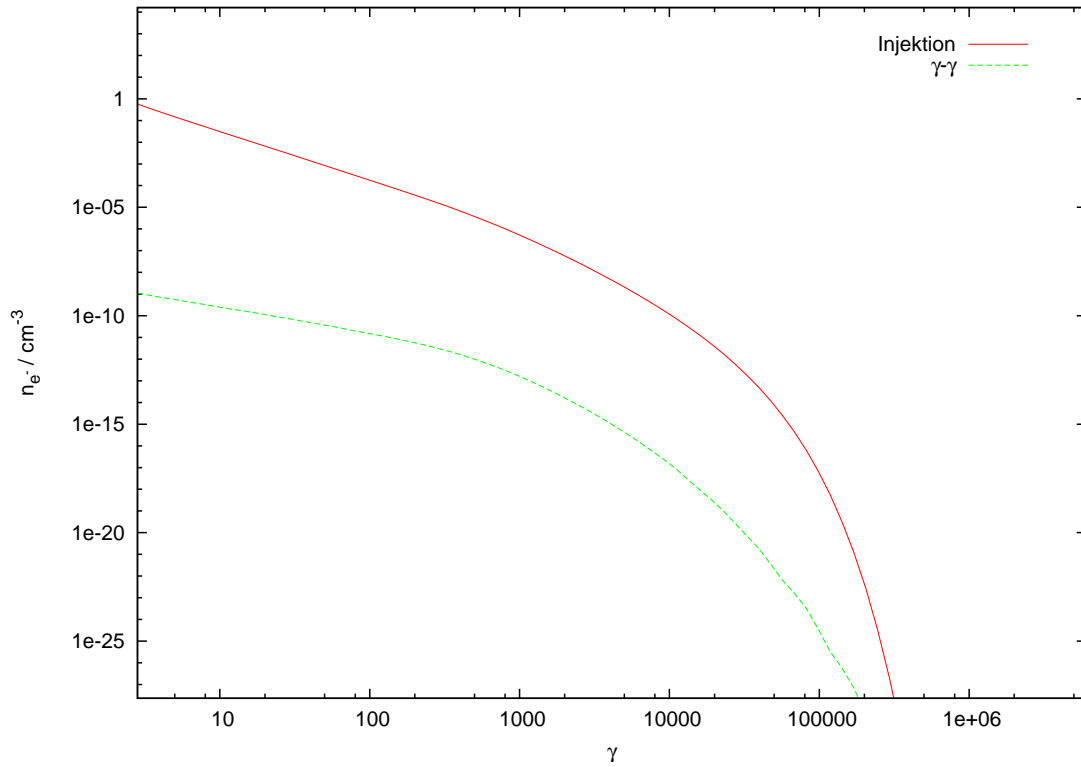


Abbildung 4.9.: *Korrespondierende Elektronenspektren zum Modellspektrum in Abbildung 4.7. **rot:** injizierte Elektronen nach Parametern aus Tabelle 4.3, **grün:** Sekundärelektronen aus Paarbildung. Der deutlich niedrigere Anteil an Sekundärelektronen bestätigt deren geringen Einfluss in der spektralen Energieverteilung der Photonen.*

Paarbildung zeigt, welcher mehrere Größenordnungen unterhalb des injizierten Spektrums liegt.

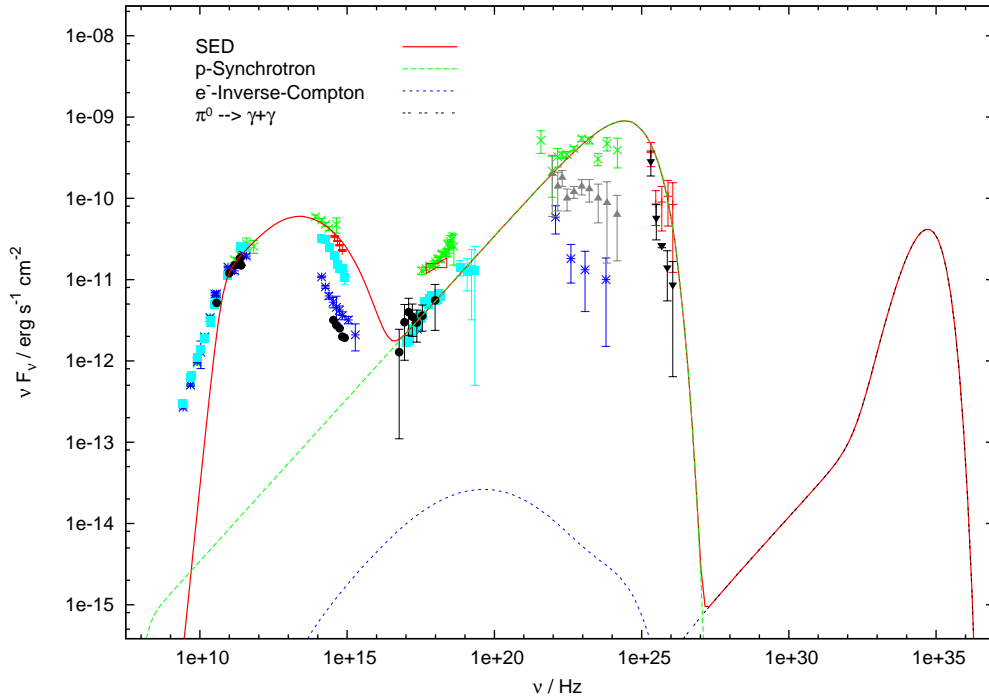


Abbildung 4.10.: *Spektrale Energieverteilung nach Parametern aus Tabelle 4.3 mit Berücksichtigung Paarbildung. **rot:** Gesamtspektrum, **grün:** Protonen-Synchrotron, **blau:** Elektronen-Inverse-Compton, **schwarz:** Photonen aus π^0 -Zerfall. Das Maximum des π^0 -Zerfallsspektrums liegt im optisch dicken Bereich und erreicht fast Elektron-Synchrotron-Niveau. Paarbildung und geladene Pionen sind nicht berücksichtigt.*

Zur Erzeugung des Photonenspektrums wird in der Berechnungsgleichung der entsprechende Gewinnterm mitberücksichtigt (Gl. (2.44)). Das Ergebnis der Simulation ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Im Frequenzbereich kleiner 10^{27} Hz ist das Ergebnis identisch zu dem in Abbildung 4.6. Die schwarze Kurve zeigt nun zusätzlich den Verlauf des π^0 -Zerfallsspektrums, welches die spektrale Energieverteilung im TeV-Bereich dominiert. Das Maximum liegt bei ca. 10^{35} Hz und damit im optisch Dicken. Bemerkenswert ist, dass die Höhe des Maximums an den Fluss im Synchrotronbereich heranreicht, was die Bedeutung dieses Prozes-

4. Ergebnisse

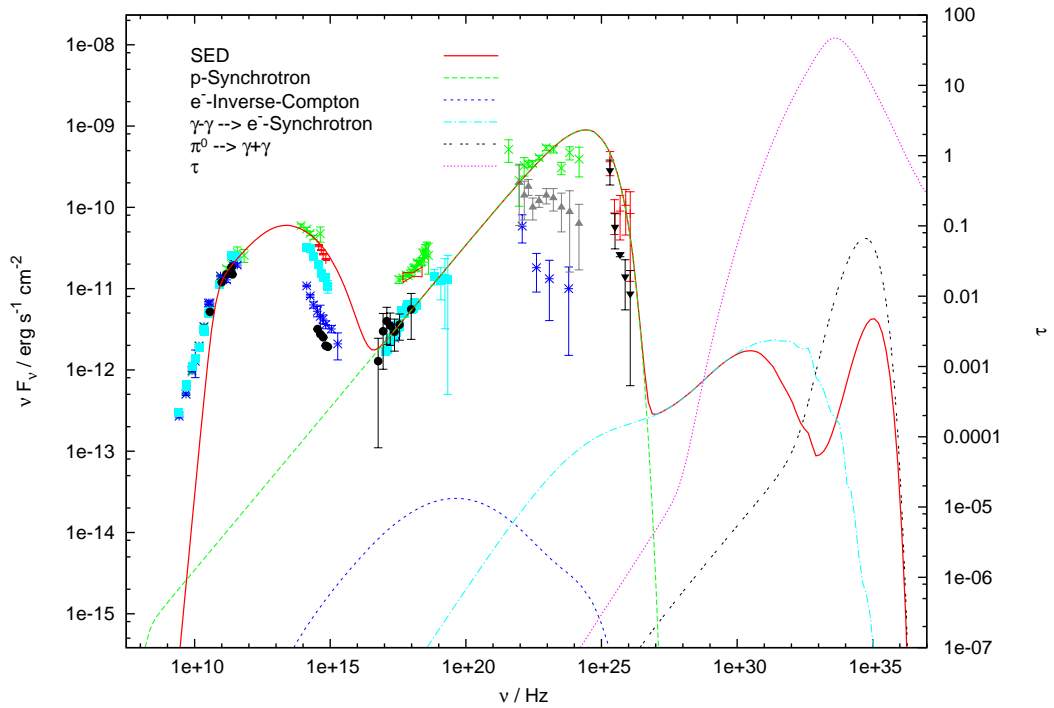


Abbildung 4.11.: *Spektrale Energieverteilung nach Parametern aus Tabelle 4.3 mit Berücksichtigung des π^0 -Zerfalls inklusive Paarbildung. **rot:** Gesamtspektrum, **grün:** Protonen-Synchrotron, **blau:** Elektronen-Inverse-Compton, **schwarz:** Photonen aus π^0 -Zerfall, **cyan:** Elektron-Synchrotron aus Paarbildung, **magenta:** optische Tiefe τ . Der Einfluss der Paarbildung ist zu erkennen an der Reduktion der Teilspektren gegenüber dem Gesamtspektrum im optisch dicken Bereich. Die Photonenenergie wird zu niedrigeren Frequenzen transportiert. Geladene Pionen sind nicht berücksichtigt.*

ses unterstreicht.

Nachdem nun ein relevanter Beitrag an Photonen im optisch dicken Bereich vorhanden ist, soll nun untersucht werden, inwieweit die vorhandenen Photonen über die $\gamma - \gamma$ -Absorption zu niedrigeren Energien kaskadieren und das Spektrum dort verändern. Dazu werden bei der Berechnung des Spektrum wieder die entsprechenden Terme der Paarbildung aktiviert. Das Resultat ist dargestellt in

Abbildung 4.11.

Man erkennt sehr gut, wie die Photonen aus dem π^0 -Zerfall absorbiert werden, da das Gesamtspektrum unterhalb des Zerfallsspektrums verläuft. Die cyanblaue Kurve der Sekundärelektron-Synchrotron-Strahlung zeigt nun deutlich den Einfluss der Paarbildung auf das Gesamtspektrum. Man sieht an der Kurve für die optische Tiefe τ , dass die Absorption dann einsetzt, wenn $\tau > 1$ erreicht wird. Die Emission reicht beinahe in den Bereich des von MAGIC gemessenen VHE-Flusses. Es wird sogar im optisch dicken Bereich emittiert, sodass die Energie der Sekundärelektronen weiter kaskadieren kann. Allerdings reicht dies nicht zu so niedrigen Energien, dass ein zusätzlicher Beitrag im Röntgenbereich festgestellt und damit der fehlende Fluss modelliert werden kann.

Wenn in dem Bereich optischer Tiefe $\tau > 1$ Photonen vorliegen, gewinnt die Paarbildung an Bedeutung und es ist mit wesentlichem Einfluss der Sekundärelektronen zu rechnen. Photonen in diesem Bereich werden erzeugt durch den Zerfall von π^0 -Mesonen. Diese stammen aus der Proton-Photon-Wechselwirkung.

4. Ergebnisse

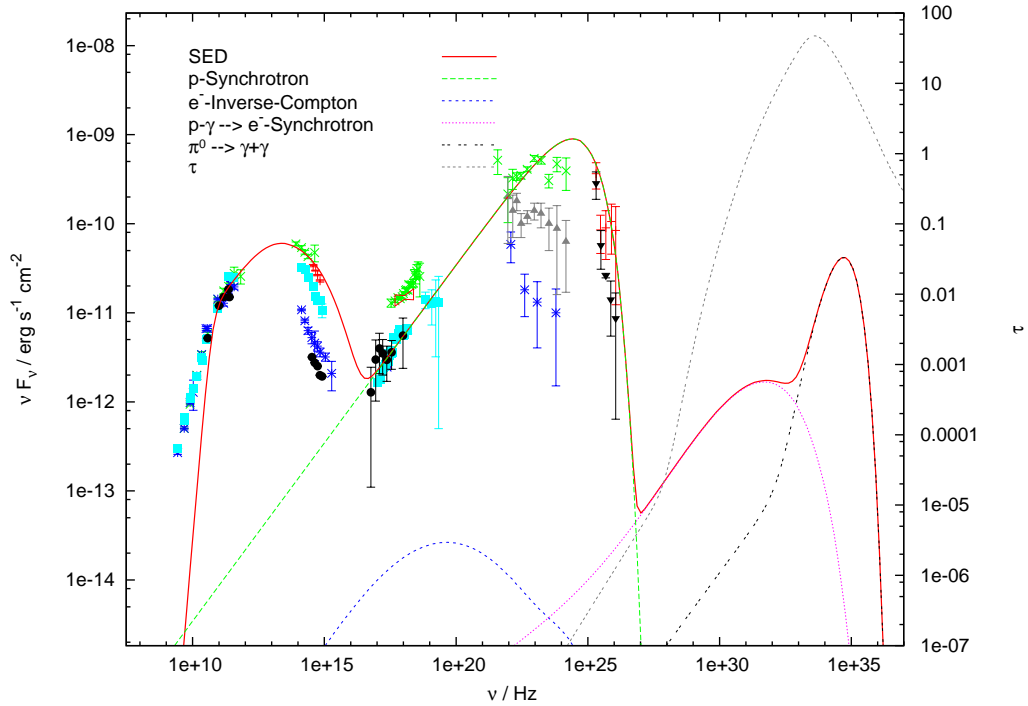


Abbildung 4.12.: *Spektrale Energieverteilung nach Parametern aus Tabelle 4.3 mit Berücksichtigung des π^0 - und π^- -Zerfalls. **rot:** Gesamtspektrum, **grün:** Protonen-Synchrotron, **blau:** Elektronen-Inverse-Compton, **magenta:** Elektronen-Synchrotron aus $p+\gamma$, **schwarz:** Photonen aus π^0 -Zerfall, **grau:** optische Tiefe τ . Die Sekundärelektronen aus der Proton-Photon-Wechselwirkung liefern zusätzlichen Beitrag im VHE-Bereich. Paarbildung ist nicht berücksichtigt.*

Der nächste Schritt ist nun zu untersuchen, ob die Sekundärelektronen der $p+\gamma$ -Prozesse zu dem Fluss im Röntgenbereich beitragen können. Wiederum werden dieselben Parameter benutzt aus Tabelle 4.3. Zunächst wird die Paarbildung wieder deaktiviert. Das Simulationsergebnis ist in Abbildung 4.12 abgebildet.

Die Sekundärelektronen, die aus dem π^- - bzw. μ^- -Zerfall stammen, emittieren Synchrotron-Strahlung, deren Maximum ca. 3 Größenordnungen unterhalb der Frequenz des Spektrums aus dem π^0 -Zerfall liegt. Der Fluss liegt dabei ungefähr eine Größenordnung tiefer. Die eingezeichnete optische Tiefe zeigt, dass das

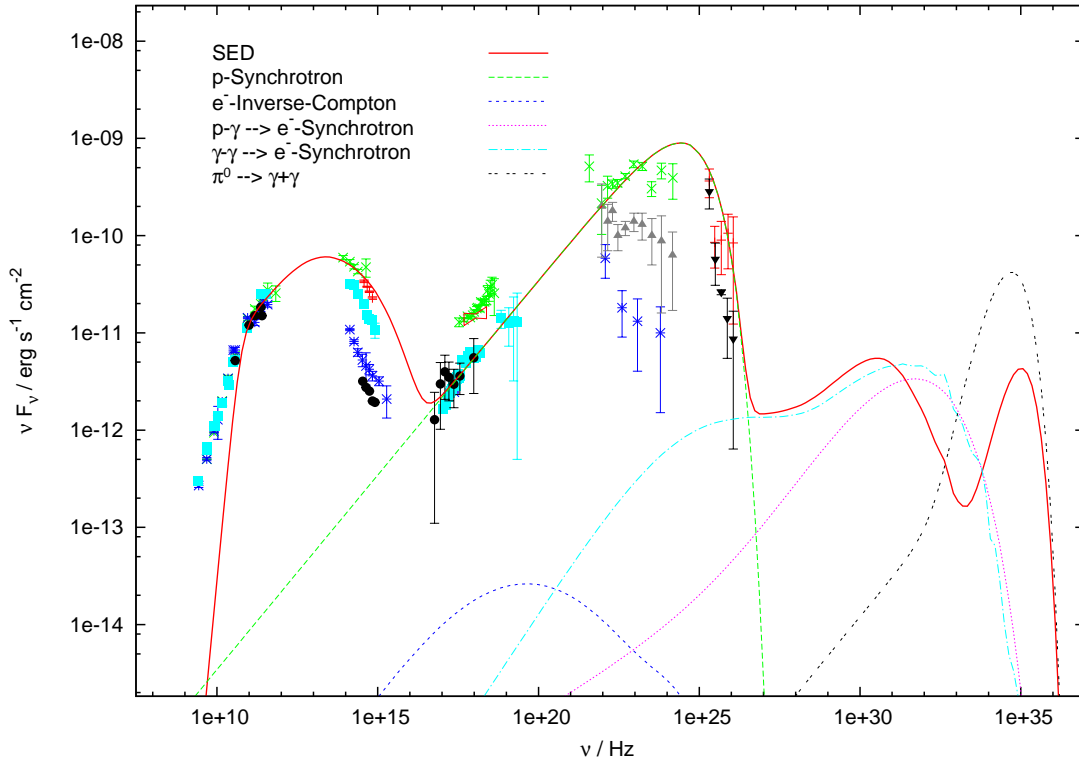


Abbildung 4.13.: *Spektrale Energieverteilung nach Parametern aus Tabelle 4.3 unter Berücksichtigung aller Prozesse. **rot:** Gesamtspektrum, **grün:** Protonen-Synchrotron, **blau:** Elektronen-Inverse-Compton, **cyan:** Elektron-Synchrotron aus Paarbildung, **magenta:** Elektron-Synchrotron aus $p+\gamma$, **schwarz:** Photonen aus π^0 -Zerfall. Die Kaskadierung der Photonenenergie vom optisch dicken zum optisch dünnen Frequenzbereich führt zu einer Flusserrhöhung im VHE-Bereich. Die Röntgendaten können mit dem vorliegenden Parametersatz nicht modelliert werden.*

Sekundärelektronenspektrum zum Teil im optisch Dicken liegt, es ist also ein weiterer Beitrag zu den Paarbildungselektronen zu erwarten. Aber auch dieser Prozess scheidet als Kandidat für den fehlenden Röntgenfluss aus.

Nun soll noch zusätzlich die Paarbildung wieder aktiviert werden. In Abbildung 4.13 ist das gesamte Photonenspektrum mit allen Einzelbeiträgen aus π^0 -Zerfall, Synchrotron-Strahlung der Elektronen aus $p + \gamma$ und Synchrotron-Strahlung der Elektronen aus der Paarbildung abgebildet. Die Positronen sind

4. Ergebnisse

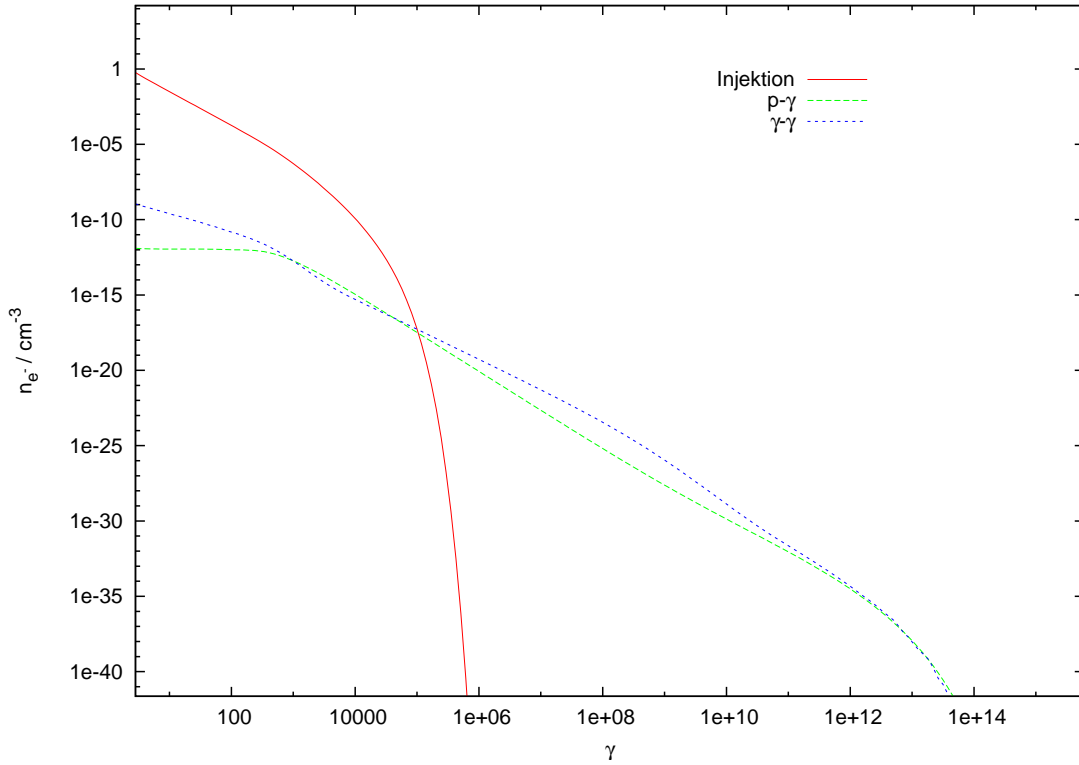


Abbildung 4.14.: *Korrespondierende Elektronenspektren zum Modellspektrum in Abbildung 4.13. **rot:** injizierte Elektronen, **blau:** Elektronen aus Paarbildung, **grün:** Elektronen aus $p + \gamma$. Der Einfluss der Sekundärelektronen macht sich erst bei hohen Lorentzfaktoren bemerkbar.*

an dieser Stelle immer noch vernachlässigt.

Wie schon in Abbildung 4.11 zeigt sich die Reduktion der Einzelkomponenten im Vergleich zum Gesamtspektrum im optisch dicken Bereich. Durch die zusätzlichen Photonen aus π^- -Sekundärelektronen ist nun der Gesamtbeitrag der Paarbildung zum Photonenspektrum im optisch dünnen VHE-Bereich höher, erreicht sogar das Flussniveau der nicht-deabsorbierten MAGIC-Daten. Leider stehen jenseits dieses Frequenzbereichs keine Messdaten zur Verfügung, um den spektralen Verlauf zu verifizieren.

Die resultierenden Elektronenspektren der einzelnen Prozesse sind in Abbildung 4.14 zusammengefasst. Erkennbar ist, dass die Sekundärelektronenverteilungen nur bei hohen Lorentzfaktoren relevant sind. Dies drückt sich auch im

Photonenspektrum (Abbildung 4.13) aus, da trotz der Berücksichtigung aller Prozesse die Röntgendaten immer noch nicht ausreichend modelliert werden.

Dies bedeutet, dass der Parametersatz aus Tabelle 4.3 ungeeignet ist. Deshalb soll nun versucht werden, durch eine Erhöhung der Invers-Compton-Komponente der Elektronen die Daten im Röntgenbereich zu fitten.

Die Invers-Compton-Komponente in Abbildung 4.6 weicht um einen Faktor $1/800$ von den Datenpunkten im Röntgenbereich ab. Um nun zu gewährleisten, dass trotz der Erhöhung des Invers-Compton-Anteils im Photonenspektrum der Synchrotron-Anteil unverändert bleibt, muss der Faktor 800 in die Parameterabhängigkeitsgleichung für den IC-Bereich (Gl. 4.32d) eingesetzt werden und somit muss das Gleichungssystem

$$f_B^{-\frac{1}{2}} f_R^2 f_\delta^{\frac{1}{2}} = 1 \quad (4.36a)$$

$$f_B^{-3} f_R^{-2} f_\delta^1 = 1 \quad (4.36b)$$

$$f_B^{1.6} f_R^4 f_\delta^{3.6} f_K = 1 \quad (4.36c)$$

$$f_B^{1.2} f_R^6 f_\delta^{3.6} f_K^2 = 800 \quad (4.36d)$$

| Parameter | | Wert |
|---------------------------------|---|-----------------------|
| Normierungskonstante Protonen | $K_p/\text{cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ | 1.27×10^{-3} |
| Normierungskonstante Elektronen | $K_{e^-}/\text{cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ | 1.27×10^{-5} |
| Max. Lorentzfaktor Protonen | $\gamma_{max,p}$ | 4×10^{10} |
| Max. Lorentzfaktor Elektronen | γ_{max,e^-} | 8×10^4 |
| Magnetfeld | B/G | 0.034 |
| Radius | R/cm | 5.69×10^{17} |
| Doppler-Faktor | δ | 23.1 |

Tabelle 4.4.: Parameter zur Modellierung des hohen Flusszustandes von 3C279 mit erhöhter Invers-Compton-Komponente

4. Ergebnisse

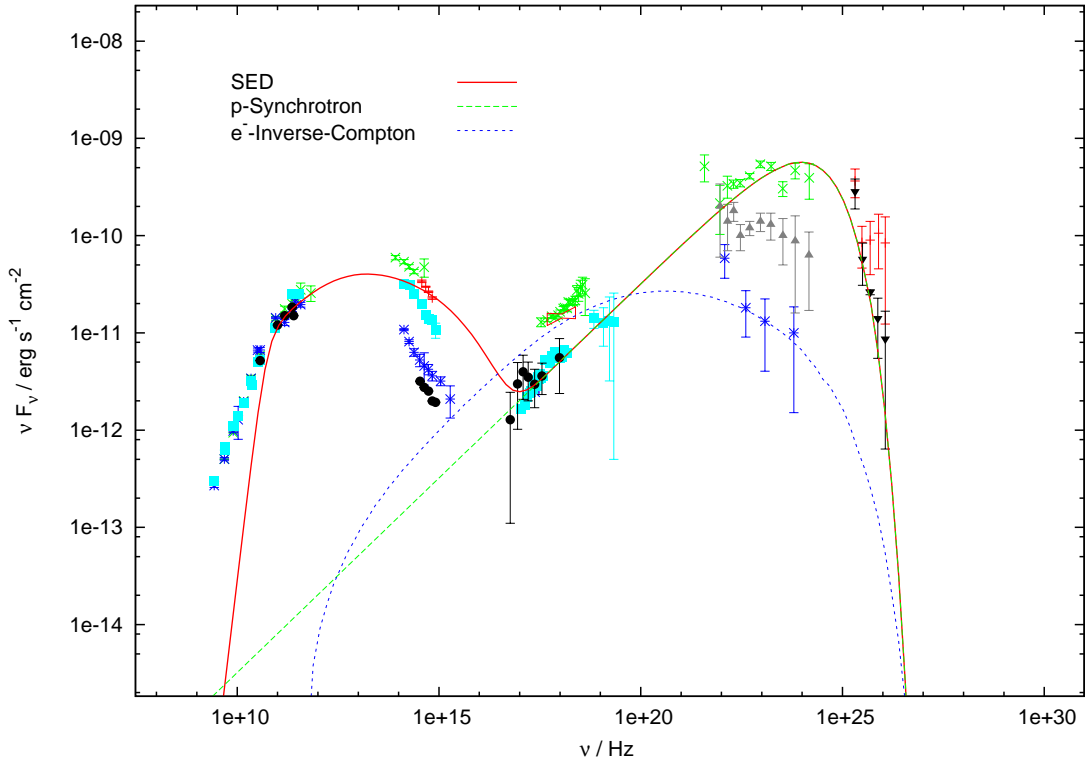


Abbildung 4.15.: *Spektrale Energieverteilung nach Parametern aus Tabelle 4.4. **rot:** Gesamtspektrum, **grün:** Protonen-Synchrotron, **blau:** Elektronen-Invers-Compton. Die Parameter wurden über die Erhaltungsgleichungen (4.32) durch Anpassung der Gleichung (4.32d) gewonnen und damit die Invers-Compton-Komponente erhöht. Paarbildung und hadronische Prozesse sind hier nicht berücksichtigt.*

gelöst werden. Die sich daraus ergebenden Korrekturfaktoren führen dann zu den neuen Parametern, welche in Tabelle 4.4 angeführt sind. Zu bemerken ist, dass der Doppler-Faktor von $\delta = 120$ auf $\delta = 23.1$ verringert wurde. Dies ist vorteilhaft, da ein sehr hoher Doppler-Faktor von 120 nur schwer vertretbar ist. Die starke Verringerung der Doppler-Faktors führt darüber hinaus dazu, dass die maximalen Lorentz-Faktoren der Teilchenverteilung angepasst werden müssen.

Die Simulation wird zunächst wieder nur mit Synchrotron- und Invers-Compton-Strahlung durchgeführt. Die resultierende spektrale Energieverteilung ist in Abbildung 4.15 dargestellt. Man sieht, dass das Ziel, den fehlenden Rönt-

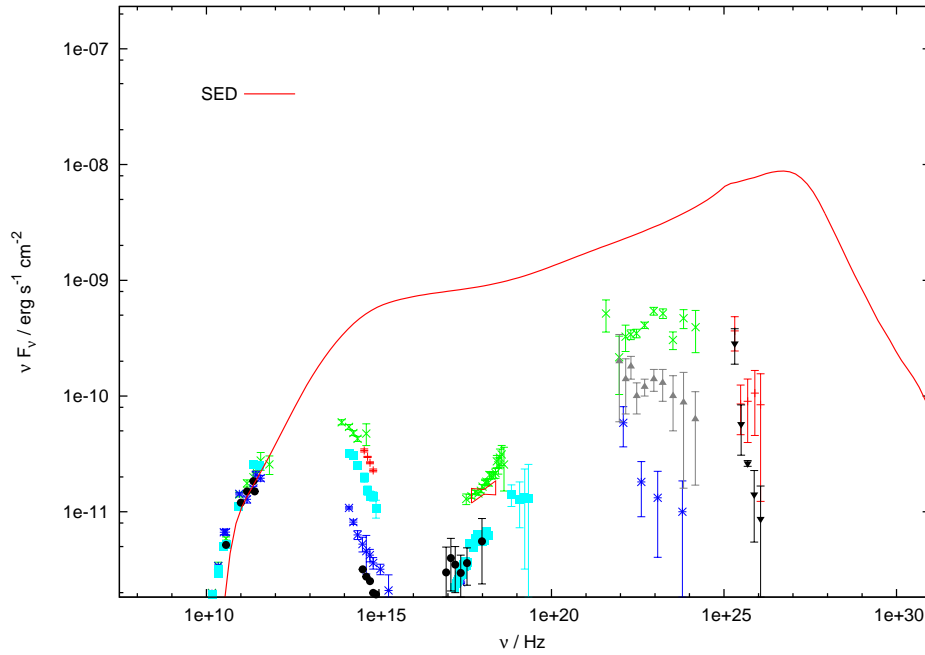


Abbildung 4.16.: Schnappschuss der Entwicklung der spektralen Energieverteilung nach Parametern aus Tabelle 4.4 unter Berücksichtigung aller Prozesse. **rot:** Gesamtspektrum. Die Berücksichtigung der Paarbildung und hadronischen Prozesse führt bei diesem Parametersatz zu einem viel zu hohen Photonenfluss. Desweiteren stellt sich keine Gleichgewichtslösung ein. Diese Parameter eignen sich daher nicht zur Modellierung des Spektrums.

genfluss durch eine Erhöhung der Invers-Compton-Komponente zu erklären, erreicht wurde.

Die Synchrotron-Komponente der Elektronen wurde allerdings nicht hundertprozentig reproduziert im Vergleich zu Abbildung 4.6. Dies liegt daran, dass die Form des Peaks gebildet wird aus dem Zusammenspiel von Kühlungsknick und exponentiellem Cut-Off, wobei letzterer nicht in die Gleichung zur Parameterrotation mit eingeht.

Im nächsten Schritt soll nun der Einfluss der Paarbildung und der $p - \gamma$ -Prozesse bei Verwendung des Parametersatzes aus Tabelle 4.4 untersucht wer-

4. Ergebnisse

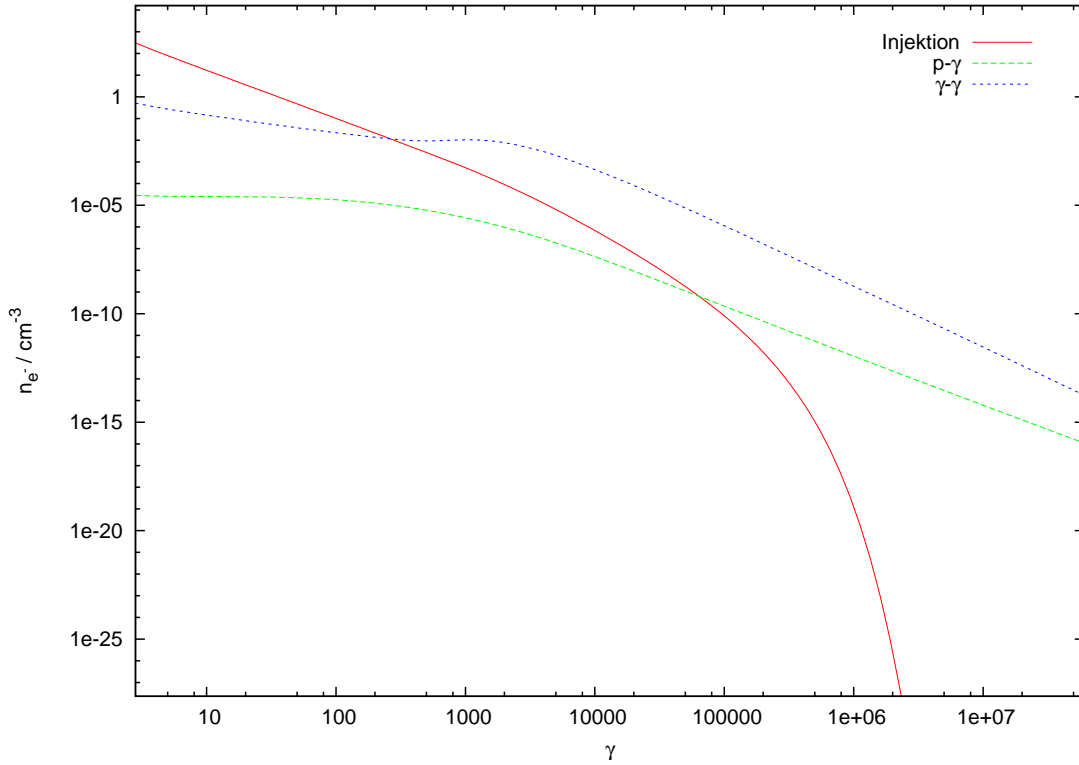


Abbildung 4.17.: *Verwendetes Elektronenspektrum nach Parametern aus Tabelle 4.4. **rot:** injizierte Elektronen, **blau:** Elektronen aus Paarbildung, **grün:** Elektronen aus $p + \gamma$. Die Sekundärelektronen dominieren schon bei niedrigen Lorentzfaktoren das Elektronenspektrum und führen zu einem zu hohen Photonfluss.*

den. Abbildung 4.16 zeigt einen Schnappschuss aus der Entwicklung der spektralen Energieverteilung der Photonen. Der Fluss ist dabei mehrere Größenordnungen höher als der beobachtete. Die Ursache dafür liegt in zu hohen Teilchen- und Photonendichten, die zu einem sehr hohen Anteil an Paarbildungselektronen führen, die für den zu hohen Fluss verantwortlich sind (vgl. Abbildung 4.17). Außerdem stellt sich für diesen Parametersatz keine Gleichgewichtslösung ein.

Folglich ist dieser Parametersatz ungeeignet zur Modellierung der Daten von 3C 279. Allerdings kann man feststellen, dass man hier Parameter gefunden hat, bei denen Paarbildung und $p - \gamma$ -Prozesse eine, wenn auch zu große, Rolle spielen. Die Vermutung liegt nun nahe, dass man eine Lösung finden kann, die zwischen den Parametersätzen aus Tabelle 4.3 und Tabelle 4.4 liegt.

Da der Röntgenbereich die Summe ist aus Proton-Synchrotron-, Elektron-Invers-Compton-, und Synchrotron-Strahlung von Elektronen aus Paarbildung, soll die passende spektrale Energieverteilung durch Variation der Invers-Compton-Komponente gefunden werden. Dazu wird der Korrekturfaktor in Gl. (4.32a) von 800 auf 100 reduziert. Die daraus resultierenden Parameter sind in Tabelle 4.5 dargestellt.

| Parameter | | Wert |
|---------------------------------|---|-----------------------|
| Normierungskonstante Protonen | $K_p/\text{cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ | 1.98×10^{-4} |
| Normierungskonstante Elektronen | $K_{e^-}/\text{cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ | 1.98×10^{-6} |
| Max. Lorentzfaktor Protonen | $\gamma_{max,p}$ | 3×10^{10} |
| Max. Lorentzfaktor Elektronen | γ_{max,e^-} | 3×10^4 |
| Min. Lorentzfaktor | γ_{min} | 150 |
| Magnetfeld | B/G | 0.043 |
| Radius | R/cm | 5.29×10^{17} |
| Doppler-Faktor | δ | 38.6 |

Tabelle 4.5.: Parameter zur Modellierung des hohen Flusszustandes von 3C279

Zusätzlich wird noch der minimale Lorentz-Faktor γ_{min} eingeführt (Böttcher u. Chiang 2002; Weidinger et al. 2010), sowohl für die Elektronen- als auch für die Protonenverteilung. Für $\gamma > \gamma_{min}$ folgt die Verteilung dem gewohnten Potenzgesetz mit Spektralindex s , bis zu γ_{min} steigt das Teilchenspektrum mit γ^2 an.

4. Ergebnisse

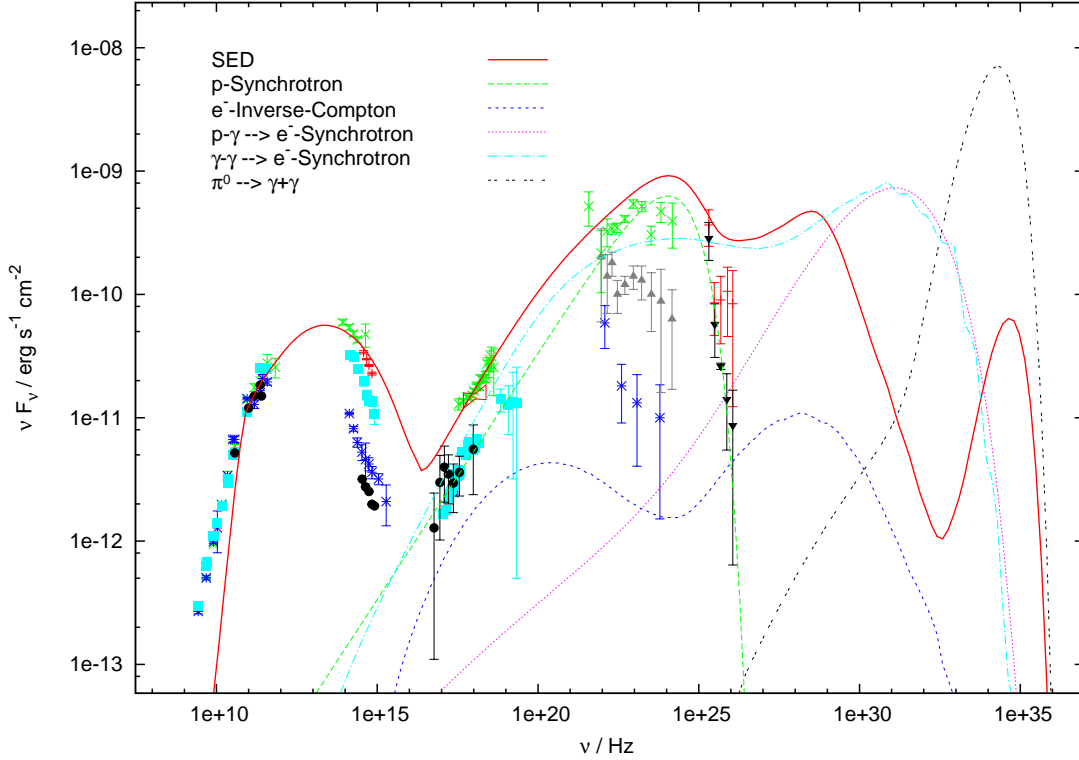


Abbildung 4.18.: *Spektrale Energieverteilung nach Parametern aus Tabelle 4.5 unter Berücksichtigung aller Prozesse. **rot:** Gesamtspektrum, **grün:** Protonen-Synchrotron, **blau:** Elektronen-Inverse-Compton, **cyan:** Elektron-Synchrotron aus Paarbildung, **magenta:** Elektron-Synchrotron aus $p+\gamma$, **schwarz:** Photonen aus π^0 -Zerfall. Mit dem verwendeten Parametersatz kann der hohe Flusszustand sehr gut modelliert werden. Besonders gut wird der Röntgenbereich getroffen. Der VHE-Bereich ist etwas überschätzt.*

Abbildung 4.18 zeigt nun das generierte Photonen-Spektrum. Zunächst fällt auf, dass mit diesem Parametersatz der die Form des Niederenergiespektrums wieder sehr gut modelliert wird. Der Knick im Radiobereich wird hierbei nicht mehr durch Synchrotron-Selbstabsorption bestimmt sondern durch γ_{min} . Damit ist auch der maximale Wert für den minimalen Lorentz-Faktor erreicht, da sonst der Knick im Radiobereich nicht reproduzierbar ist. Erwähnenswert ist außerdem, dass der Doppler-Faktor mit $\delta = 38.5$ weiterhin in einem vernünftigen Bereich liegt.

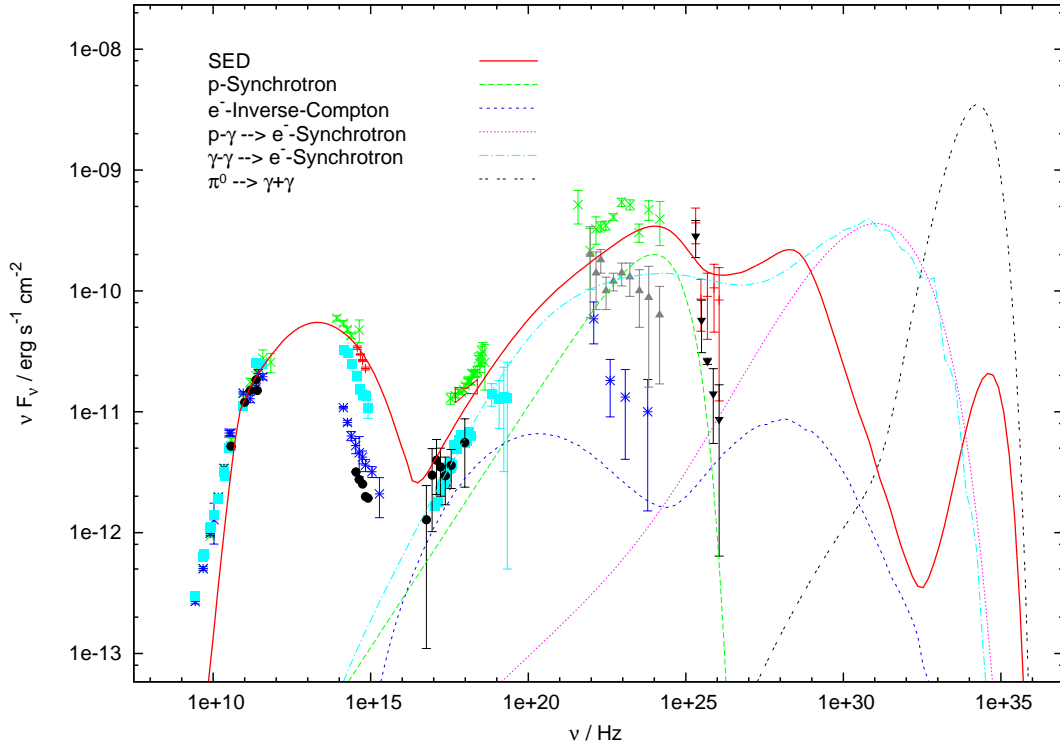


Abbildung 4.19.: *Spektrale Energieverteilung nach Parametern aus Tabelle 4.6. **rot:** Gesamtspektrum, **grün:** Protonen-Synchrotron, **blau:** Elektronen-Inverse-Compton, **cyan:** Elektron-Synchrotron aus Paarbildung, **magenta:** Elektron-Synchrotron aus $p + \gamma$, **schwarz:** Photonen aus π^0 -Zerfall. Feinjustierung der Parameter aus Tabelle 4.5 sorgt dafür, dass das gesamte Spektrum des hohen Flusszustandes modelliert werden kann.*

Der Fluss im Röntgenbereich konnte nun erfolgreich gefittet werden. Den primären Beitrag leistet dabei die Synchrotron-Strahlung der Elektronen, die aus der $\gamma - \gamma$ -Absorption entstanden sind, gefolgt von Proton-Synchrotron-Strahlung und letztlich noch Elektron-Invers-Compton.

Im VHE-Bereich wurde der Fluss mit diesem Parametersatz allerdings etwas überschätzt. Zu einem besseren Ergebnis im VHE-Bereich gelangt man nach einiger Feinjustierung der Parameter, aufgelistet in Tabelle 4.6. Das entsprechende Photonen-Spektrum ist in Abbildung 4.19 abgebildet.

4. Ergebnisse

| Parameter | | Wert |
|---------------------------------|---|-----------------------|
| Normierungskonstante Protonen | $K_p/\text{cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ | 1.0×10^{-4} |
| Normierungskonstante Elektronen | $K_{e^-}/\text{cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ | 3.13×10^{-6} |
| Max. Lorentzfaktor Protonen | $\gamma_{max,p}$ | 3×10^{10} |
| Max. Lorentzfaktor Elektronen | γ_{max,e^-} | 3.2×10^4 |
| Min. Lorentzfaktor | γ_{min} | 150 |
| Magnetfeld | B/G | 0.043 |
| Radius | R/cm | 5.2×10^{17} |
| Doppler-Faktor | δ | 34.3 |

Tabelle 4.6.: Verbesserte Parameter im Vergleich zu Tabelle 4.5 zur Modellierung des hohen Flusszustandes von 3C279

4.4.3. Variabilität von 3C 279

Nachdem eine gute Beschreibung für den hohen Flusszustand von 3C 279 gefunden wurde, soll nun untersucht werden, ob und wie das Variabilitätsverhalten mit dem hier vorliegenden Modell erklärt werden kann.

Betrachtet man den niederenergetischen Bereich, so fällt auf, dass die Quelle nur im optischen Bereich variabel ist, nicht aber im Radiobereich. Die einfachste Möglichkeit, dieses Verhalten zu generieren ist die Variation des maximalen Lorentzfaktors der Elektronen γ_{max,e^-} . Dies lässt den flachen Teil des Synchrotron-Spektrum unverändert, verschiebt jedoch den cut-off, was zur Variation im optischen führt.

Die Variabilität im Röntgenbereich ist etwas komplizierter. Wie in Collmar et al. (2007) beschrieben, zeigen die Daten vom Juni 2003 und vom 15. Januar

| Parameter | | Wert |
|-------------------------------|--------------------|--------------------|
| Max. Lorentzfaktor Protonen | $\gamma_{max,p}$ | 1×10^{10} |
| Max. Lorentzfaktor Elektronen | γ_{max,e^-} | 1.5×10^4 |

Tabelle 4.7.: Variierte Lorentz-Faktoren zur Modellierung des mittleren Flusszustandes von 3C 279. Die restlichen Parameter sind in Tabelle 4.6 gelistet.

| Parameter | | Wert |
|-------------------------------|--------------------|-----------------|
| Max. Lorentzfaktor Protonen | $\gamma_{max,p}$ | 3×10^9 |
| Max. Lorentzfaktor Elektronen | γ_{max,e^-} | 5×10^3 |

Tabelle 4.8.: Variierte Lorentz-Faktoren zur Modellierung des niedrigen Flusszustandes von 3C 279. Die restlichen Parameter sind in Tabelle 4.6 gelistet.

4. Ergebnisse

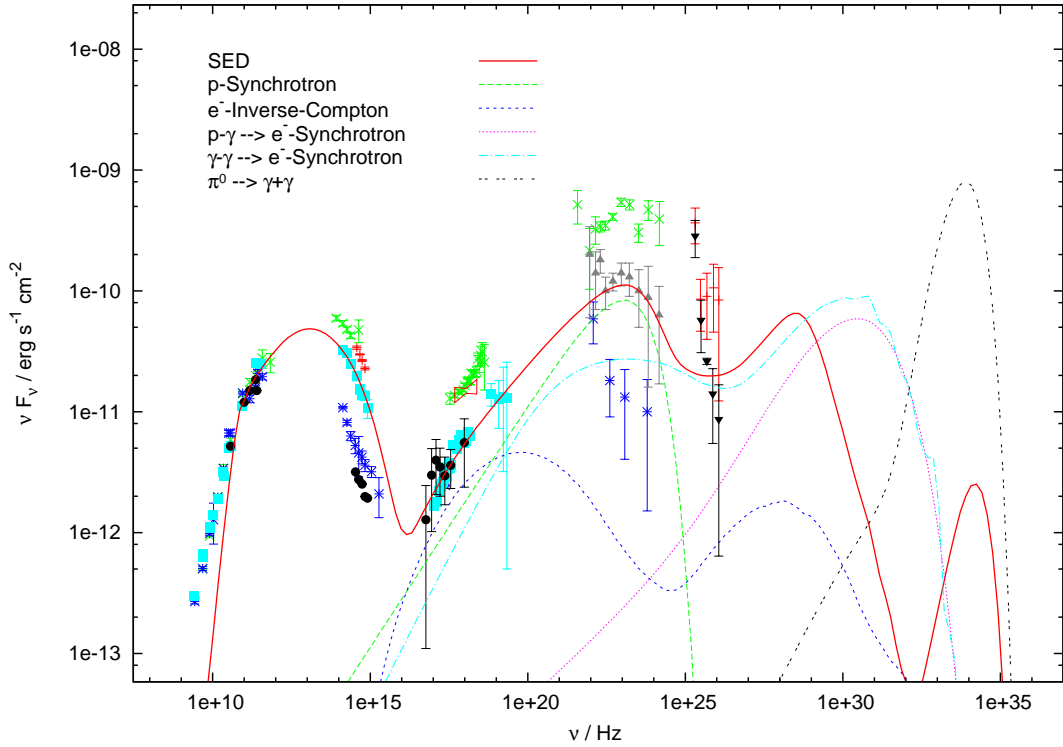


Abbildung 4.20.: *Spektrale Energieverteilung nach Parametern aus Tabelle 4.7 unter Berücksichtigung aller Prozesse. **rot:** Gesamtspektrum, **grün:** Protonen-Synchrotron, **blau:** Elektronen-Inverse-Compton, **cyan:** Elektron-Synchrotron aus Paarbildung, **magenta:** Elektron-Synchrotron aus $p+\gamma$, **schwarz:** Photonen aus π^0 -Zerfall. Der Übergang vom hohen Flusszustand (Abbildung 4.19) zum mittleren Flusszustand wird erreicht nur durch Anpassung der maximalen Lorentzfaktoren.*

2006 im optischen Bereich Variabilität, im Röntgenbereich bleibt der Fluss aber konstant. Dazu kommt, dass die Quelle im Röntgenbereich im Juni 1991 doch variabel ist. Dieses Verhalten ist, neben der Nichterklärbarkeit der VHE-Daten, ein weiteres Argument, dass ein reines SSC-Modell hier nicht ausreicht.

Die Idee ist nun, dass der Röntgengrundzustand aus dem flachen Anteil des Proton-Synchrotron-Spektrums und der Elektron-Inverse-Compton-Komponente besteht. Die Variabilität entsteht hier dann durch den hohen Anteil an Paarbildungselektronen, bedingt durch einen hohen Anteil hochenergetischer Protonen, also einem hohen $\gamma_{max,p}$. Bei einer Reduzierung von $\gamma_{max,p}$ sollte dieser

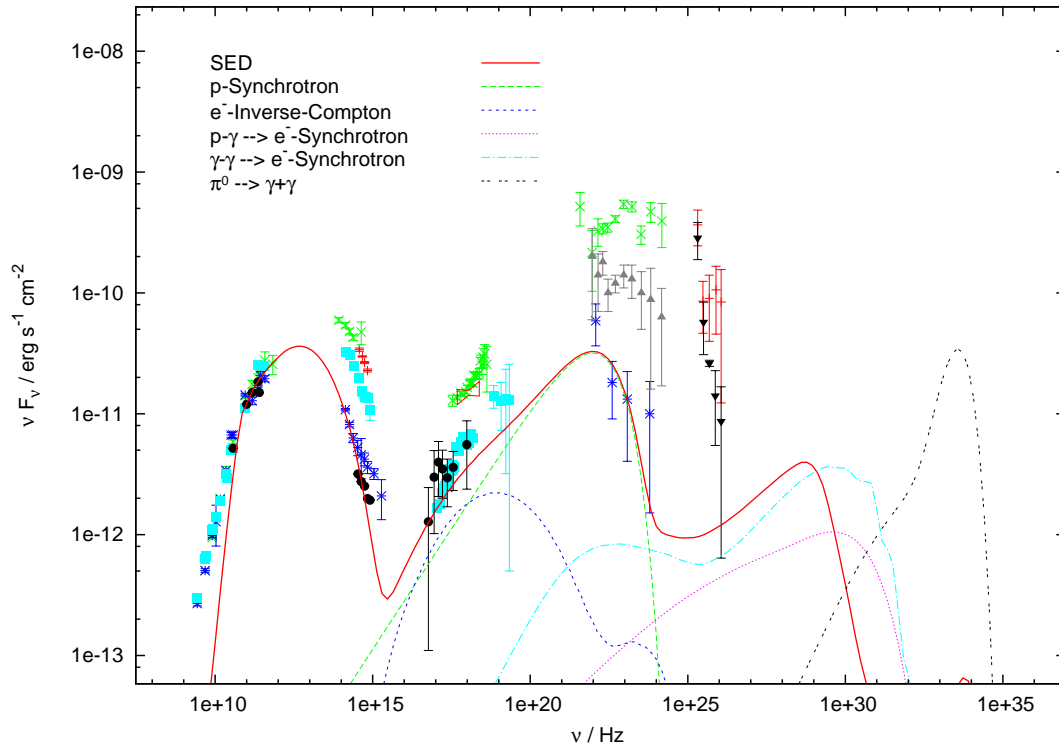


Abbildung 4.21.: *Spektrale Energieverteilung nach Parametern aus Tabelle 4.8 unter Berücksichtigung aller Prozesse. **rot:** Gesamtspektrum, **grün:** Protonen-Synchrotron, **blau:** Elektronen-Inverse-Compton, **cyan:** Elektron-Synchrotron aus Paarbildung, **magenta:** Elektron-Synchrotron aus $p+\gamma$, **schwarz:** Photonen aus π^0 -Zerfall. Der Übergang vom mittleren Flusszustand (Abbildung 4.20) zum niedrigen Flusszustand wird erreicht nur durch Anpassung der maximalen Lorentzfaktoren. Das in Collmar et al. (2007) besondere Variabilitätsverhalten im optischen und Röntgenbereich kann reproduziert werden.*

Anteil dann wieder verschwinden und nur der Grundzustand bleibt übrig.

In Tabelle 4.7 sind die reduzierten maximalen Lorentz-Faktoren angeführt. Die gleichzeitige Reduzierung der maximalen Lorentz-Faktoren macht Sinn, wenn man annimmt, dass der gleiche Beschleunigungsmechanismus für beide Teilchenspezies verantwortlich ist. Die anderen Parameter bleiben unverändert (vgl. Tabelle 4.6).

Abbildung 4.20 zeigt das Photonen-Spektrum bei reduzierten Maximalener-

4. Ergebnisse

gien. Der Elektron-Synchrotron-Anteil trifft die Datenpunkte vom Radio- zum optischen Frequenzbereich sehr gut. Auch die Röntgendatenpunkte werden sehr gut getroffen. Man sieht, dass der Beitrag von Paarbildungselektronen unter dem von Proton-Synchrotron- und Elektron-Inverse-Compton-Strahlung, also das erwartete Verhalten zeigt. Die EGRET-Daten, die hier auch noch gut getroffen werden, sind nicht zeitgleich aufgezeichnet worden, allerdings besteht die Möglichkeit, dass sich die Quelle in einem ähnlichen Flusszustand befand.

Um nun noch den niedrigsten Flusszustand zu modellieren, werden die Maximalenergien von Protonen und Elektronen weiter reduziert (siehe dazu Tabelle 4.8). Abbildung 4.21 zeigt den erwarteten Verlauf der spektralen Energieverteilung. Die Variabilität im optischen Frequenzbereich wird reproduziert, ebenso die Konstanz im Röntgenbereich, da die weitere Reduktion der Paarbildungselektronen keinen Einfluss hier mehr hat auf das Spektrum.

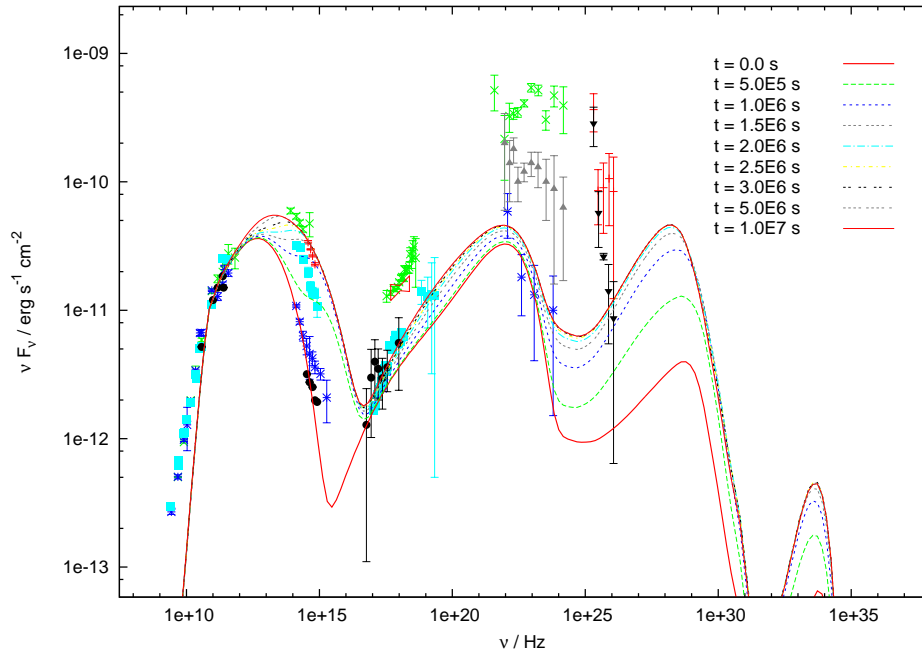


Abbildung 4.22.: Darstellung der zeitlichen Entwicklung des Multiwellenlängenspektrums bei zeitlich δ -förmiger Erhöhung des maximalen Lorentzfaktors.

4.4.4. Zeitliche Entwicklung eines Elektronenflares

In diesem Abschnitt soll erläutert werden, inwieweit dieses Modell auf eine zeitliche Veränderung des Elektronenspektrums reagiert. Dazu wird der maximale Lorentzfaktor der Elektronen δ -förmig in der Zeit vom low-state auf den high-state-Wert angehoben. In Abbildung 4.22 wird die Entwicklung des Multiwellenlängenspektrums vom Zeitpunkt der Erhöhung von $\gamma_{max,e-}$ bis zum erneuten Gleichgewicht dargestellt. Zusätzlich ist der Verlauf des Spektrum für ausgewählte Frequenzen in Abbildung 4.23 gezeigt, woraus ersichtlich wird, wie sich die einzelnen Emissionsprozesse auf das Variabilitätsverhalten auswirken.

Die Erhöhung des maximalen Lorentzfaktors der Elektronen wirkt sich als erstes auf den Synchrotronbereich aus. In beiden Abbildungen wird deutlich, dass die hohen Frequenzen den niedrigeren vorausseilen, was durch $P_S \propto \gamma^2$ begründet ist. Die Zeitskala bis zum erneuten Erreichen des Gleichgewichtszustands

4. Ergebnisse

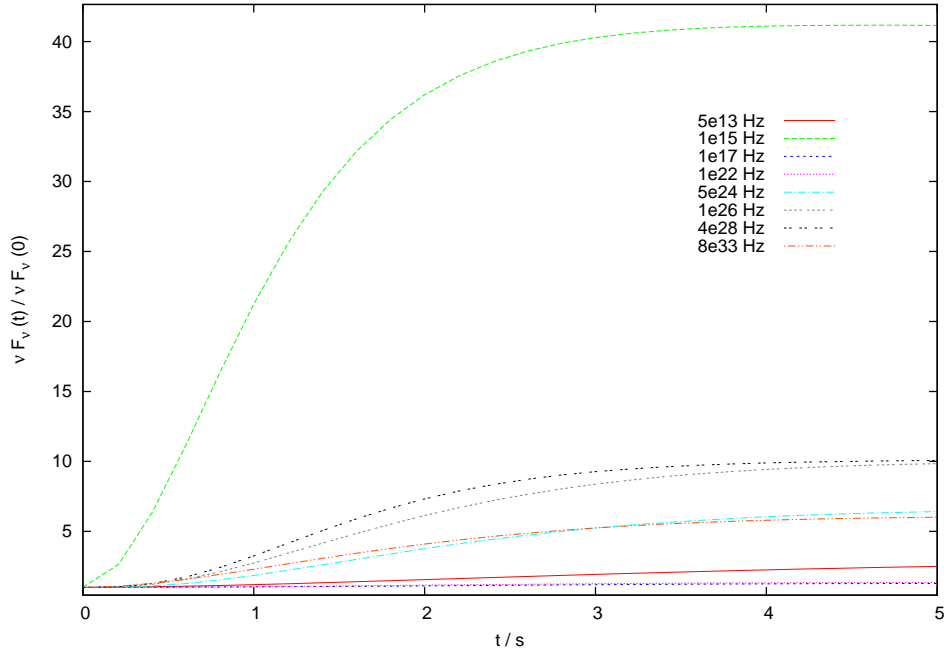


Abbildung 4.23.: Zeitliche Entwicklung von νF_ν aus Abbildung 4.22 bei bestimmten Frequenzen zur Verdeutlichung des Variabilitätsverhaltens. Die Zeitachse ist normiert auf die intrinsische Variabilitätszeitskala $t_{var} = R_b/c\delta = 5 \times 10^5$ s.

liegt bei ungefähr 1×10^6 s und bewegt sich damit im Bereich der Entweichzeit der Photonen, die bei $t_{ph,esc} = 5 \times 10^5$ s liegt.

Durch den Anstieg der Photonenzahl im Synchrotron sind nun auch mehr Zielphotonen für die Photomesonproduktion vorhanden. Dies drückt sich durch den Anstieg des Spektrums im VHE-Bereich aus, der durch die Strahlung der Sekundärelektronen aus Paarbildung (Anstieg der π^0 -Zerfälle) und geladenen Pionen dominiert wird.

Im Röntgenbereich bis hin zum HE-Bereich ist keine beziehungsweise nur eine schwache Variation des Flusses zu beobachten. Dies ist durch den geringen Einfluss der Sekundärstrahlung in diesem Bereich zu erklären. Die Protonen-Synchrotron-Strahlung, die diesen Bereich dominiert, bleibt vom Elektronenflare unbeeinflusst. Auch wird die Invers-Compton-Komponente durch den erhöhten

maximalen Lorentzfaktor nicht in dem Maße erhöht, dass der Röntgenbereich sich wesentlich verändert.

Man sieht also in Abbildung 4.22, dass eine korrelierte Variabilität im optischen und VHE-Bereich durch einen reinen Elektronenflare erklärbar ist. Allerdings reicht diese Beschreibung nicht, eine zusätzliche Variabilität im Röntgenbereich zu beschreiben. Hier ist das Szenario mit zusätzlicher Erhöhung des maximalen Lorentzfaktors der Protonen zu bevorzugen, wie es oben dargestellt wurde.

4.4.5. Berücksichtigung der Positronen

Bisher wurden die Positronen bei den Betrachtungen der Einfachheit halber nicht berücksichtigt. Die Positronen beeinflussen zum einen den Anteil der Synchrotron-Strahlung von Paarbildungs-Elektronen, den sie aufgrund der gleichen Quellefunktion (Gl. 2.38) verdoppeln. Hinzu kommt der Beitrag von den Positronen, die aus $p + \gamma \rightarrow \pi^+$ hervorgehen.

Wegen der Beeinflussung vor allem der Paarbildungskomponente, werden zunächst die Parameter bezüglich des hohen Flusszustandes angepasst (siehe Ta-

| Parameter | | Wert |
|---------------------------------|---|-----------------------|
| Normierungskonstante Protonen | $K_p/\text{cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ | 1.0×10^{-4} |
| Normierungskonstante Elektronen | $K_{e^-}/\text{cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ | 3.13×10^{-6} |
| Max. Lorentzfaktor Protonen | $\gamma_{max,p}$ | 1×10^{10} |
| Max. Lorentzfaktor Elektronen | γ_{max,e^-} | 3.2×10^4 |
| Min. Lorentzfaktor | γ_{min} | 150 |
| Magnetfeld | B/G | 0.043 |
| Radius | R/cm | 5.2×10^{17} |
| Doppler-Faktor | δ | 34.3 |

Tabelle 4.9.: Parametersatz zur Modellierung des hohen Flusszustandes von 3C279 einschließlich Positronen

4. Ergebnisse

| a) | | |
|-------------------------------|--------------------|-------------------|
| Max. Lorentzfaktor Protonen | $\gamma_{max,p}$ | 7×10^9 |
| Max. Lorentzfaktor Elektronen | γ_{max,e^-} | 1.5×10^4 |
| b) | | |
| Max. Lorentzfaktor Protonen | $\gamma_{max,p}$ | 3×10^9 |
| Max. Lorentzfaktor Elektronen | γ_{max,e^-} | 5×10^3 |

Tabelle 4.10.: Variierte Lorentz-Faktoren zur Modellierung des **a)** mittleren und **b)** niedrigen Flusszustandes von 3C 279. Die restlichen Parameter sind in Tabelle 4.9 gelistet.

belle 4.9). Die spektrale Energieverteilung enthält nun zusätzlich Synchrotron-Strahlung der Paarbildungspositronen, welche der der Elektronen entspricht, sowie die Synchrotron-Strahlung der Positronen aus $p + \gamma$ (siehe Abbildung 4.24). Letztere ist wie erwartet größer als die entsprechende Komponente der Elektronen, was am Verhältnis der erzeugten π^+ zu π^- liegt.

Wie schon oben gezeigt, soll die Variabilität wieder durch die Reduzierung des maximalen Lorentz-Faktors reproduziert werden. In Tabelle 4.10 sind die entsprechenden Parameter angeführt, die jeweiligen Spektren, die jeweils einen Flusszustand repräsentieren, sind in Abbildung 4.25 dargestellt.

Es konnte hier also gezeigt werden, dass man das Variabilitätsverhalten von 3C 279 mit einem hadronischen Ein-Zonen-Modell reproduzieren kann, wobei nur zwei Parameter, nämlich die Maximalenergie der jeweiligen Teilchenverteilung, verändert werden müssen. Physikalisch bedeutet dies, dass sich die Beschleunigungseffizienz für Elektronen und Protonen verändern muss. Dies stellt Modelle, die die Beschleunigung der Teilchen beinhalten (z.B. Weidinger et al. (2010) oder Kirk et al. (1998)) vor die Herausforderung, dies zu gewährleisten, ohne die anderen Parameter, in erster Linie das Magnetfeld, zu verändern.

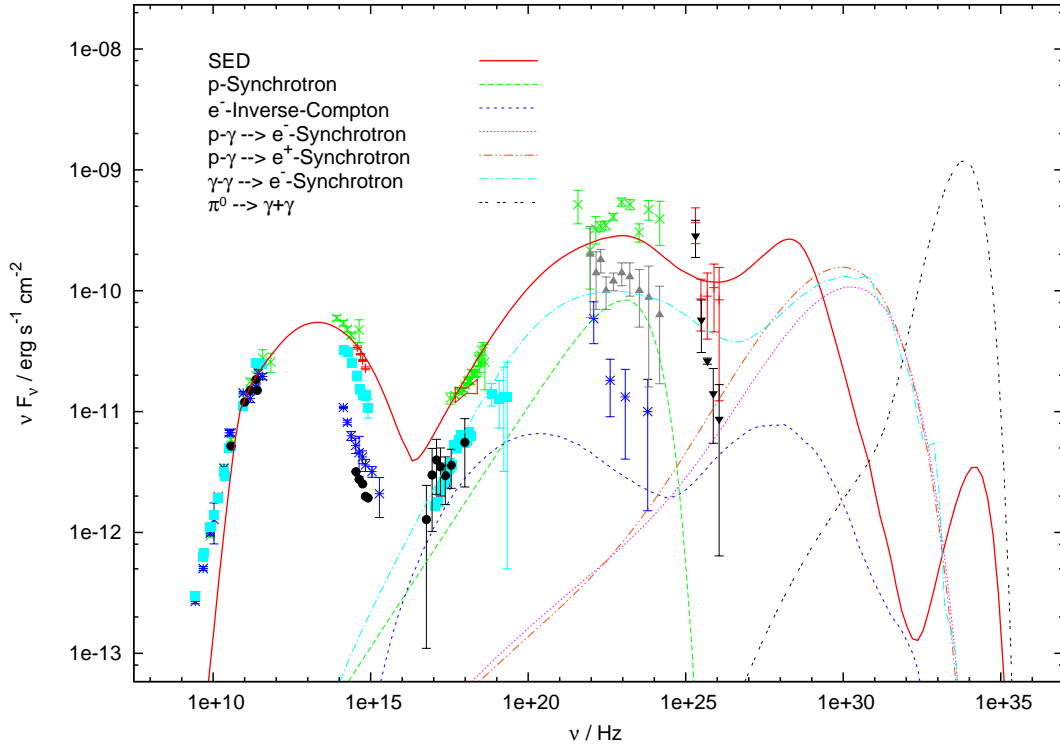


Abbildung 4.24.: *Spektrale Energieverteilung nach Parametern aus Tabelle 4.9 unter Berücksichtigung aller Prozesse. **rot:** Gesamtspektrum, **grün:** Protonen-Synchrotron, **blau:** Elektronen-Inverse-Compton, **cyan:** Elektron-Synchrotron aus Paarbildung, **magenta:** Elektron-Synchrotron aus $p+\gamma$, **schwarz:** Photonen aus π^0 -Zerfall, **orange:** Positron-Synchrotron aus $p+\gamma$. Die Berücksichtigung der Positronen führt zu einer zusätzlichen Komponente im optisch dicken VHE-Bereich und damit zu einer Erhöhung des Einflusses auf das Spektrum im Röntgenbereich bedingt durch die Paarbildung.*

4. Ergebnisse

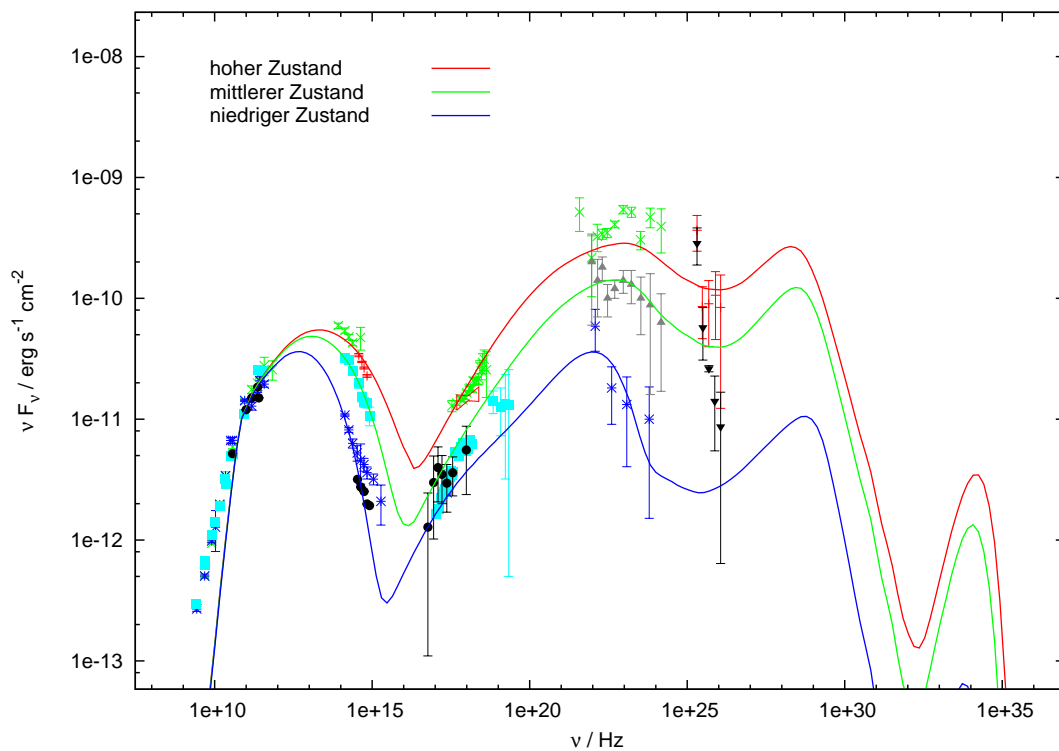


Abbildung 4.25.: *Spektrale Energieverteilungen nach Parametern aus Tabelle 4.10 und Tabelle 4.9. **rot:** hoher Flusszustand **grün:** mittlerer Flusszustand, **blau:** niedriger Flusszustand. Die Variabilität der Quelle lässt sich nur durch die Variation der maximalen Lorentzfaktoren der Teilchenspektren erklären. Das besondere Variabilitätsverhalten im optischen und Röntgenbereich kann modelliert werden, was die Wahl der Parameter bestärkt.*

4.4.6. Abschätzung der Neutronen

Mit Hilfe der Erzeugungsrate von π^+ -Mesonen lässt sich annähernd die Anzahl der produzierten Neutronen abschätzen. Neutronen, die die Emissionsregion verlassen, zerfallen außerhalb dieser zu Protonen, ohne vorher noch durch das Magnetfeld beeinflusst zu werden, und leisten einen Beitrag zur kosmischen Strahlung. Dies ist neben den Neutrinos eine weitere Möglichkeit, direkten Zugang zu den Prozessen in der Emissionsregion zu erhalten. Außerdem liefert das Modell so einen weiteren Aspekt, der im Rahmen des Multimessenger-Ansatzes untersucht werden kann.

Es wird der Einfachheit angenommen, dass für jedes π^+ ein Neutron erzeugt wird. Das heißt, die Multipionproduktion wird hier vernachlässigt. Die π^+ -Erzeugungsrate wird dann abgeschätzt über die Positronen-Rate,

$$\dot{n}_{e^+} = \int Q_{p-\gamma,e^+}(\gamma) d\gamma. \quad (4.37)$$

$Q_{p-\gamma,e^+}$ selbst resultiert aus dem Integral über die Protonen- und Photonverteilung (siehe auch Gl. (2.57)),

$$Q_{p-\gamma,e^+} = \frac{1}{mc^2} \int \int n_p(E_p) n_{ph}(\epsilon) \Phi_{e^+}(\eta, x) \frac{dE_p}{E_p} d\epsilon, \quad (4.38)$$

mit $\eta = 4\epsilon E_p / (m_p^2 c^4)$ und $x = E_\gamma / E_p$. Multipliziert mit dem Volumen der Emissionsregion,

$$\dot{n}_n = \frac{4}{3} \pi R_b^3 \dot{n}_{e^+}, \quad (4.39)$$

ergibt sich damit die Gesamtneutronenzahl, die pro Sekunde die Quelle verlassen, zu $6 \times 10^{38} \text{ s}^{-1}$.

Nimmt man für die Entfernung der Quelle die halbe Strecke des GZK-Cutoffs an (25 Mpc), so ergibt sich zusammen mit einer Doppler-Verstärkung von δ^4 daraus ein Neutronenfluss von $2 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, die auf ihrem Weg zum Beobachter zu Protonen zerfallen. Der gesamte Fluss an auf der Erde ankommenden Protonen beträgt ca. $2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Das heißt, selbst wenn sich 3C279 innerhalb des GZK-Cutoffs befände, wär der Anteil an der kosmischen Strahlung der Protonen nur 1×10^{-4} .

4. Ergebnisse

Um die Emissionsregion überhaupt verlassen zu können, muss die Lebensdauer ausreichen, diese zu durchqueren. Bei einer Lichtlaufzeit von $R_b/c \approx 10^7$ s ergibt sich mit der Lebensdauer der Neutronen von ungefähr 1000 s ein notwendiger Lorentzfaktor von $\gamma = 10^4$ beziehungsweise eine Energie $E_N = 10^4$ GeV. Mit dieser Energie ergibt sich dann eine Luminosität für die Neutronen zu $L_N \approx 10^{46}$ erg/s. Dieser Wert liegt wie erwartet (Mannheim 1993) im Bereich der Gamma-Luminosität $\nu L_\nu \approx 10^{47}$ erg/s.

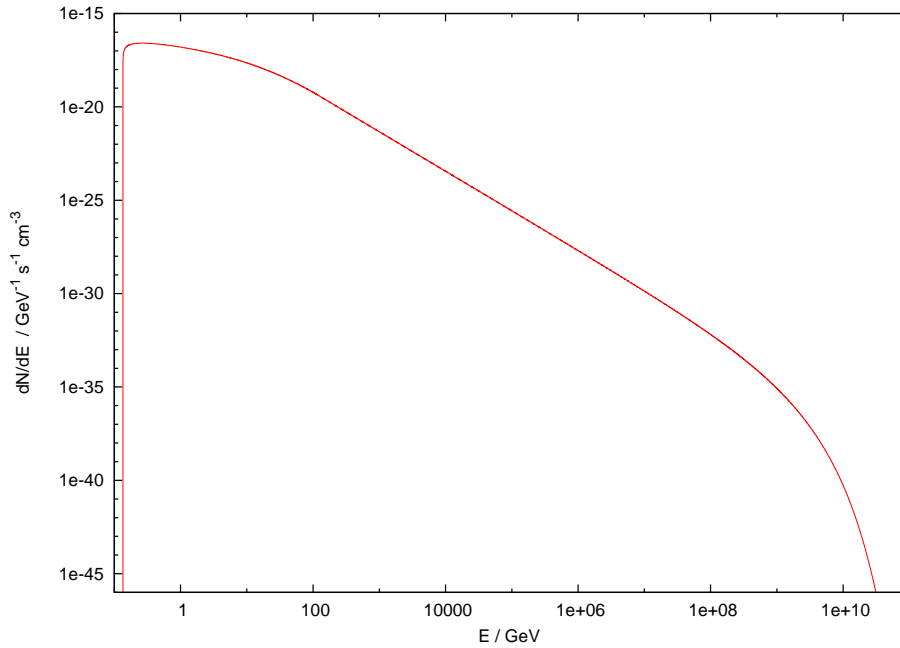


Abbildung 4.26.: *Pionenspektrum aus der Wechselwirkung intergalaktischer Protonen mit Protonen aus dem Jet nach Ivascenko u. Spanier (2011) und Kelner et al. (2006). Die niedrige Gesamtpositronenrate und das Maximum bei niedriger Energie führen dazu, dass die Proton-Proton-Interaktion vernachlässigt werden kann.*

4.4.7. Proton-Proton-Wechselwirkung

Bei ausreichend hoher Protonendichte im Jet muss die Wechselwirkung dieser Protonen mit Protonen aus dem intergalaktischem Medium berücksichtigt werden (Pohl u. Schlickeiser 2000). Nimmt man für das intergalaktische Medium eine Dichte von $n_{IGM} = 10^{-6} \text{ cm}^{-3}$ und eine Protonenverteilung nach Tabelle 4.9 an, so ergibt sich nach Ivascenko u. Spanier (2011) und Kelner et al. (2006) aus der Proton-Proton-Interaktion ein π^- -Spektrum, welches in Abbildung 4.26 dargestellt ist.

Die Pionenproduktionsrate ergibt sich aus dem Integral über die Verteilung zu ca. $10^{-16} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$. Multipliziert mit dem Volumen der Emissionsregion

4. Ergebnisse

$4/3\pi R_b^3$ ergibt sich damit eine Gesamtpionenrate von $5 \times 10^{35} \text{ s}^{-1}$. Diese ist damit zwei Größenordnungen kleiner als die im vorherigen Abschnitt bestimmt Pionenrate aus der Proton-Photon-Wechselwirkung. Außerdem sieht man in Abbildung 4.26, dass die meisten Pionen nahe bei der Ruheenergie erzeugt werden. Die daraus entstehenden Sekundärelektronen besitzen damit einen maximalen Lorentzfaktor von ca. 200. In diesem Energiebereich dominieren jedoch die primären Elektronen. Daher kann geschlussfolgert werden, dass die Proton-Proton-Wechselwirkung hier keine Rolle spielt.

4.4.8. Bewertung und Vergleich der Parameter

Wie bereits erwähnt, wurde 3C279 bereits von Böttcher et al. (2009) mit einem hadronischen Modell betrachtet. Dabei wurde das Synchrotron-Proton-Modell von Mücke u. Protheroe (2001); Mücke et al. (2003) verwendet. Abbildung 4.27 zeigt deren Modellfit. Man sieht, dass bei der Modellierung nur die Simultandaten aus Februar 2006 berücksichtigt wurden. Die Annahme, dass der Emissionszustand im Februar 2006 und 1991 gleich waren, wird dort nicht gemacht. Ebenso wird die Annahme des Synchrotronverlaufs wie oben beschrieben nicht gemacht.

| Parameter | | diese Arbeit | Böttcher et al. (2009) |
|------------------------|-----------------------------|----------------------|------------------------|
| Magnetfeld | B/G | 0.043 | 40 |
| Radius | R/cm | 5.2×10^{17} | 3×10^{16} |
| Doppler-Faktor | δ | 34.3 | 12 |
| Spektral-Index | s | 2.2 | 2.2 |
| Protonenenergiedichte | $u_p/\text{erg cm}^{-3}$ | 49 | 1.2×10^3 |
| Verhältnis e-/p-Dichte | N_e/N_p | 3.1×10^{-3} | 2×10^{-3} |
| injizierte Leuchtkraft | $L_{inj}/\text{erg s}^{-1}$ | 7×10^{49} | 1×10^{49} |

Tabelle 4.11.: Vergleich der Parameter aus Böttcher et al. (2009) mit den hier verwendeten aus Tabelle 4.6.

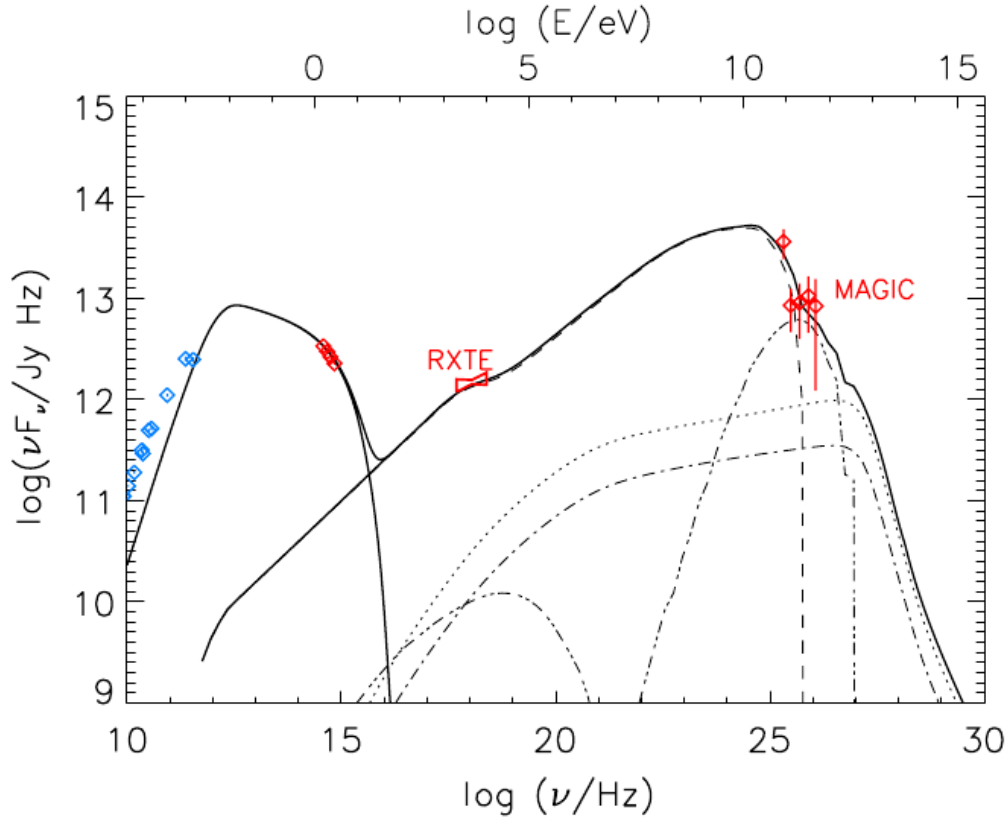


Abbildung 4.27.: Aus Böttcher et al. (2009). Es werden mit dem Synchrotron-Proton-Blazar-Modell von Mücke u. Protheroe (2001) die Simultandaten aus Februar 2006 modelliert. Die zugehörigen Parameter sind in Tabelle 4.11 zu finden.

Tabelle 4.11 zeigt nun eine Gegenüberstellung der Parameter wie sie in Böttcher et al. (2009) und in dieser Arbeit verwendet wurden. Es sind einige Gemeinsamkeiten vorhanden, aber auch gravierende Unterschiede. So wird bei beiden Modellen ein Spektralindex $s = 2.2$ verwendet, welcher konform ist mit gängigen Beschleunigungsmodellen. Auch liegt das Verhältnis aus Elektronenzahl-dichte zu Protonenzahl-dichte gleichauf. Ebenso die injizierte Leuchtkraft, die mit ca. 10^{49} erg/s sehr hoch ist. Die Energiedichte der Protonen weicht um eine Größenordnung ab.

Der Doppler-Faktor ist mit $\delta = 34.3$ nicht viel größer als $\delta = 12$, allerdings macht sich der Unterschied stark bemerkbar durch die δ^4 -Abhängigkeit des Spektrums. Gleiches gilt für den Radius, dessen Unterschied von einer Grö-

4. Ergebnisse

Benordnung ebenfalls das Spektrum durch die hohen Potenzen in den Abhängigkeiten der einzelnen Spektralbereiche (Gl. 4.32) beeinflusst. Dazu kommt, dass ein höherer Radius zu einer erhöhten $\gamma - \gamma$ -Absorption führt, was sich im vorliegenden Modell durch die Dominanz des Röntgenbereichs durch die Paarbildungs-Sekundärteilchen ausdrückt. Wie man in Abbildung 4.27 sieht, ist bei Böttcher et al. (2009) der Einfluss dieser Sekundärteilchen nicht so stark ausgeprägt.

Der größte Unterschied beider Modelle bei den Parametern liegt im Magnetfeld B . Dieser für die Blazar-Modellierung zentrale Parameter weicht hier um drei Größenordnungen voneinander ab. Die im Allgemeinen bei hadronischen Modellen verwendeten hohen Magnetfelder basieren darauf, dass der Gyroradius der Protonen mit der Maximalenergie nicht größer sein darf als der Quellradius. Allerdings ergibt sich im Modell dieser Arbeit mit der Gleichung für den Gyroradius (Mannheim 1993)

$$r_g / \text{cm} = 3 \times 10^6 (B / \text{G})^{-1} \gamma_p \quad (4.40)$$

ein Wert von $r_g = 7 \times 10^{17}$ cm. Somit liegt der Gyroradius hier in der Größenordnung der Quellregion.

Die Lage der Quellregion selbst ist relevant bei der Betrachtung, ob die $\gamma - \gamma$ -Absorption an Photonen aus der Broad Line Region. Für die Lage nahe dem Fußpunkt des Jets müsste die Absorption der emittierten Photonen an der Broad Line Region berücksichtigt werden. Das niedrige Magnetfeld deutet darauf hin, dass sich die Emissionsregion weiter vom Zentrum entfernt bei ungefähr 1000 Schwarzschildradien befindet (The MAGIC Collaboration et al. 2011). Die jüngsten Beobachtungen mit FERMI deuten sogar auf eine Position der Quellregion hin, die noch um einen Faktor 100 weiter vom Zentrum entfernt liegt (Abdo et al. 2010b). Daher kann die Absorption an der Broad Line Region vernachlässigt werden.

Ein weiterer Unterschied der Modelle ist, dass in Mücke u. Protheroe (2001) die μ -Synchrotron-Strahlung mit berücksichtigt wird. Deren Einfluss ist auch begründet durch das hohe Magnetfeld. Im vorliegenden Modell zerfallen die Myonen instantan. Dies ist gerechtfertigt, da μ -Synchrotron-Strahlung nur bei den allerhöchsten Myonenenergien eine Rolle spielt. Dort, im Cut-off-Bereich,

sind aber kaum Myonen vorhanden und somit beeinflusst die μ -Synchrotron-Strahlung das Spektrum hier nicht.

Die Wahl der Parameter des hier vorgestellten Modells für den Quasar 3C279 wird zusätzlich dadurch unterstützt, dass damit das Variabilitätsverhalten auf sehr einfache Weise reproduziert werden kann. Dies wurde bisher von keinem anderen Modell geleistet. Zwar sind die drei verschiedenen Flusszustände jeweils separat modelliert worden, jedoch ist es prinzipiell möglich, mit dem vorliegenden Modell Spektren in zeitlichen Kontext zu bringen. Dies ist hier allerdings nicht sinnvoll, da die verschiedenen Multiwellenlängendaten nicht aus einer zusammenhängenden Beobachtungskampagne stammen.

Nachdem die gewählten Parameter plausibel sind, ist auch zu beachten, dass das Magnetfeld bei den Modellspektren für 3C279 genauso groß ist wie für 1ES 1218+30.4. Dies ist insofern bemerkenswert, da es sich ja um einen FSRQ bzw. HBL handelt. Wenn sich durch weitere Beobachtungen und Modellierungen bestätigt, dass der Trend zum gleichen Magnetfeld bei beiden Quelltyp geht, hat dies auch Auswirkungen auf die Blazar-Sequenz (Fossati et al. 1998; Maraschi et al. 2008; Ghisellini u. Tavecchio 2008b), da dadurch die Überführungsmöglichkeiten der Quelltypen ineinander im Rahmen des AGN-Schemas beschränkt sind.

4.4.9. Neutrinos

Eine wichtige Eigenschaft der hadronischen Modelle ist, dass auch die Produktion von Neutrinos beschrieben wird. Da Neutrinos nur sehr schwach wechselwirken, können diese die Region, wo sie erzeugt werden, auf direktem Wege verlassen, im Gegensatz zu den Photonen, die oben beschriebenen Streu- und Absorptionsprozessen unterworfen sind.

Desweiteren werden sie wegen ihrer elektrischen Neutralität nicht vom interstellaren Magnetfeld abgelenkt, was zum Beispiel bei den Protonen, die die Quelle verlassen, zu einer Veränderung der Richtung führt und somit können beobachtete Protonen nicht eindeutig einer Quelle zugeordnet werden. Daher würde die Beobachtung von Neutrinos einer Quelle direkt Einblick geben auf die zugrunde liegenden physikalischen Prozesse in der Quelle. Dies bedeutet natürlich auch, dass Neutrinos herangezogen werden können, um die Anwendbarkeit des hadronischen Modells auf die jeweiligen Quellen zu verifizieren.

In Abbildung 4.28 sind nun die Spektren der vier Neutrinoarten, die im Modell auftreten, dargestellt, wie man sie aus der Modellierung des hohen Flusszustandes erwarten würde. Das korrespondierende Photonenspektrum ist in Abbildung 4.24 dargestellt, die zugehörigen Parameter sind in Tabelle 4.9 zu finden.

Es zeigt sich, dass zwar der maximale Neutrinofluss die Detektionsschwelle des Neutrino Detektors IceCube überschreitet, allerdings liegt das Maximum bei einer zu hohen Energie. Im messbaren Energiebereich von IceCube ist der zu erwartende Neutrinofluss zu gering. Von daher ist bei diesem Modell keine Detektion von 3C279 durch IceCube zu erwarten.

Diese Vorhersage stimmt auch mit der in Neronov u. Ribordy (2009) überein. Dort werden Vorhersagen für den zu erwartenden Neutrinofluss der mit FERMI detektierten Blazare getroffen. Interessant dabei ist, dass dort für das BL Lac Objekt PKS 2155-304 angegeben wird, dass eine Neutrino Detektion mit IceCube zu erwarten ist. Dies ist eine äußerst interessante Forderung, da diese Quelle sehr erfolgreich mit dem SSC-Modell modelliert wird. Daher werden die IceCube-Daten zeigen, welches Modell für diese Quelle zu favorisieren ist und damit neue Erkenntnisse im Bereich der Blazar-Modellierung liefern.

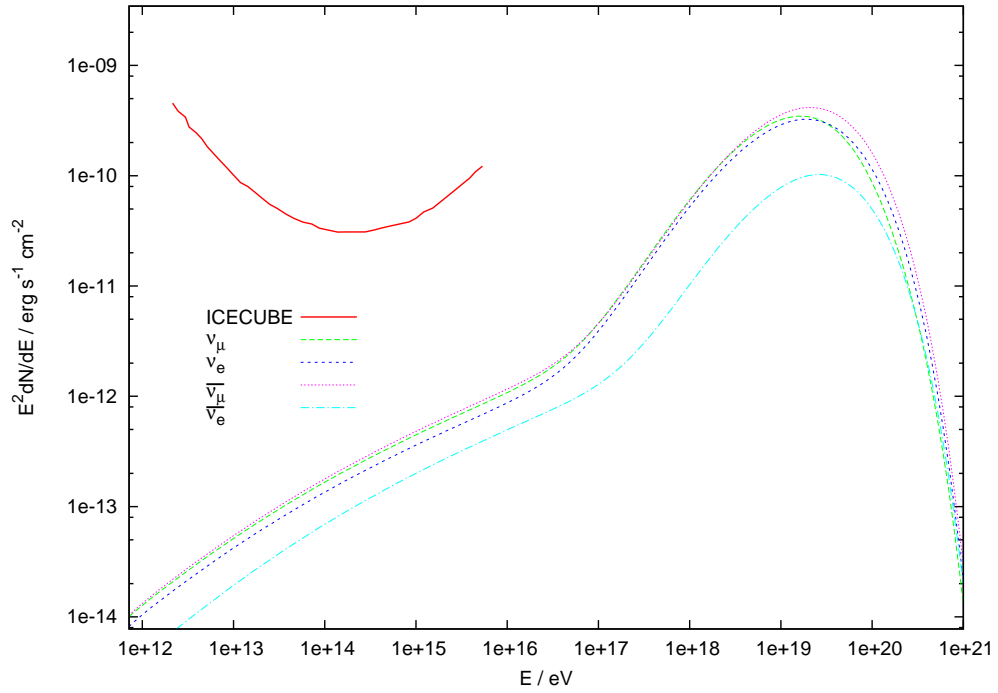


Abbildung 4.28.: Korrespondierende Neutrinospektren zum Modellspektrum der Photonen in Abbildung 4.24 nach Parametern aus Tabelle 4.9. Die Spektren sind im Beobachterreferenzsystem angegeben. Die Punktquellsensitivität für IceCube ist Neronov u. Ribordy (2009) entnommen. Eine Detektion als Punktquelle ist hier nicht zu erwarten.

5. Ausblick

In dieser Arbeit wurde ein zeitaufgelöstes, selbstkonsistentes Synchrotron-Selbst-Compton-Modell vorgestellt und auf das Multiwellenlängenspektrum des Blazars 1 ES 1218+30.4 angewandt. Desweiteren wurde die Abhängigkeit der Resultate des SSC-Modells von Veränderungen der Modellparameter untersucht. Es konnte dadurch gezeigt werden, dass, bei ausreichender Datenlage, die Wahl eines Parametersatzes zur Erzeugung eines SSC-Modellspektrums eindeutig ist.

Auf dem hier behandelten SSC-Modell aufbauend wurde dieses um die Anwesenheit nichtthermischer Protonen und die daraus resultierenden photohadronischen Prozesse erweitert. Mit Hilfe dieses selbstkonsistenten hadronischen Modells konnte das Multiwellenlängenspektrum des FSRQs 3C279 modelliert werden. Diese Quelle ist mit der Detektion im VHE-Bereich besonders in den Fokus der hadronischen Modellierung gerückt, da das SSC-Modell zur Beschreibung dieser Quelle nicht mehr ausreicht (Böttcher 2008). Die Wahl der Parameter zur Modellierung von 3C279 wird unterstützt durch die Reproduktion des besonderen Variabilitätsverhaltens im optischen und im Röntgenbereich.

Neue Experimente, welche im HE- und VHE-Bereich die Gamma-Strahlung vermessen, werden zeigen, wie leistungsfähig das hier vorgestellte Modell ist. So revolutioniert der FERMI-Satellit den Blick auf HE-Gamma-Strahlung und zeigt dem Modell mit jüngsten Beobachtungen Grenzen auf. Während einer Multiwellenlängenkampagne im Februar 2009 konnte ein Flare im Gamma-Bereich zusammen mit einer Veränderung der Polarisation im optischen Bereich beobachtet werden (Abdo et al. 2010b). Die Betrachtung der Polarisation der Jetemission lässt Rückschlüsse zu auf die Magnetfeldkonfiguration des Jets beziehungsweise auf die Jetstruktur selbst (Marscher et al. 2008).

Darüber hinaus werden in Abdo et al. (2010b) zwei simultan aufgezeichnete Multifrequenzspektren dargestellt (siehe Abbildung 5.1), die wieder ein beson-

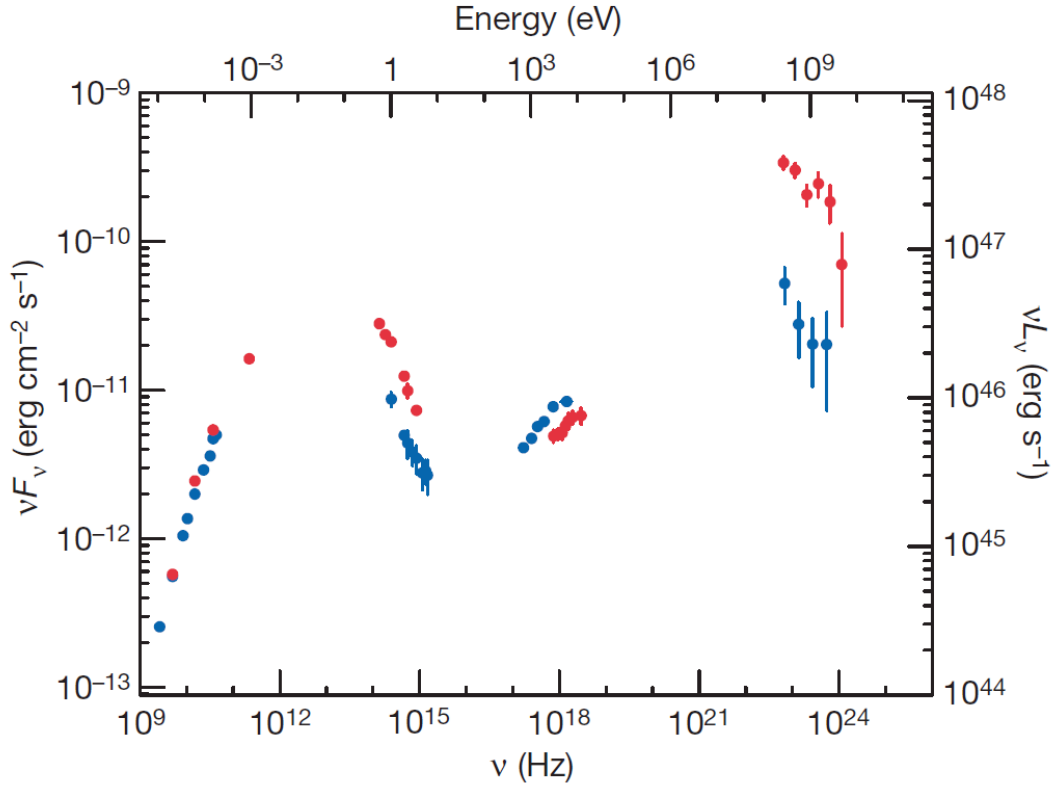


Abbildung 5.1.: *Aus Abdo et al. (2010b): Zwei Sätze simultan aufgezeichneter Daten während einer Multiwellenlängenkampagne zusammen mit FERMI. Auffällig und mit dem vorhandenem Modell nicht reproduzierbar ist, dass der Flusszustand im Röntgenbereich umgekehrt ist im Vergleich zum Rest des Spektrums.*

deres Variabilitätsverhalten zeigt. Und zwar befinden sich optischer und HE-Bereich jeweils zeitgleich im hohen bzw. niedrigen Flusszustand, während das Verhalten im Röntgenbereich genau umgekehrt ist. Dieses Verhalten kann mit dem Modell dieser Arbeit nicht nachvollzogen werden und stellt die Blazar-Modellierung vor eine große Herausforderung.

Vermutlich können nur mehrkomponentige Modelle das Verhalten aktiver Galaxienkerne richtig modellieren. So liefert wieder FERMI eine Reihe von Daten von Blazaren bei sehr hohen Rotverschiebungen ($z > 2$). Die Spektren werden in Ghisellini et al. (2010) mit dem EC/SSC-Ansatz modelliert, wobei EC dort dominierend ist. Die Compton-Streuung externer Photonen wurde in dieser Ar-

5. Ausblick

beit nicht berücksichtigt, könnte aber eine sinnvolle Ergänzung im Hinblick auf diese Quellen darstellen.

Eine weitere Entdeckung des FERMI-Satelliten könnte zusätzlich die Frage nach den Mechanismen aktiver Galaxienkerne beleuchten. FERMI konnte zwei Gamma-Blasen ober- und unterhalb der galaktischen Ebene unserer Milchstraße, zentriert um die Rotationsachse entdecken (Su et al. 2010). Es besteht die Möglichkeit, dass hier ein Zusammenhang besteht zwischen diesen Blasen und einer aktiven Phase unserer Galaxie, so dass eventuell Beobachtungen in der näheren Nachbarschaft Aufschluss über AGNs geben könnten.

Neben FERMI wird in den nächsten Jahren dann noch im VHE-Bereich das Cerenkov Teleskop Array (CTA) die Menge an Daten für Gamma-Strahlung erhöhen, was dann viele Modelle vor große Aufgaben stellen wird. Dazu kommen dann vermutlich von den Teilchendetektoren wie AUGER oder ICECUBE noch zusätzliche Daten unabhängig von den Photonen, was womöglich die Frage, ob leptonische, hadronische oder gemischte Modelle die Vorgänge in AGNs erklären können, beantworten wird.

A. Tabellen der Parametrisierung

| η/η_0 | s_{e^-} | δ_{e^-} | $B_{e^-}/\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ | $s_{\bar{\nu}_e}$ | $\delta_{\bar{\nu}_e}$ | $B_{\bar{\nu}_e}/\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ |
|---------------|-----------|----------------|------------------------------------|-------------------|------------------------|--|
| 3.0 | 0.658 | 3.09 | 6.43×10^{-19} | 0.985 | 2.63 | 6.61×10^{-19} |
| 4.0 | 0.348 | 2.81 | 9.91×10^{-18} | 0.378 | 2.98 | 9.74×10^{-18} |
| 5.0 | 0.286 | 2.39 | 1.24×10^{-16} | 0.31 | 2.31 | 1.34×10^{-16} |
| 6.0 | 0.256 | 2.27 | 2.67×10^{-16} | 0.327 | 2.11 | 2.91×10^{-16} |
| 7.0 | 0.258 | 2.13 | 3.50×10^{-16} | 0.308 | 2.03 | 3.81×10^{-16} |
| 8.0 | 0.220 | 2.20 | 4.03×10^{-16} | 0.292 | 1.98 | 4.48×10^{-16} |
| 9.0 | 0.217 | 2.13 | 4.48×10^{-16} | 0.260 | 2.02 | 4.83×10^{-16} |
| 10.0 | 0.192 | 2.19 | 4.78×10^{-15} | 0.233 | 2.07 | 5.13×10^{-16} |
| 30.0 | 0.125 | 2.27 | 1.64×10^{-15} | 0.135 | 2.24 | 1.75×10^{-15} |
| 100.0 | 0.0507 | 2.63 | 4.52×10^{-15} | 0.077 | 2.40 | 5.48×10^{-15} |

Tabelle A.1.: Parameter zur Berechnung des Leptonenspektrums nach Gl. (2.62) für Elektronen und Anti-Elektron-Neutrinos. Zwischenwerte ergeben sich durch lineare Interpolation.

A. Tabellen der Parametrisierung

| η/η_0 | s_γ | δ_γ | $B_\gamma/\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ |
|---------------|------------|-----------------|-------------------------------------|
| 1.1 | 0.0768 | 0.544 | 2.86×10^{-19} |
| 1.2 | 0.106 | 0.540 | 2.24×10^{-18} |
| 1.3 | 0.182 | 0.750 | 5.61×10^{-18} |
| 1.4 | 0.201 | 0.791 | 1.02×10^{-17} |
| 1.5 | 0.219 | 0.788 | 1.60×10^{-17} |
| 1.6 | 0.216 | 0.831 | 2.23×10^{-17} |
| 1.7 | 0.233 | 0.839 | 3.10×10^{-17} |
| 1.8 | 0.233 | 0.825 | 4.07×10^{-17} |
| 1.9 | 0.248 | 0.805 | 5.30×10^{-17} |
| 2.0 | 0.244 | 0.779 | 6.74×10^{-17} |
| 3.0 | 0.188 | 1.23 | 1.51×10^{-16} |
| 4.0 | 0.131 | 1.82 | 1.24×10^{-16} |
| 5.0 | 0.120 | 2.05 | 1.37×10^{-16} |
| 6.0 | 0.107 | 2.19 | 1.62×10^{-16} |
| 7.0 | 0.102 | 2.23 | 1.71×10^{-16} |
| 8.0 | 0.0932 | 2.29 | 1.78×10^{-16} |
| 9.0 | 0.0838 | 2.37 | 1.84×10^{-16} |
| 10.0 | 0.0761 | 2.43 | 1.93×10^{-16} |
| 20.0 | 0.107 | 2.27 | 4.74×10^{-16} |
| 30.0 | 0.0928 | 2.33 | 7.70×10^{-16} |
| 40.0 | 0.0772 | 2.42 | 1.06×10^{-15} |
| 100.0 | 0.0479 | 2.59 | 2.73×10^{-15} |

Tabelle A.2.: Parameter zur Berechnung des Photonenspektrums nach Gl. (2.50). Zwischenwerte ergeben sich durch lineare Interpolation.

| η/η_0 | s_{e^+} | δ_{e^+} | $B_{e^+}/\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ | $s_{\bar{\nu}_\mu}$ | $\delta_{\bar{\nu}_\mu}$ | $B_{\bar{\nu}_\mu}/\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ |
|---------------|-----------|----------------|------------------------------------|---------------------|--------------------------|--|
| 1.1 | 0.367 | 3.12 | 8.09×10^{-19} | 0.365 | 3.09 | 8.09×10^{-19} |
| 1.2 | 0.282 | 2.96 | 7.70×10^{-18} | 0.287 | 2.96 | 7.70×10^{-18} |
| 1.3 | 0.260 | 2.83 | 2.05×10^{-17} | 0.250 | 2.89 | 1.99×10^{-17} |
| 1.4 | 0.239 | 2.76 | 3.66×10^{-17} | 0.238 | 2.76 | 3.62×10^{-17} |
| 1.5 | 0.224 | 2.69 | 5.48×10^{-17} | 0.220 | 2.71 | 5.39×10^{-17} |
| 1.6 | 0.207 | 2.66 | 7.39×10^{-17} | 0.206 | 2.67 | 7.39×10^{-17} |
| 1.7 | 0.198 | 2.62 | 9.52×10^{-17} | 0.197 | 2.62 | 9.48×10^{-17} |
| 1.8 | 0.193 | 2.56 | 1.20×10^{-16} | 0.193 | 2.56 | 1.20×10^{-16} |
| 1.9 | 0.187 | 2.52 | 1.47×10^{-16} | 0.187 | 2.52 | 1.47×10^{-16} |
| 2.0 | 0.181 | 2.49 | 1.75×10^{-16} | 0.178 | 2.51 | 1.74×10^{-16} |
| 3.0 | 0.122 | 2.48 | 3.31×10^{-16} | 0.123 | 2.48 | 3.38×10^{-16} |
| 4.0 | 0.106 | 2.50 | 4.16×10^{-16} | 0.106 | 2.56 | 5.17×10^{-16} |
| 5.0 | 0.0983 | 2.46 | 5.57×10^{-16} | 0.0944 | 2.57 | 7.61×10^{-16} |
| 6.0 | 0.0875 | 2.46 | 6.78×10^{-16} | 0.0829 | 2.58 | 9.57×10^{-16} |
| 7.0 | 0.0830 | 2.44 | 7.65×10^{-16} | 0.0801 | 2.54 | 1.11×10^{-15} |
| 8.0 | 0.0783 | 2.44 | 8.52×10^{-16} | 0.0752 | 2.53 | 1.25×10^{-15} |
| 9.0 | 0.0735 | 2.45 | 9.17×10^{-16} | 0.0680 | 2.56 | 1.36×10^{-15} |
| 10.0 | 0.0644 | 2.50 | 9.57×10^{-16} | 0.0615 | 2.60 | 1.46×10^{-15} |
| 30.0 | 0.0333 | 2.77 | 3.07×10^{-15} | 0.0361 | 2.78 | 5.87×10^{-15} |
| 100.0 | 0.0224 | 2.86 | 1.58×10^{-14} | 0.0228 | 2.88 | 3.10×10^{-14} |

Tabelle A.3.: Parameter zur Berechnung des Leptonenspektrums nach Gl. (2.60) für Positronen und Anti-Myon-Neutrinos. Zwischenwerte ergeben sich durch lineare Interpolation.

A. Tabellen der Parametrisierung

| η/η_0 | s_{ν_μ} | δ_{ν_μ} | $B_{\nu_\mu}/\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ | s_{ν_e} | δ_{ν_e} | $B_{\nu_e}/\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ |
|---------------|---------------|--------------------|--|-------------|------------------|--------------------------------------|
| 1.1 | 0.0 | 0.0 | 1.08×10^{-18} | 0.768 | 2.49 | 9.43×10^{-19} |
| 1.2 | 0.0778 | 0.306 | 9.91×10^{-18} | 0.569 | 2.35 | 9.22×10^{-18} |
| 1.3 | 0.242 | 0.792 | 2.47×10^{-17} | 0.491 | 2.41 | 2.35×10^{-17} |
| 1.4 | 0.377 | 1.09 | 4.43×10^{-17} | 0.395 | 2.45 | 4.20×10^{-17} |
| 1.5 | 0.440 | 1.06 | 6.70×10^{-17} | 0.31 | 2.45 | 6.26×10^{-17} |
| 1.6 | 0.450 | 0.953 | 9.04×10^{-17} | 0.323 | 2.43 | 8.57×10^{-17} |
| 1.7 | 0.461 | 0.956 | 1.18×10^{-16} | 0.305 | 2.40 | 1.13×10^{-16} |
| 1.8 | 0.451 | 0.922 | 1.32×10^{-16} | 0.285 | 2.39 | 1.39×10^{-16} |
| 1.9 | 0.464 | 0.912 | 1.77×10^{-16} | 0.270 | 2.37 | 1.70×10^{-16} |
| 2.0 | 0.446 | 0.940 | 2.11×10^{-16} | 0.259 | 2.35 | 2.05×10^{-16} |
| 3.0 | 0.366 | 1.49 | 3.83×10^{-16} | 0.158 | 2.42 | 3.81×10^{-16} |
| 4.0 | 0.249 | 2.03 | 5.09×10^{-16} | 0.129 | 2.46 | 4.74×10^{-16} |
| 5.0 | 0.204 | 2.18 | 7.26×10^{-16} | 0.113 | 2.45 | 6.30×10^{-16} |
| 6.0 | 0.174 | 2.24 | 9.26×10^{-16} | 0.0996 | 2.46 | 7.65×10^{-16} |
| 7.0 | 0.156 | 2.28 | 1.07×10^{-15} | 0.0921 | 2.46 | 8.61×10^{-16} |
| 8.0 | 0.140 | 2.32 | 1.19×10^{-15} | 0.0861 | 2.45 | 9.61×10^{-16} |
| 9.0 | 0.121 | 2.39 | 1.29×10^{-15} | 0.0800 | 2.47 | 1.03×10^{-15} |
| 10.0 | 0.107 | 2.46 | 1.40×10^{-15} | 0.0723 | 2.51 | 1.10×10^{-15} |
| 30.0 | 0.0705 | 2.53 | 5.65×10^{-15} | 0.0411 | 2.70 | 3.55×10^{-15} |
| 100.0 | 0.0463 | 2.62 | 3.01×10^{-14} | 0.0283 | 2.77 | 1.86×10^{-14} |

Tabelle A.4.: Parameter zur Berechnung des Leptonenspektrums nach Gl. (2.60) für Myon- und Elektron-Neutrinos. Zwischenwerte ergeben sich durch lineare Interpolation.

B. Logarithmisches Gitter

Die Fragestellung dieser Arbeit verlangt es, dass die astrophysikalischen Objekte, die Gegenstand der Untersuchung sind, in einem Energiebereich betrachtet werden, der sich über 25 Größenordnungen erstreckt. Über so einen großen Bereich ist es nicht mehr möglich auf einem linear Gitter zu arbeiten. Abhilfe schafft dabei ein logarithmisches Gitter. Dabei müssen allerdings die Standardmethoden etwas angepasst werden.

B.1. Diskretisierung

Die Diskretisierung auf dem linearen gestaltet sich derart, dass ein Intervall $[x_{min}, x_{max}]$ in j_{max} äquidistante Abschnitte Δx unterteilt wird. Die diskreten x -Werte ergeben sich dann aus

$$x_j = x_{min} + j\Delta x. \quad (\text{B.1})$$

Auf dem logarithmischen Gitter gibt man die Äquidistanz auf, behält aber das Konzept eines konstanten Δx bei. Die Gitterpunkte erhält man durch

$$x_j = x_{min} \cdot (\Delta x)^j, \quad (\text{B.2})$$

wobei

$$\Delta x = \exp \left[\frac{\ln \left(\frac{x_{max}}{x_{min}} \right)}{j_{max}-1} \right]. \quad (\text{B.3})$$

B. Logarithmisches Gitter

Zu beachten ist, dass hier j_{max-1} nur gilt für ein Null-indiziertes Gitter, also $j \in [0, j_{max} - 1]$. Die Werte der Funktion $f(x)$ an den Gitterpunkten x_j sind dann einfach

$$f_j = f(x_j). \quad (\text{B.4})$$

B.2. Ableitung

Auch die Ableitung muss den veränderten Bedingungen des logarithmischen Gitters angepasst werden. Bei dem linearen Gitter führt man die Diskretisierung der Ableitung einfach durch Bildung des Differenzenquotienten

$$\left. \frac{df(x)}{dx} \right|_{x=x_j} \rightarrow \frac{f_{j+1} - f_j}{x_{j+1} - x_j} \quad (\text{B.5})$$

durch. Die Differenz $x_{j+1} - x_j$ ist auf dem logarithmischen Gitter allerdings nicht konstant und damit kann die Ableitung nicht mit gleichbleibender Genauigkeit angegeben werden. Abhilfe schafft hier die Näherung von $f(x)$ als Potenzfunktion, was sich im logarithmischen Gitter als quasi-linear darstellt,

$$f(x) = C x^s. \quad (\text{B.6})$$

Die Ableitung einer Potenzfunktion lässt sich leicht berechnen.

$$\frac{df(x)}{dx} = s C x^{s-1} = s \frac{f(x)}{x} \quad (\text{B.7})$$

Dabei ergibt sich der Exponent einfach aus der quasi-Steigung in der Log-Log-Darstellung,

$$s = \frac{\ln(f(x_{j+1})/f(x_j))}{\ln(x_{j+1}/x_j)}. \quad (\text{B.8})$$

B.3. Integration

Die Näherung der Funktion $f(x)$ als Potenzfunktion ist auch bei der Berechnung des Integrals hilfreich. Die einfache Diskretisierung des Integrals als Riemann-Summe

$$\int f(x)dx = \sum_j f_j(x_{j+1} - x_j) \quad (\text{B.9})$$

stellt sich dann mit der quasi-linearen Näherung dar als Summe der $(j_m a x - 1)$ Teilintegrale,

$$\begin{aligned} \int_a^b f(x)dx &= \sum_j \int_{x_j}^{x_{j+1}} f(x)dx = \\ &= \sum_j \left(\frac{1}{s_j + 1} (f(x_{j+1})x_{j+1} - f(x_j)x_j) \right). \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

Den Exponenten s erhält man wieder aus Gleichung (B.8).

B.4. Interpolation

Um auf Werte der Funktion $f(x)$ zwischen den Gitterpunkten zugreifen zu können, muss man interpolieren. Auch hier bedient man sich der Potenzfunktionsnäherung. Mit dem Exponenten nach Gleichung (B.8) ergibt sich der Wert $f(x)$ für ein x zwischen x_j und x_{j+1} zu

$$f(x) = f(x_j) \left(\frac{x}{x_j} \right)^s \quad (\text{B.11})$$

C. Publikationsliste

- Lichti, G. G. et al.: *INTEGRAL observations of the blazar Mrk 421 in outburst. Results of a multi-wavelength campaign*, 2008, A&A, 486, 721
- Rüger, M. ; Spanier, F. ; Mannheim, K.: *Spectral modelling of 1 ES 1218+30.4*, 2010, MNRAS, 401, 973
- Weidinger, M. ; Rger, M. ; Spanier, F.: *Modelling the steady state spectral energy distribution of the BL-Lac Object PKS 2155-30.4 using a selfconsistent SSC model*, 2010, ASTRA, 6, 1
- Aleksic, J. et al.: *MAGIC observations and multiwavelength properties of the quasar 3C279 in 2007 and 2009*, 2011, ArXiv e-prints, 1101.2522
- Hümmer, S. ; Rger, M. ; Spanier, F. ; Winter, W.: *Simplified Models for Photohadronic Interactions in Cosmic Accelerators*, 2010, ApJ, 721, 630

INTEGRAL observations of the blazar Mrk 421 in outburst Results of a multi-wavelength campaign

G. G. Lichti¹, E. Bottacini¹, M. Ajello¹, P. Charlot², W. Collmar¹, A. Falcone³, D. Horan⁴, S. Huber⁵,
A. von Kienlin¹, A. Lähteenmäki⁶, E. Lindfors^{6,7}, D. Morris³, K. Nilsson⁷, D. Petry¹, M. Rieger⁵, A. Sillanpää⁷,
F. Spanier⁵, and M. Tornikoski⁶

¹ Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, Giessenbachstrasse, 85748 Garching, Germany
e-mail: gr1@mpe.mpg.de

² Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux, Université Bordeaux 1, CNRS, BP 89, 33270 Floirac, France

³ Pennsylvania State University, Department of Astronomy & Astrophysics, University Park, PA 16802, USA

⁴ High-Energy Physics Division, Argonne National Laboratory, Argonne, USA

⁵ Universität Würzburg, Lehrstuhl für Astronomie, Am Hubland, 97074 Würzburg, Germany

⁶ Metsähovi Radio Observatory, Helsinki University of Technology TKK, Kylmäläntie 114, 02540 Kylmäla, Finland

⁷ Tuorla Observatory, Väisäläntie 20, 21500 Piikkiö, Finland

Received 5 December 2007 / Accepted 3 March 2008

ABSTRACT

Context. If one wants to understand the physics of blazars, better simultaneous observations are important at all wavelengths, so it was fortunate that a ToO observation of the TeV-emitting blazar Mrk 421 with INTEGRAL could be triggered in June 2006 by an increase in the RXTE count rate to more than 30 mCrab. The source was then observed with all INTEGRAL instruments, with the exception of the spectrometer SPI, for a total exposure of 829 ks. During this time several outbursts were observed by IBIS and JEM-X. Multiwavelength observations were immediately triggered, and the source was observed at radio, optical, and X-ray wavelengths up to TeV energies.

Aims. The data obtained during these observations were analysed with respect to time variability, time lags, correlated variability, and spectral evolution and then compiled in a νF_ν spectrum.

Methods. The observations of the different instruments/telescopes were analysed with the usual correlation and time-analysis methods. The spectral analysis of the X-ray data was performed with XSPEC.

Results. Four strong flares at X-rays were observed that were not seen at other wavelengths (partially because of missing data). From the fastest rise in the X-rays, an upper limit could be derived to the extension of the emission region. A time lag between high-energy and low-energy X-rays was observed, which allowed an estimation of the magnetic-field strength. The spectral analysis of the X-rays revealed a slight spectral hardening of the low-energy (3–43 keV) spectral index. The hardness-ratio analysis of the Swift-XRT (0.2–10 keV) data indicated a small correlation with the intensity; i.e., a hard-to-soft evolution was observed. At the energies of IBIS/ISGRI (20–150 keV), such correlations are less obvious. A multiwavelength spectrum was composed and the X-ray luminosities were calculated.

Conclusions. The observed flaring activity of Mrk 421 is mainly visible at X-rays. It is found that the spectral change with intensity is small. But at least one flare showed a completely different spectral behaviour than the other flares, so one can conclude that each blob of relativistic-moving electrons has its own individual physical environment that leads to different emission characteristics. From a fit of a leptonic emission model to the data, one finds that the observed variability may be due to a varying efficiency of particle acceleration.

Key words. gamma rays: observations – galaxies: active – galaxies: BL Lacertae objects: individual: Mrk 421

1. Introduction

In 1992 the first AGN, Mrk 421, was detected at energies >500 GeV (Punch et al. 1992). Since then, 20 detections of AGNs have been reported at TeV energies (Blazewski et al. 2005; Padovani et al. 2007; Wagner 2007). Seventeen of these objects belong to the HBL Lac type of AGNs. They are radio-loud sources with the radio emission originating mainly in a core region and they are characterised by a high polarization at radio and optical wavelengths and a strong variability at all wavelengths. The spectral characteristics point to non-thermal emission processes that presumably take place in a narrow relativistic jet pointed at a small angle to the line of sight. The spectral energy-density distribution of these sources shows two smooth

broadband emission components: a first one that reaches a broad peak in the IR to X-ray region and a second one at GeV to TeV energies. Both emission components are clearly separated (see Fig. 3 of Ghisellini et al. 1996).

It is believed by many researchers that both components are generated by the same leptonic population (electrons and/or positrons) moving at relativistic speed in the jet (Blandford & Rees 1978), which creates the low-energy photons via incoherent synchrotron radiation and the high-energy gamma-rays via inverse-Compton scattering of soft photons. This common origin would explain the similarity of the two components (Ghisellini & Maraschi 1996); hence, a similar temporal evolution is expected for both components if this scenario is correct. Such time correlations were indeed observed by observations at X-ray

and TeV energies (Buckley et al. 1996; Catanese et al. 1997; Fossati et al. 2008), and they even extend to the optical and radio wavelengths (Katarzynski et al. 2003). This idea is further supported by the observed polarization at radio wavelengths (Piner & Edwards 2005). However, there are some exceptions to these clear correlations, such as the orphan TeV flares reported by Blazejowski et al. (2005) and Krawczynski et al. (2004). Unfortunately, measurements between 10 keV and 1 GeV that would allow us to further constrain this common origin have been scarce. Until now only few measurements between 10 keV and 1 GeV exist. COMPTEL has detected Mrk 421 in the 10–30 MeV range with 3.2σ (Collmar et al. 1999). EGRET, however, has detected this source many times above 100 MeV (Hartman et al. 1999).

Since the high-energy emission is not as well understood, many different models try to explain this emission component. In one scenario the low-energy synchrotron photons are boosted to high energies by the same electron population that creates the synchrotron photons (the synchrotron self-Compton (SSC) models, Königl 1981; Maraschi et al. 1999; Bloom & Marscher 1996). Although this process must be at work in all blazars and if the synchrotron-emission hypothesis is correct, it may not be the dominant one. In another model the seed photons for the inverse-Compton effect enter from outside the jet region, e.g. from the accretion disc or from clouds surrounding the jet (Dermer et al. 1992; Sikora et al. 1994). Apart from these lepton models, the so-called hadron models were proposed in which the high-energy γ -rays are produced by proton-initiated cascades (Mannheim 1993; Mücke & Protheroe 2000) and/or proto-synchrotron emission (Aharonian 2000; Mücke et al. 2003).

The homogeneous SSC model makes very definite predictions about the correlated behaviour of the high-energy end of both the synchrotron and SSC components: simultaneous variability of photons and well-defined correlated spectral changes in the medium/hard X-rays and TeV bands. But these models have problems with the bulk-Lorentz factor statistics (Henri & Saugé 2006) and it seems to be very important to measure a detailed variability pattern from X-rays up to TeV γ -rays. Several alternatives have been proposed, and each needs to be quantified in more detail. However, in general one can say that in the leptonic models synchrotron radiation is “primary” and inverse Compton radiation “secondary”, while for at least one hadronic model it is the opposite: the γ -rays are produced by the “primary” protons through cascades, while the X-rays have a synchrotron origin in the “primary” electrons. In this case the relation between the two components can be looser than for lepton models. Also, in this case the “cascade” spectra are quite soft (lots of soft γ -rays).

To investigate all these theoretical ideas and models, an INTEGRAL ToO proposal was submitted to observe the blazar Mrk 421 when it becomes active. Mrk 421 has a redshift of 0.031, and with a distance of about 125 Mpc (for $H_0 = 71$ km/(s Mpc)) is one of the closest and therefore brightest blazars. It hosts a supermassive black hole with a mass of $(2\text{--}8) \times 10^8 M_\odot$ in its centre (Barth et al. 2003; Falomo et al. 2002; Treves et al. 2003). At high energies, Mrk 421 has been detected in the 10–30 MeV range by COMPTEL with 3.2σ (Collmar et al. 1999) and many times above 100 MeV by EGRET (Hartman et al. 1999) and in the TeV range by Cherenkov telescopes (Kerrick et al. 1995; Aharonian et al. 1999; Sambruna et al. 2000; Krennrich et al. 2001; Aharonian et al. 2005; and Rebillot et al. 2006). In June 2006, Mrk 421 became active and our INTEGRAL proposal was activated. The proposal foresaw not only observations with the INTEGRAL

instruments but also observations with other telescopes at all wavelengths. Data at radio, optical, X-ray, and TeV wavelengths were taken.

However, the observations at TeV energies turned out to be sparse because the visibility period for the Cherenkov telescopes approached its end. It was thus impossible to investigate possible correlations or time lags between the synchrotron and inverse-Compton emission as we wished. We therefore had to concentrate our analysis mainly on the INTEGRAL data itself and on the multi-wavelength spectrum. Preliminary results of this analysis have been already published by Lichti et al. (2007).

2. Observations

In April 2006 the blazar Mrk 421 increased its intensity to a level >30 mCrab as measured by the all-sky monitor (ASM) of RXTE (the quiescent intensity fluctuates strongly around an average value of 10–15 mCrab). It remained at this level until September 2006. This triggered an INTEGRAL observation and correlated multiwavelength observations in the radio, optical, X-ray and TeV ranges. The details of the various observations are given in this section.

2.1. INTEGRAL observations

On June 14, 2006 (MJD 53900) at 09:53:16.8 h UT, an observation of this source was triggered with INTEGRAL. The observation lasted about nine days and ended on June 26, 2006 (MJD 53911) at 02:03:55.4 h UT. In total the source was observed for 829 ks with the instruments IBIS, JEM-X, and OMC in pointing mode (the spectrometer SPI was disabled because of annealing its Ge detectors).

The data of the three operating instruments were analysed with the INTEGRAL Off-line Scientific Analysis (OSA) software version 5.1 using the latest response matrices available for that software. The collected data were screened by computing the median count rate for each science window, and it was then compared with each of the other science windows and their distributions. Those science windows showing rates higher than 10 standard deviations from the median count rate were checked again. By this screening effort, three suspicious science windows were detected. A closer look revealed that these science windows belonged to times when INTEGRAL was close to the radiation belts and that the high counting rates were due to the trapped charged particles. After this screening process, 230 science windows remained and were considered for further analysis.

Mrk 421 was clearly detected by all three INTEGRAL instruments. In Fig. 1 IBIS/ISGRI, JEM-X, and OMC skymaps in galactic coordinates are shown. In all three maps the source is detected at a high significance level [by IBIS in the energy interval 20–40 keV with 160σ , by JEM-X in the energy interval 3–4.5 keV with 720σ , and by OMC (limiting magnitude ≈ 18) with $m_v \approx 12.87$]. It should be mentioned that in the field of view of IBIS another AGN, NGC 4151, was observed, which was detected in the energy intervals 20–50 keV, 50–100 keV, and 100–150 keV with 34.7σ , 15.1σ , and 5.4σ , respectively.

The magnitudes m of OMC were converted into differential flux values with the following formula (obtained from A. D. Garau of the OMC team)

$$S \left[\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{ s } \text{Å}} \right] = 3.64 \times 10^{-9} \times 10^{-0.4m} \quad (1)$$

$$\Delta S = 0.921 \cdot S \cdot \Delta m. \quad (2)$$

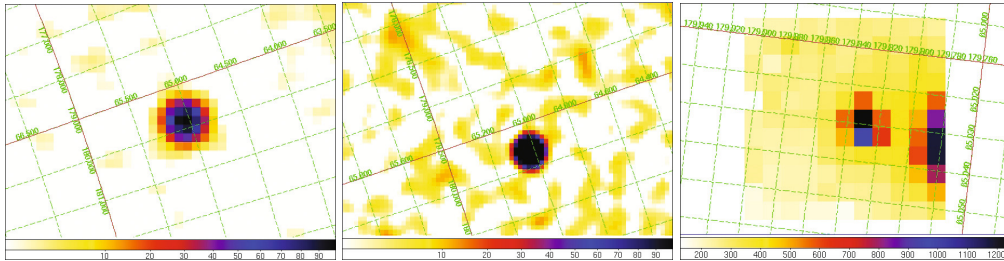


Fig. 1. IBIS/ISGRI, JEM-X, and OMC skymaps (from left to right) of the region around Mrk 421 for 20–40 and 3–4.5 keV and at visible wavelengths, respectively, in galactic coordinates. In the OMC map, the bright star 51 Uma ($V = 6$), which is clearly separated from Mrk 421 (distance ~ 2 arcmin), is seen at the edge of the field of view.

The calibration of (1) was obtained from the flux of a star with $m = 0$ at 5500 Å from Wamsteker (1981). The contribution of the host galaxy was estimated from the colour of a typical elliptical galaxy ($V - R = 0.6$) and its R -band flux of 16.5 mJy to be 9.5 mJy. This host-galaxy flux was taken into account when calculating the energy-density flux. A correction for a possible contribution from the bright ($V = 6$) close-by (~ 2 arcmin away) star 51 Uma (HR 4309) is not necessary because of the sharp point-spread function of the OMC, which drops practically to zero at a distance of 2 arcmin (attenuation factor $< 10^{-23}$).

Immediately after the beginning of the observation with INTEGRAL, the other observers participating in this multiwavelength campaign were alerted, and they commenced with their observations as allowed by the observational constraints.

2.2. VLBA observations

Following the notification of the INTEGRAL observations, a request to trigger our previously-approved target of opportunity VLBA observations was sent to NRAO on June 13, 2006. After preparation of the observing schedule, the project entered the queue for dynamical scheduling at the VLBA and actually got scheduled on June 25. The observations started at 17:00 UT on that day and lasted for 14 h, with scans alternated on six different frequency bands (2.3, 5.0, 8.4, 15.4, 22.2, and 43.2 GHz). The total observing time on each frequency band was roughly 1 h at 2.3, 5 and 8.4 GHz, 2 h at 15 GHz, 3 h at 22 GHz, and 6 h at 43 GHz. Additional scans on calibrator sources were also inserted into the schedule for proper amplitude and polarization calibration.

After correlation at the Array Operation Center in Socorro, the data were calibrated and corrected for residual delay and delay rate using the NRAO Astronomical Image Processing System (AIPS) and subsequently imaged using the Caltech VLBI imaging software DIFMAP. The flux density was then integrated over each image to produce the total flux densities used in the present study of the spectral energy distribution of Mrk 421. The values of the flux density derived so far in this way are 0.283 Jy at 5 GHz and 0.273 Jy at 8.4 GHz. Presentation of the VLBI images is deferred to a future paper, which will present and discuss the results of the VLBI data analysis in more details.

2.3. Observations with the Metsähovi radiotelescope

The 37 GHz observations were made with the 13.7 m diameter Metsähovi radio telescope, which is a radome-enclosed

paraboloid antenna situated in Finland (24 23'38"E, +60 13'05"). The measurements were made with a 1 GHz-band dual-beam receiver centred at 36.8 GHz. The HEMPT (high-electron mobility pseudomorphic transistor) front end operates at room temperature. The observations are ON–ON observations, alternating the source and the sky in each feed horn. A typical integration time to obtain one flux-density data point is 1200–1400 s. The detection limit of our telescope at 37 GHz is approximately 0.2 Jy under optimal conditions. Data points with a signal-to-noise ratio < 4 were handled as non-detections.

The flux-density scale was set by observations of the bright compact HII region DR 21. Sources 3C 84 and 3C 274 were used as secondary calibrators. A detailed description on the data reduction and analysis is given in Teräsraanta et al. (1998). The error estimate in the flux density includes the contribution from the measurement rms and the uncertainty of the absolute calibration.

The observations of Mrk 421 during the INTEGRAL campaign were made in varying weather conditions. The first measurements were non-detections, but shortly the flux level increased and several detections were achieved on days 53902 and 53903. The rest of the campaign was lost due to changeable weather and the end of the telescope time allocation.

The sparse radio data do not allow any conclusion by themselves. For the Metsähovi observations Mrk 421 stays basically on the verge of the detection limit and it never gets very bright. This is typical of the TeV blazars observed at Metsähovi. However, this kind of behaviour is different from other GeV-peaking gamma-ray blazars, and may reflect the different mechanism for the production of gamma rays in Mrk 421 and the other TeV blazars.

2.4. KVA observations

Mrk 421 was observed in the R -band (centred at 640 nm) with the 35 cm KVA telescope on La Palma, Canary Islands, during 8 nights on June 14–22, 2006. The camera employed was an SBIG ST-8 with a gain factor of 2.3 e⁻/ADU and read-out noise of 14 e⁻. Each night 4–10 exposures of 180 s were made. The images were processed in a standard way (bias subtraction, dark subtraction and flat-fielding) and the raw counts of Mrk 421 and stars 1–3 in Villata et al. (1998) were integrated within a 15 arcsec diameter aperture. The magnitude of Mrk 421 was determined by comparing its counts to star 1, for which $R = 14.04$ from Villata et al. (1998) was assumed. The use of differential mode effectively eliminates the influence of varying transparency due to clouds, etc., and accurate fluxes can even be

obtained under varying observing conditions. The flux of Mrk 421 was then computed from

$$F[\text{Jy}] = 3080.0 \times 10^{-0.4R}, \quad (3)$$

where R is the R -band magnitude (with an effective wavelength of 6400 Å). The normalization constant was taken from Table IV of Bessell (1979). The host galaxy flux with the 15 arcsec diameter aperture is 8.0 ± 0.5 mJy (Nilsson et al. 2007), and this flux was subtracted from the observed fluxes before proceeding with the analysis.

2.5. RXTE observations

The data of the all-sky monitor (ASM) of RXTE (for a description see Levine et al. 1996) monitors the X-ray sky more or less continuously in the energy range 1.5–12 keV. Its data are publicly available. The data for Mrk 421 were downloaded and the fifth lightcurve at the top of Fig. 2 was produced. The RXTE counting rates were translated into energy fluxes by using the Crab-nebula flux from Kirsch et al. (2005). These authors derived an energy flux of 2.2×10^{-8} erg/(cm² s) for the Crab for the energy interval 2–10 keV (i. e. the energy range of the ASM). This corresponds to an RXTE counting rate of 73 counts/s, so 1 RXTE count/s corresponds to 3×10^{-10} erg/(cm² s). With this value, the RXTE-counting rates were converted to energy fluxes.

2.6. Swift-XRT observations

The X-ray Telescope (XRT) instrument on the Swift Observatory (Burrows et al. 2005; Gehrels et al. 2004) is sensitive to X-rays in the 0.2–10 keV band. These data were reduced using the latest HEASOFT tools (version 6.1.0), including Swift software version 2.0 and the latest response (version 8) and ancillary response files (created using xrtmkarf) available in CALDB at the time of analysis. Data were screened with standard parameters, including the elimination of time periods when the CCD temperature was warmer than -48 °C. Only WT (windowed timing) mode data was used in this analysis due to the high rates of the active source, and only grades 0–2 were included. Since the count rate stayed below ≈ 100 c/s, the WT mode data is free of significant pile-up effects. These data were corrected for effects due to bad columns and bad pixels. Source and background regions were both chosen in a way that avoids overlap with serendipitous sources in the image. All analysis and fitting of XRT data was done in the 0.3 to 10 keV energy band. Due to the low hydrogen-column density towards Mrk 421 of 1.43×10^{20} cm⁻², the absorption is $<0.5\%$ and was neglected. Finally the measured counting rates were transformed into energy fluxes using the formula

$$F \left[\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{ s}} \right] = (4 \pm 2.5) \times 10^{-11} \cdot R_{\text{cts/s}}. \quad (4)$$

This conversion factor was calculated using a subset of these Swift-XRT Mrk 421 observations, which included both high- and low-state flux measurements. For each time period used, the rate was calculated using the analysis described above, and the spectral fits to these data allowed the flux to be calculated, thus resulting in a conversion factor. Since a single conversion factor was used, rather than many individual time-resolved spectral fits, the large error bars are required to represent the variation in this conversion factor due to spectral variability of the source.

2.7. Swift-BAT observations

The Burst-Alert Telescope (BAT, Barthelmy et al. 2005) on board the Swift satellite mission (Gehrels et al. 2004) is a coded-mask telescope sensitive to the 15–200 keV energy range. Thanks to the pointing strategy and to its wide field of view (FoV), BAT surveys $\sim 80\%$ of the sky every day. We thus looked in the archive for BAT observations that contained Mrk 421 in the FoV. We selected all observations included in the time-span June 12–26, 2006. The BAT data were processed using the HEASOFT 6.2 package and according to the recipes presented in http://swift.gsfc.nasa.gov/docs/swift/analysis/threads/bat_threads.html. Spectra and lightcurves were corrected for off-axis variation of the rates and residual background contamination as described in Ajello et al. (2008).

2.8. Whipple observations

The Whipple Telescope is located at the Fred Lawrence Whipple Observatory, at an elevation of 2300 m in Southern Arizona. It comprises a 10 m dish on which 248 mirrors are mounted. These mirrors reflect the Cherenkov light from extensive air showers onto a 379-element imaging camera at the focal plane of the telescope. The instrument is described in detail by Kildea et al. (2007).

The Mrk 421 data presented here were taken in “tracking” mode at large zenith angles on June 18, 19, and 21, 2006 (MJD 53904, 53905, and 53907). The observing scans were performed with the gamma-ray source at the centre of the field of view. No separate control data were taken. Rather, the background rate of gamma-ray-like events was estimated from the distribution of events passing all but the orientation image-selection cuts (Horan et al. 2002). The gamma-ray rates are calculated in units of the flux from large zenith-angle observations of the Crab Nebula, the standard candle in TeV astronomy, and are given in Table 1. They were converted into energy-flux values by integrating the Crab spectrum of Hillas et al. (1998) from the threshold energies of 0.6 and 0.9 TeV to infinity and using the resulting flux values as normalization for the time-averaged spectrum of Mrk 421 as given by Aharonian et al. (1999). Under the assumption that the spectral shape is constant this normalization was adapted to the measured flux values.

3. Results of the timing analysis

It is known that blazars are time variable on all different time scales. This is especially true for TeV blazars and thus also for Mrk 421. We have therefore investigated our data in this respect and compare the data collected at different energies with each other and search for possible correlations between them. The results of this exercise are presented in this section.

3.1. The Lightcurves

The lightcurves of the various observations are shown in Figs. 2 to 7. Whereas the sampling of the lightcurves of the three INTEGRAL instruments and the SWIFT-XRT telescope is ample, this is not the case for the other lightcurves. This makes the search for intensity correlations between the different wavebands difficult if not even impossible. Another fact is striking when one looks at the lightcurves. Although four strong flares are seen in the ISGRI lightcurve (and even more in the Swift-XRT lightcurve of Fig. 3), these flares are not visible at the

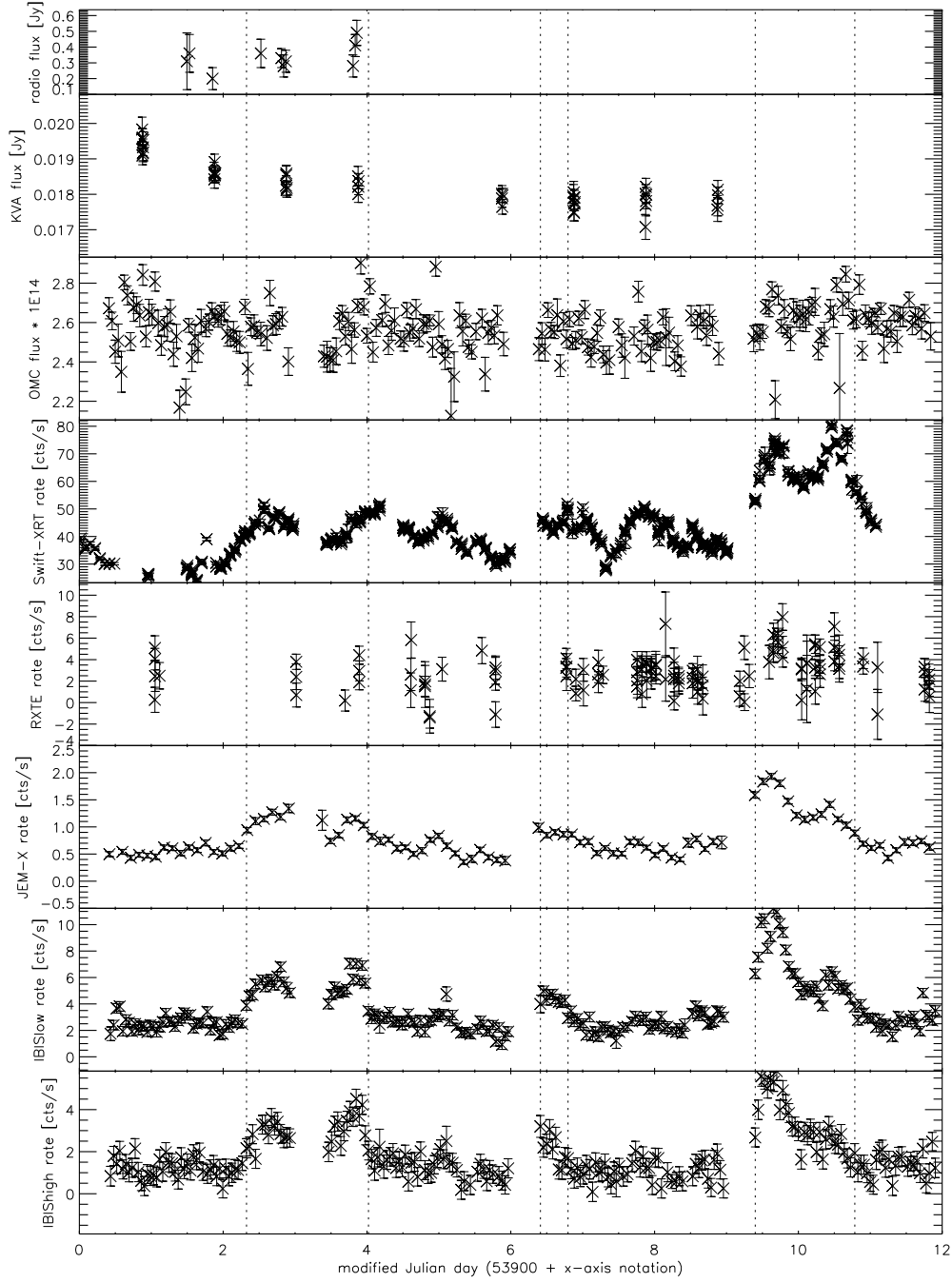


Fig. 2. All lightcurves for Mrk 421 at radio, optical, X-ray, and gamma-ray wavelengths. The data of the OMC (given in $\text{erg}/(\text{cm}^2 \text{ s } \text{\AA})$) and KVA telescopes were not extinction-corrected, since the extinction E_{B-V} in the direction of Mrk 421 is only 0.03. The time intervals for the active phases are indicated by the dotted lines.

Table 1. The measured TeV intensities (in Crab units) of Mrk 421 as measured by the Whipple observatory.

| MJD ^a | Flux value (Crab units) | Error of flux value | Energy density [erg/cm ² s] | Energy-den- sity error |
|------------------|----------------------------|------------------------|---|---------------------------|
| 53904.17 | 0.25 | 0.38 | 2.90×10^{-11} | 4.46×10^{-11} |
| 53905.17 | 1.63 | 0.42 | 1.89×10^{-10} | 6.31×10^{-11} |
| 53907.20 | 0.39 | 0.28 | 3.71×10^{-11} | 2.82×10^{-11} |

^a The integration time for each data point was 28 min. The centre of each time interval is given.

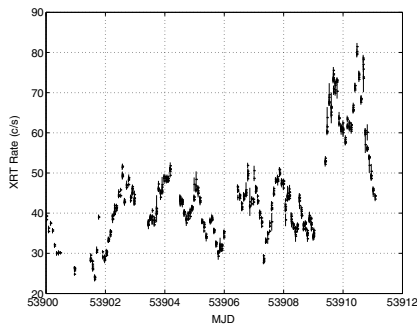


Fig. 3. Swift-XRT lightcurve in the energy interval 0.3–10 keV. The dotted lines give only the coordinates, not the intervals of the active phases as in Figs. 4 to 6.

other energies. An inspection of the X-ray lightcurves reveals the following:

- the strength and the shapes of the flares vary significantly;
- the shape of the flares is not symmetric (some flares show a sharp rise and a slow decay time, others a slow rise and a fast decay time);
- the duration of the flares is about 0.5 days;
- comparing Figs. 3 and 4 one can see that the energy spectrum of the flare around day 53910.5 is qualitatively softer than the spectrum of the other flares;
- from a linear fit to all the data, it becomes obvious that the total intensity is slightly increasing with time.

Especially interesting is that these flares are also not seen by the OMC. It is the common understanding that in blazars, if viewed under small angles, the optical thermal emission of the accretion disk and of the galaxy is outshined by the non-thermal beamed emission of the jet (Tavecchio 2005). Since both the X-rays and the optical photons are produced by the same population of relativistic electrons via synchrotron emission, one would expect similar (if not even identical) lightcurves, if this scenario is correct. For Mrk 421, this happened to be the case in 2001 when a flare showing variability in the visible band coincident with that at radio wavelengths and at TeV energies was observed (Katarzynski et al. 2003). That this is not observed in our data contradicts to this hypothesis and asks for an explanation. Possible explanations will be discussed in the last section.

From the radio, KVA, OMC, and RXTE lightcurves of Fig. 2, the average fluxes/magnitude/counting rates were calculated. The weighted means are given in Table 2. The ISGRI lightcurve of Fig. 5 was used to define by eye the times when the source was in quiescent and active states. Three time intervals were specified and their boundaries are given in Table 3.

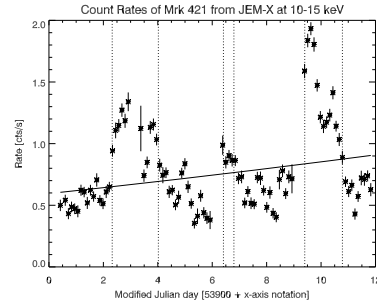


Fig. 4. JEM-X lightcurve in the energy interval 10–15 keV. The time intervals for the active phases are indicated by the dotted lines. A parabola was fitted to all counting rates to guide the eyes.

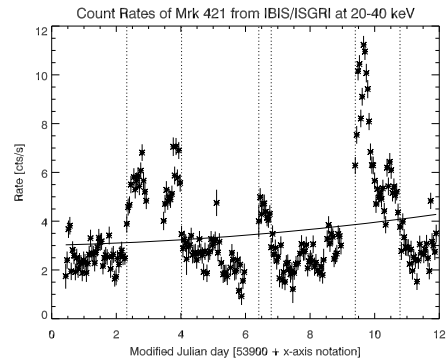


Fig. 5. IBIS/ISGRI lightcurve in the energy interval 20–40 keV. The time intervals for the active phases are indicated by the dotted lines. A parabola was fitted to all counting-rate values to guide the eyes.

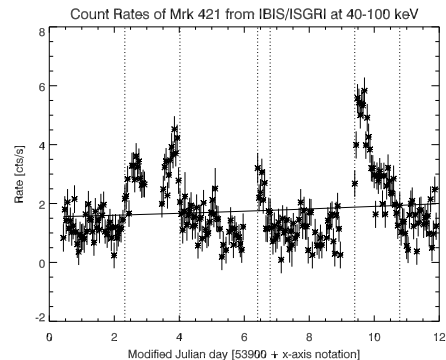


Fig. 6. IBIS/ISGRI lightcurve in the energy interval 40–100 keV. The time intervals for the active phases are indicated by the dotted lines. A parabola was fitted to all counting-rate values to guide the eyes.

3.2. Rise-time analysis

The rise-time scale gives information about the extension of the emission region. From observations at TeV energies it is known that Mrk 421 shows short-time variability with time scales of about one day and shorter (Aharonian et al. 2002, 2003). Doubling times with time scales of about one day or even

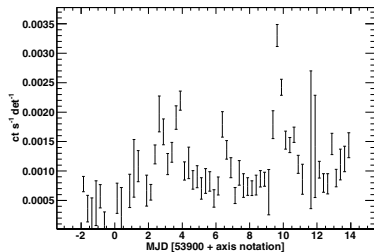


Fig. 7. Swift-BAT lightcurve in the energy interval 15–200 keV.

down to 15–20 min were also reported by Cortina & Schweizer (2002) and Krennrich et al. (2003). In May 1996 two fast flares were observed (Gaidos et al. 1996). The first one had an intensity 10 times higher than the one of the Crab nebula (the highest flux ever observed from this source at these energies) with a time scale of <1 day. The second one a week later had an unprecedented time scale of ~30 min indicating a very small emission region!

An inspection of the ISGR1 lightcurves reveals that the steepest ascent occurred in the third time interval. Fitting an exponential rise-time law of the form $a \cdot e^{\frac{t}{t_0}}$ to the data of the energy interval 40–100 keV one finds a value of 2.79 h for t_0 . In the energy interval 20–40 keV, the increase is somewhat slower (only 4.28 h). One can now calculate the size of the emission region with the formula

$$l \leq \frac{c \cdot t_0 \cdot \delta}{1+z} \quad (5)$$

with c the speed of light, δ the Doppler factor ($=12$; from Kino et al. 2002) and z the redshift. Inserting the value from above one means that the emission region must be <234 AU (the Schwarzschild radius of Mrk 421 is between 4 and 16 AU and the radius of the last stable orbit between 12 and 47 AU). From the shortest time scale measured at TeV energies an extension was derived of the emission region of ≤ 2.5 AU (Aharonian et al. 2002). From pure high-resolution radio-interferometric observations Charlot et al. (2006) derived an upper limit on the high-energy emission region of 0.1 pc (≈ 20000 AU). Thus a dependence of the size of the emission region on energy seems to exist: the higher the energy, the smaller the emission region!

3.3. Variability analysis

The fractional variability V (see appendix in Fossati et al. 2000, for the definition) was calculated for all lightcurves. The result is shown in Table 4. The same behaviour as already found by previous authors (e.g. Fossati et al. 2000; Sembay et al. 2002) is confirmed by our observations: the fractional variability increases with energy. This behaviour seems to be common in blazars (Ulrich et al. 1997). If we fit a power law to the data we get $V \propto E^{0.28}$. This is in good agreement with the laws found by Fossati et al. (2000) ($V \propto E^{0.25}$) and by Giebels et al. (2007) ($V \propto E^{0.24}$). This reflects that the higher energies are emitted from regions closer to the central black hole, which are smaller in extension than regions farther away. Since the emission from small regions can vary faster than the ones from larger regions the observed trend can be understood qualitatively.

Table 2. Weighted means of the fluxes/magnitude/counting rates in Fig. 2.

| Instrument | Average value | Error |
|------------|---|---------------------------------|
| radio | 0.33 Jy | 0.026 Jy |
| KVA | 1.83×10^{-2} Jy | 3×10^{-4} Jy |
| OMC | 2.579×10^{-14} erg/(cm ² s Å) | 0.007 erg/(cm ² s Å) |
| RXTE | 2.86 cts/s | 0.3 cts/s |

Table 3. Time boundaries in modified Julian Date (days:hours:minutes:seconds) for the active state.

| Interval number | Start time | End time |
|-----------------|----------------|----------------|
| 1 | 53902:07:47:23 | 53904:00:29:59 |
| 2 | 53906:09:53:24 | 53906:19:07:15 |
| 3 | 53909:09:36:14 | 53910:18:49:56 |

Table 4. The fractional variability measure V for the different lightcurves.

| Instrument | Low-energy bound [eV] | High-energy bound [eV] | V |
|------------|-----------------------|------------------------|-----------|
| Metsähovi | – | – | undefined |
| KVA | 1.85 | 2.04 | 0.0314 |
| OMC | 2.14 | 2.39 | 0.0393 |
| Swift-XRT | 300 | 10 000 | 0.266 |
| RXTE | 2000 | 10 000 | 0.4258 |
| JEM-X | 10 000 | 15 000 | 0.4266 |
| IBIS/ISGR1 | 20 000 | 40 000 | 0.5146 |
| IBIS/ISGR1 | 40 000 | 100 000 | 0.5723 |

3.4. Time-lag analysis

The time lag between the two ISGR1 lightcurves of the energy intervals 20–40 keV and 40–100 keV was calculated with the Z-transformed discrete-correlation function (ZDCF; Edelson & Krolik 1988; Tal 2007). The value of the ZDCF as a function of the time lag τ is shown in Fig. 8. Five maxima with ZDF values around 0.5 are seen, two at $\tau \approx \pm 3.4$ days, two at $\tau \approx \pm 7$ days, and one at $\tau \approx 0$ day. The shifts at ± 3.4 days and ± 7 days correspond to the time difference between the flares seen in Figs. 5 and 6 and thus do not reveal new information. Important, however, is the question whether the central peak has its maximum really at $\tau \approx 0$ days. To find this out, a Gaussian and a linear background were fitted to the data from $\tau = -1$ day to $\tau = +1$ day. The data can be described well with a Gaussian ($\chi^2_{\text{red}} = 0.114$). The fit to the data reveals that, with a significance of 1.8σ , the maximum is not at a time lag of zero, but at $\tau = (-40.8 \pm 23.3)$ min. The negative sign indicates that the variations at lower energies lag behind those at the high energies.

The same time-lag analysis was performed for the IBIS (20–40 keV) / JEM-X (10–15 keV) and the JEM-X (10–15 keV) / Swift-XRT (0.3–10 keV) lightcurves. In the first case the time lag is consistent with a lag of zero minutes (actually -4.25 ± 30.4 min), and in the second case the time lag is positive and has a value of (102.6 ± 59) min. Similar time lags (35–47 min) were found by Fossati et al. (2000) for the energy ranges 0.1–1.5 keV and 3.5–10 keV using BeppoSAX data and by Takahashi et al. (1996) as a function of energy for the energy range 0.5–7.5 keV using ASCA data. Especially Takahashi et al. (1996) found that the time lags decrease with increasing energy, consistent with our results. But their time lags were all negative, while we also find positive timelags. Positive time lags were also measured by Ravasio et al. (2004) and by

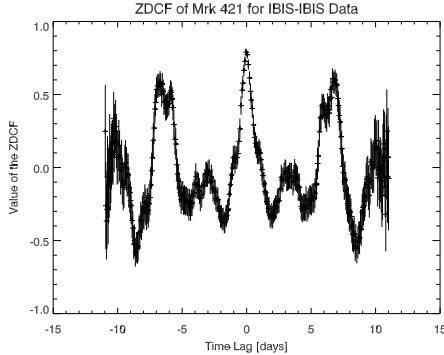


Fig. 8. The Z-discrete correlation function of the IBIS data.

Brinkmann et al. (2005) in the energy range 0.6–10 keV using XMM data. But the statistical significance of our time lags is marginal, so one can question their reality. The importance of this question and the ample number of lightcurves at different energies measured during our multiwavelength campaign would deserve a more detailed analysis, which is, however, not the scope of this paper.

The time lags must be produced by energy-dependent mechanisms, for instance, particle cooling, and acceleration. The higher-energy particles cool faster and accelerate slower than the lower-energy particles, therefore the negative timelag can be used to estimate the magnetic-field strength from the measured negative time lag. The theory of this process was developed by Kazanas et al. 1998. Based on the results of this theory Chiapetti et al. (1999) derived the Eq. (6) which provides an estimate of the magnetic field B :

$$B = 300 \cdot \left(\frac{1+z}{\nu_1 \cdot \delta} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \left(\frac{1 - \sqrt{\nu_1/\nu_0}}{\tau} \right)^{\frac{2}{3}} \approx \left(\frac{300^3}{\nu_1 \cdot \delta} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \tau^{-\frac{2}{3}} \quad (6)$$

where δ is the Doppler factor, z the redshift, and ν_0 and ν_1 are the frequencies of the corresponding energy intervals (in units of 10^{17} Hz) at which the time lag τ (τ in s) has been measured.

For determining the frequencies ν_0 and ν_1 the mean energy for the energy intervals given above were calculated using the power laws derived from the fit to the data (see Tables 5 and 6). Inserting those, together with the other parameters from above, one gets a magnetic-field strength of (0.08 ± 0.03) G. Similar values (0.12 G) were found by Kino et al. (2002) using the observables of Mrk 421 from Kataoka (2000), by Konopelko et al. (2003) (0.1 G) and by Giebels et al. (2007) (~ 0.1 G).

But the value of the Doppler factor is highly uncertain. Rebillot et al. (2006) investigated two models with $\delta = 50$ and 1000 (in their model a higher Doppler factor corresponds to a smaller emission region). If we adopt these values, we find values of (0.06 ± 0.02) G and (0.02 ± 0.007) G, respectively, for the magnetic-field strength B . Values of the Doppler factor between 50 and 100 seem to be suggested by the data (see Krawczynski et al. 2001; and Mastichiadis & Kirk 1997). However, such large Doppler factors are not observed with VLBI observations (e.g. Piner & Edwards 2005), so this might indicate a velocity structure in the jet (Georganopoulos & Kazanas 2003; Ghisellini et al. 2005).

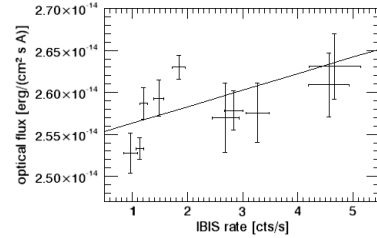


Fig. 9. Intensity correlation between OMC and IBIS data. The count-rate range of the ISGRI count rates was split into arbitrarily-chosen intervals given by the error bars.

3.5. Correlation analysis

We investigated whether the X-ray data of ISGRI correlate with the optical data of OMC. For this, investigation time intervals were specified during which the background-subtracted ISGRI count rates of Mrk 421 were lying in well-defined, but arbitrarily-chosen count-rate intervals. The average ISGRI count rates and the average optical fluxes of OMC were calculated for these time intervals. The result of this correlation analysis is shown in Fig. 9. Although the scatter of the results is quite large, a slight increase in the optical flux with increasing ISGRI count rate is detected. If one fits a straight line to the data, this dependence becomes more evident. The functional dependence of the OMC flux on the ISGRI rate is

$$F_{\text{OMC}} = 2.5 \times 10^{-14} + 1.96 \times 10^{-16} \cdot R_{\text{IBIS}}. \quad (7)$$

4. Results of spectral analysis

The results of a spectral analysis of the data of Mrk 421 at X-rays are presented in this section. First, we investigated how the energy spectrum evolves when going from the quiescent into the active state. Secondly, we calculated hardness ratios and looked for possible correlations. And third, we combined all data across the frequency range and constructed an energy-density spectrum νF_ν .

4.1. Spectral fits

The data from JEM-X and IBIS were collected for the quiescent and active states according to the times given in Table 3. Then different spectral models were fitted to the quiescent and active fluxes using the functions available in XSPEC11. Since ISGRI and JEM-X were excellently cross-calibrated by the two responsible teams, no cross-calibration factor had to be applied. The results of this fitting exercise are given in Tables 5 and 6. In addition, a spectrum with a log-parabolic function was fitted to the data (see Massaro et al. 2004). The results of these fits are shown in Table 7.

It turned out that a broken power law of the form

$$F(E) = A \cdot \left(\frac{E}{1 \text{ keV}} \right)^{-\alpha} \text{ for } E \leq E_b \quad (8)$$

$$F(E) = A \cdot E_b^{\beta-\alpha} \cdot \left(\frac{E}{1 \text{ keV}} \right)^{-\beta} \text{ for } E > E_b \quad (9)$$

(with A the normalization constant and with α and β the low- and high-energy spectral indices, respectively) gave the best fit result in both cases. (The joint power law gave an equally good fit, but

Table 5. Model fits to the JEM-X and ISGRI data of the quiescent state. The reference energy is 1 keV.

| Model ^a | χ^2_{red} | normalization constant [keV ⁻¹ cm ⁻² s ⁻¹] | α^b | β^c | E_b [keV] ^d |
|----------------------------|-----------------------|--|----------------------|------------------|--------------------------|
| power law (PL) | 2.17 | (0.378 ± 0.004) | 2.318 ± 0.006 | – | – |
| joint PL | 1.85 | (9.3 ± 3) · 10 ⁻⁶ | 2.298 ± 0.007 | 6.5 ± 1.0 | 149 ± 11 |
| broken PL | 1.83 | (0.365 ± 0.005) | 2.300 ± 0.006 | 3.0 ± 0.2 | 45 ± 4 |
| Band model | 2.2 | (2.8 ± 5) · 10 ⁻⁵ | 2.0 ± 0.2 | 2.32 ± 0.01 | 13 ± 2 |
| PL with exponential cutoff | 2.17 | (0.355 ± 0.006) | 2.27 ± 0.01 | – | 311 ± 77 |

^a The definitions of the mathematical forms of the used functions are contained in the XSPEC11 manual [with the exception of the joint PL which has the form $(\frac{E}{E_b})^{-\alpha} / (1 + (\frac{E}{E_b})^{\beta-\alpha})$].

^b α is the spectral index at energies below E_b .

^c β is the spectral index at energies above E_b .

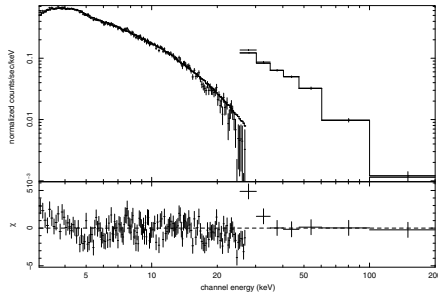
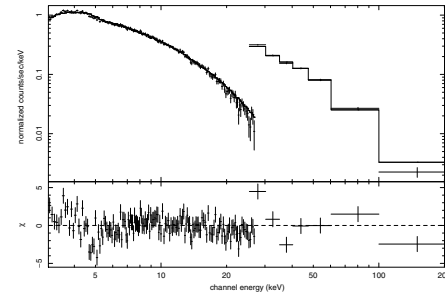
^d E_b is the break energy.

Table 6. Model fits to the JEM-X and ISGRI data of the active state. The reference energy is 1 keV. The parameters and functions have similar meaning to the one in Table 5.

| Model | χ^2_{red} | normalization constant [keV ⁻¹ cm ⁻² s ⁻¹] | α | β | E_b [keV] |
|----------------------------|-----------------------|--|--------------------|--------------------|---------------|
| power law (PL) | 3.67 | (0.530 ± 0.005) | 2.164 ± 0.004 | – | – |
| joint PL | 1.85 | (9.9 ± 3) × 10 ⁻⁶ | 2.298 ± 0.007 | 6.65 ± 1.1 | 145 ± 10 |
| broken PL | 1.89 | (0.490 ± 0.005) | 2.12 ± 0.05 | 2.90 ± 0.08 | 41 ± 2 |
| Band model | 3.85 | (9 ± 7) × 10 ⁻⁵ | 1.81 ± 0.09 | 2.20 ± 0.02 | 23 ± 3 |
| PL with exponential cutoff | 2.36 | (0.530 ± 0.005) | 2.04 ± 0.01 | – | 132.0 ± 0.3 |

Table 7. Results of fits to the JEM-X and ISGRI data with a log-parabolic function [$=K \cdot (E/E_1)^{-a-b \cdot \log(E/E_1)}$] for both states for a reference energy of $E_1 = 40$ keV.

| State of source | χ^2_{red} | Normalization constant [keV ⁻¹ cm ⁻² s ⁻¹] | a | b |
|-----------------|-----------------------|--|-------------|--------------------------------|
| quiescent | 2.23 | (7.21 ± 0.2) × 10 ⁻⁵ | 2.35 ± 0.02 | (1.1 ± 0.6) × 10 ⁻² |
| active | 2.91 | (1.77 ± 0.03) × 10 ⁻⁴ | 2.28 ± 0.01 | (5.0 ± 0.5) × 10 ⁻² |

**Fig. 10.** Result of the fit of a broken power law to the JEM-X and ISGRI data in the quiescent state. The top panel shows the spectral data with the fit function, the bottom panel the residuals of the fit.**Fig. 11.** Result of the fit of a broken power law to the JEM-X and ISGRI data in the active state. The top panel shows the spectral data with the fit function, the bottom panel shows the residuals of the fit.

it leads to an unrealistic high value of 6.5 for the high-energy power-law index β and was therefore discarded.)

The results of the fits for the quiescent and active states are shown in Figs. 10 and 11, respectively. With a reduced χ^2 value of ~ 1.9 , the fits are not excellent, but reasonable. The reason for the imperfect fit is that the fluxes of JEM-X and ISGRI in the overlapping energy intervals differ as is seen from the residuals. The results of the spectral analysis can be summarised as follows:

- a broken power law fits the data best in both cases (quiescent and active);
- the break energy E_b has a value of ~ 43 keV;

- the index α is larger than 2;
- the spectral parameters do not change significantly with the state (although a slight spectral hardening of the low-energy index α is observed).

The third point indicates that we have only measured the declining part of the X-ray spectrum and can therefore not determine the maximum or minimum of the energy-density spectrum νF_ν . We can only say that the maximum is below the low-energy limit of JEM-X of 3 keV. It should be noted here that peak values up to 5.5 keV were measured with BeppoSAX (Massaro et al. 2004). The spectrum also falls off continuously to the upper

Table 8. Results of fits to the Swift-BAT data with a simple power law for both states for a reference energy of 1 keV.

| State of source | χ^2_{red} | Normalization constant [keV ⁻¹ cm ⁻² s ⁻¹] | α |
|-----------------|-----------------------|---|-----------------|
| quiescent | 0.681 | 0.53 ± 0.2 | 2.46 ± 0.11 |
| active | 1.42 | 1.3 ± 0.4 | 2.49 ± 0.14 |

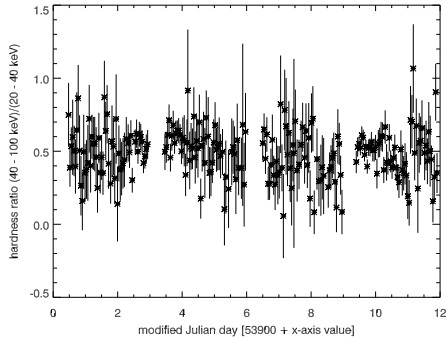


Fig. 12. Hardness ratio H/L as a function of time for the IBIS/ISGRI data.

energy limit of 200 keV, so a possible minimum of the νF_ν spectrum must lie at an energy greater than 200 keV.

The data from Swift-BAT were also spectrally analysed for the quiescent and the active state. They could be best fit with a simple power law. The results are summarised in Table 8. Within the errors, the spectral indices are identical for the quiescent and active states. This is consistent with the results of the data of Tables 5 and 6 for the joint power law where the spectral index also does not change with intensity. However, the spectral index obtained from the Swift-BAT data is with ~ 2.5 somewhat larger than the one obtained from the JEM-X and IBIS/ISGRI data (~ 2.3) but consistent with our result within 3σ .

The intensity of the Swift-BAT data between the quiescent and active states changes by a factor of 2.45 ± 1.2 . This is a bit higher than the values derived from the results of Tables 5 and 6 but still compatible within the error.

4.2. X-ray luminosity

By integrating the broken power-law spectrum over the energies 3–200 keV and multiplying with the surface of a sphere one obtains the isotropic X-ray luminosity in this energy range. Using the parameters of Tables 5 and 6 one finds luminosities of 1.75×10^{45} erg/s and 3.73×10^{45} erg/s for the quiet and active states, respectively. This is much lower than the Eddington limit, which is in the range of $(2.4\text{--}9.6) \times 10^{46}$ erg/s. But it should be noted that the emission is actually beamed and that the luminosity is thus lower than given above.

4.3. Hardness ratios

We calculated the hardness ratio (HR) of the two IBIS/ISGRI energy bands 20–40 keV (*L*-band) and 40–100 keV (*H*-band) $\text{HR} = H\text{-band rate} / L\text{-band rate}$. It is plotted in Fig. 12 as a function of the time and in Figs. 13 and 14 as functions of the *L*-band and the *H*-band intensities. The hardness ratio in Fig. 12 is fairly constant in time and does not follow the lightcurves of

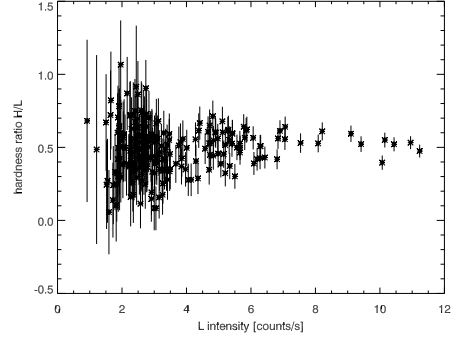


Fig. 13. Hardness ratio H/L as a function of the *L*-band (20–40 keV) intensity for the IBIS/ISGRI data.

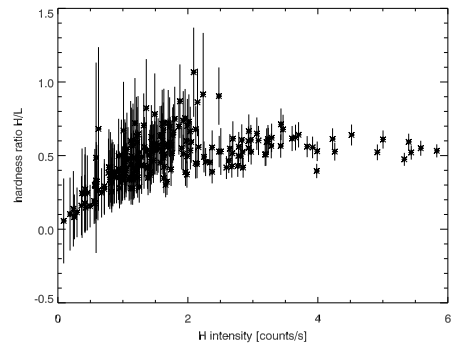


Fig. 14. Hardness ratio H/L as a function of the *H*-band (40–100 keV) intensity for the IBIS/ISGRI data.

Figs. 5 and 6, so we do not observe an evolution in the hardness ratio with intensity. When inspecting Figs. 13, 14, one notes a remarkable difference: whereas no correlation is obvious when one plots the ratios as a function of the *L*-band count rate (Fig. 13), a correlation for intensities up to ~ 2 counts/s seems to be present when the plot is done as a function of the *H*-band count rate (Fig. 14). But this might be because there are no events with < 1 counts/s in Fig. 13.

In Fig. 15 the hardness ratio is shown for two energy bands [(1–10 keV)/(0.3–1 keV)] of the Swift-XRT. A comparison with the lightcurve of Fig. 3 shows that the hardness ratio follows the lightcurve closely. This means that we have observed an intensity-hardness-ratio correlation; i.e., the brighter the source the harder the spectrum. But this is obviously not valid at all times. The last peak in Fig. 3 (at MJD ≈ 53910.5) is only marginally visible in Fig. 15. One would expect a hardness ratio of ~ 2 (similar to the hardness ratio observed at MJD ≈ 53909.5), but actually it is only about 1.5. This means that the emission process must have changed significantly on a time scale of < 1 day. We obviously observed a clear hard-to-soft evolution.

The overall hardness-ratio correlation is also visible when one plots the Swift-XRT hardness ratio as a function of the Swift-XRT count rate as in Fig. 16. Although the positive correlation with the rate is not striking it is clearly recognisable. The large scatter around this correlation is probably due to a short-time scale and overlapping variability.

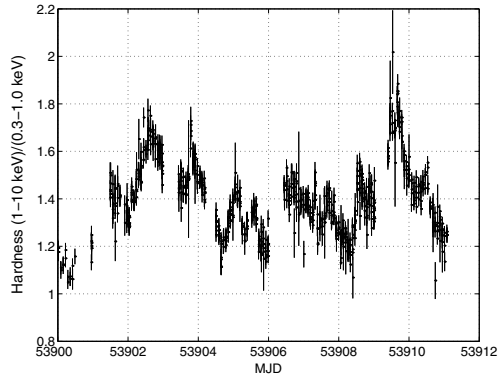


Fig. 15. Hardness ratio of the Swift-XRT data as a function of the time.

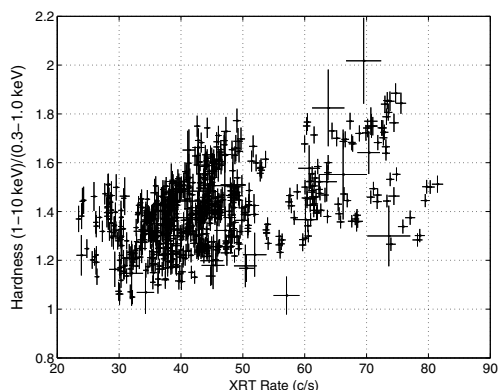


Fig. 16. Hardness ratio of the Swift-XRT data as a function of the XRT intensity.

4.4. Multiwavelength spectrum νF_ν

The data from all observations (with the exception of the JEM-X and ISGRI data) were averaged over the observation time span, corrected for extinction at optical wavelengths using the extinction value $E_{B-V} = 0.03$ of Burstein & Heiles (1982) and the formalism of Seaton (1979), converted to the same unit [$\text{erg}/(\text{cm}^2 \text{ s})$], and then plotted in an energy-density spectrum (νF_ν spectrum). This multiwavelength spectrum is shown in Fig. 17. Unfortunately the number of data points is sparse, especially at energies above ~ 500 keV where only two data points (measured at different times) at TeV energies exist. It should also be noted that the data used to create the average high state and low state SED data points shown in Fig. 17 were extracted from the same time windows for all instruments; however, the data are not strictly simultaneous. Due to this non-simultaneous data, it is possible that small time-scale flaring could cause a systematic offset of the SED from one energy band to another. This could explain the discrepancy between the Swift-XRT data and the JEM-X and IBIS data.

The data are compared with the theoretical models of Maraschi et al. (1999), Kino et al. (2002) and Blazejowski et al. (2005). The models of Maraschi et al. (1999) and Blazejowski et al. (2005) were adjusted to the flux measured by IBIS in the quiescent state by applying a factor of 3.2. Both models predict

the actual flux measured by Whipple at TeV energies quite well, but seem to fail to fit the optical data and the radio flux. On the other hand, the model of Kino et al. (2002) fits the radio data quite well, but has problems fitting the X-ray and TeV data, together with the radio data. It is remarkable that the JEM-X spectrum is flatter than predicted by the models, even though their shape differs significantly. The three models also do not predict the break at an energy of 43 keV.

The best agreement between data and models is found for the model of Blazejowski et al. (2005). However, it should be noted here that the models were fitted to data measured at different times, so it is not surprising that they do not fit our data well. In contrast, they show that not only the intensity, but also the spectral shape of Mrk 421 is extremely variable.

4.5. Model fits

We also tried to fit a theoretical emission model to the data of the energy-density spectrum of Fig. 17. The model curves fitting the data shown in Fig. 18 best were obtained using a one-zone synchrotron self-Compton model (SSC) including the full Klein-Nishina cross section for inverse Compton scattering (Jones et al. 1968; Blumenthal et al. 1970). The model assumes a spherical blob with constant injection of non-thermal electrons and a constant escape rate for electrons and photons. The model details are described in Rüger et al. (2007).

In this calculation the electron distribution is assumed to be constant (stationary) and is represented by a smoothed broken power law combined with an exponential cut-off as given in Tavecchio et al. (2001):

$$N(\gamma) = K\gamma^{-s_1} \left(1 + \frac{\gamma}{\gamma_b}\right)^{s_1-s_2} \exp\left(-\frac{\gamma}{\gamma_{\text{max}}}\right) \quad (10)$$

with the differential electron number density N , Lorentz factor γ , break energy $E_b = \gamma_b mc^2$, spectral indices s_1 and s_2 , normalization factor K , and cut-off energy γ_{max} . This phenomenological Ansatz for the spectrum is justified by self-consistent simulations (see Rüger et al. 2007).

With this electron distribution, the radiative transfer equation was solved numerically in the comoving frame and the observed spectrum obtained by applying the beaming effect using the Doppler-factor δ . Specifically, the transformation for the intensity is

$$I_{\nu, \text{beamed}} = \delta^3 I_{\nu, \text{comovingframe}}. \quad (11)$$

In addition, one can show that, for dominating synchrotron losses, the second spectral index can be rewritten as $s_2 = s_1 + 1$, so one less parameter has to be determined. A first estimation of the parameter set is obtained by using the equations given in Kataoka et al. (2000). Small variations lead to the best-fit parameter set presented in Table 9.

From this table one can see that both parameter sets differ only in the break energy γ_b and the cut-off energy γ_{max} . The latter energy represents the efficiency of the acceleration mechanism. Since γ_b results from the emerging balance between cooling and acceleration of the electrons, a more efficient acceleration mechanism leads to both a higher γ_{max} and a higher γ_b . Therefore we conclude that the variability of the emission can be due to varying efficiency of the acceleration.

It should be noted, however, that a change in the spectrum of the injected electrons without changing the environmental parameters like the magnetic fields and/or the Doppler factor is difficult to understand. But the acceleration of particles can be

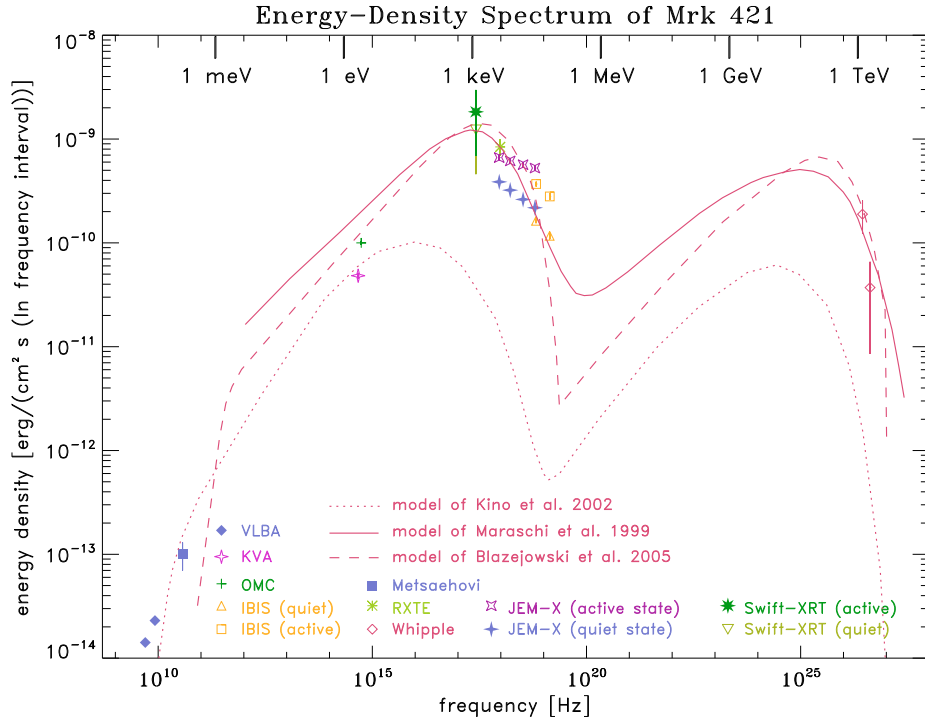


Fig. 17. The measured energy-density spectrum of Mrk 421 is compared with the three theoretical models of Maraschi et al. (1999), Kino et al. (2002), and Blazejowski et al. (2005). Please note that the data and the three models represent the source in different states and therefore reflect its spectral variability.

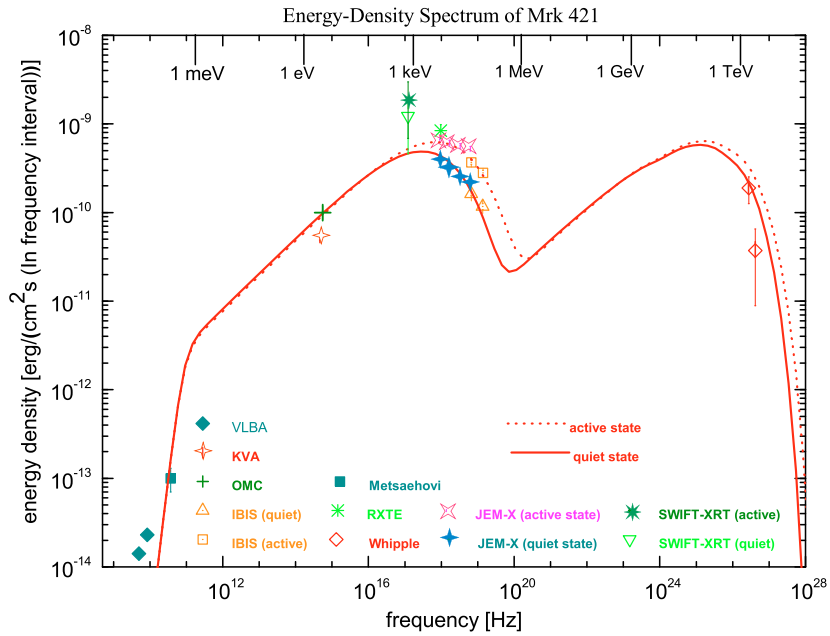


Fig. 18. The result of the model fits to the measured energy-density spectrum of Mrk 421.

Table 9. Best-fit parameters for high-state and low-state intensity when a one-zone synchrotron self-Compton model is fit to the spectrum.

| Parameter | High-state | Low-state |
|-------------------------|-------------------|-------------------|
| γ_b | 4×10^5 | 3×10^5 |
| γ_{\max} | 1.2×10^6 | 7×10^5 |
| s_1 | 2.2 | 2.2 |
| s_2 | 3.2 | 3.2 |
| B [G] | 0.1 | 0.1 |
| K [cm ⁻³] | 1.6×10^4 | 1.6×10^4 |
| δ | 15 | 15 |

influenced without changing the environmental parameters by taking turbulence into account which can have a dramatic influence on the particle acceleration: on the one hand, enhanced turbulence can change the spectral indices (Vainio & Schlickeiser 1998; and Vainio & Spanier 2005), and on the other, the decay length of turbulence can change the maximum energy (Vainio & Schlickeiser 1998; and Vainio & Spanier 2005). However these effects are not covered in our model, just like the geometry of the shock and the shock thickness.

The fit presented here is not unique (see discussion in Tavecchio et al. 1998) and the observed change in spectral energy distribution can also be modelled by slightly varying the magnetic field strength and Doppler factor. The changes in these parameters would lead to a change in the electron spectrum, and such detailed modelling is beyond the scope of this paper. The Doppler factor and magnetic-field strength modelled here are similar to those derived for other TeV-emitting blazars. However, very long baseline interferometric observations show that such high Doppler factors would require very extreme assumptions for the viewing angle (0.015 degrees) and the Lorentz factor (25) (Piner & Edwards 2005). Therefore adopting models where the jet has a velocity structure (Georganopoulos & Kazanas 2003; Ghisellini et al. 2005) might be more feasible, but such modelling is beyond the scope of the paper.

5. Discussion and conclusions

The blazar Mrk 421 underwent an active phase in May/June 2006. INTEGRAL was therefore reoriented to observe this source for 12 days with the instruments OMC, JEM-X, and IBIS. Simultaneously the source was also observed by the Metsähovi and VLBA radiotelescopes, by the KVA telescope in the optical waveband, by RXTE and SWIFT at X-rays, and by Whipple at TeV energies. In X-rays, several strong flares were observed not seen at lower energies. Unfortunately the data at TeV energies are too sparse to allow such a conclusion for the high energies. In this context it is especially striking that the flares are not visible in the optical lightcurves, since it is thought that the X-rays and optical photons are produced by the same electron population via synchrotron emission. One would therefore expect similar lightcurves; but when fitting a theoretical one-zone synchrotron self-Compton model to the data, it is found that flares seen in X-rays may not necessarily be visible at lower frequencies.

However, other possibilities also exist for explaining the observed behaviour, rather than varying the efficiency of the acceleration. For example, it could be that the optical photons originate in larger emission regions and that the flares are thus occurring on longer time scales and are therefore smeared out. It could also be that the intensity fluctuations seen in X-ray are damped in the optical band. This view could be supported by the

observed intensity correlation between OMC and IBIS in Fig. 9. Whereas the IBIS rate varies by a factor of ~ 5 , the variation in the optical flux is only a few percent, so the high variations seen in X-rays are strongly damped in the optical range, hence barely visible. This could be achieved, for example, if the optical photons were obscured by some intervening clouds of matter that are transparent for the X-rays but not for the optical photons.

The spectral analysis of the JEM-X and IBIS/ISGRI data gave a surprising result: the spectral index α of the power law for the two states does not change much (from 2.12 to 2.3) at energies below 40 keV, although the intensity changes by factors up to 5. In the energy range 2–10 keV, Takahashi et al. (1996) found a clockwise evolution of the spectral index as a function of the intensity. But in their case the range of the change of the spectral index is nearly the same as reported by us (from 2.3 to 2.52), although the intensity only changes by a factor of 2. This shows that the observed slight hardening occurs predominantly at low intensities. This “saturation effect” is clearly seen in Fig. 14.

Another remarkable result is that the hardness ratio of the Swift-XRT data is strongly varying with intensity (see Fig. 15), whereas the hardness ratio of the IBIS/ISGRI data is more or less constant (see Fig. 12). This again shows that there is a conspicuous difference in the emission processes of the low- and high-energy X-rays. At energies < 10 keV, the spectrum becomes harder with increasing intensity. This is not the case for X-rays with energies > 20 keV. In the standard model in which the X-rays are produced by synchrotron radiation from the same electron population, this different behaviour is difficult to explain.

The picture becomes even more complex when one compares the lightcurves of Figs. 3 to 6. The two flares at the end of the observation interval (around MJD 53910) show a noticeable spectral difference: the first peak is much harder than the second one! If one assumes that each flare is produced by a relativistically-moving blob of electrons, the physical characteristics of each electron population and their environment (i.e. magnetic fields etc.) must be different, so the picture of jet emission is very complex and the extraction of the relevant information from the data requires a detailed and profound modelling of the emission processes.

Acknowledgements. We thank Tal Alexander for providing his program for the calculation of the ZDCF and for making his paper about this program available to us prior to publication. We also express our gratitude to Albert Domingo Garau who assisted us in analysing the OMC data correctly. A. Falcone and D. Morris acknowledge support from NASA contract NAS5-00136. Part of this work was supported by the “Ministerium für Bildung und Forschung” via the DLR under the grant 50.0G.9503.0. The Metsähovi team acknowledges the support from the Academy of Finland. The Very Long Baseline Array (VLBA) is a facility of the The National Radio-Astronomy Observatory (NRAO), which is operated by Associated Universities, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation. We also thank an anonymous referee for her/his useful and valuable comments.

References

- Aharonian, F. A. 2000, *New Astron.*, 5, 377
- Aharonian, F. A., Akhperjanian, A. G., Andronache, M., et al. 1999, *A&A*, 350, 757
- Aharonian, F. A., Akhperjanian, A., Beilicke, M., et al. 2002, *A&A*, 393, 89
- Aharonian, F. A., Akhperjanian, A., Beilicke, M., et al. 2003, *A&A*, 410, 813
- Aharonian, F. A., Akhperjanian, A. G., Aye, K.-M., et al. 2005, *A&A*, 437, 95
- Ajello, M., Greiner, J., Kanbach, G., et al. 2008, *ApJ*, 678, 102
- Barth, A. J., Ho, L. C., & Sargent, W. L. W. 2003, *ApJ*, 583, 134
- Barthelmy, S. D., Barbier, L. M., Cummings, J. R., et al. 2005, *SSRv*, 120, 143
- Bessell, M. S. 1979, *PASP*, 91, 589

- Blandford, R. D., & Rees, M. J. 1978, in *Pittsburgh Conference on BL Lac Objects*, ed. A. M. Wolfe, 328
- Blazejowski, M., Blaylock, G., Bond, I. H., et al. 2005, *ApJ*, 630, 130
- Bloom, S. D., & Marscher, A. P. 1996, *ApJ*, 630, 130
- Blumenthal, G. R., & Gould, R. J. 1970, *Rev. Mod. Phys.*, 42, 237
- Brinkmann, W., Papadakis, I. E., Raeth, C., et al. 2005, *A&A*, 443, 397
- Buckley, J. H., Akerlof, C. W., Biller, S., et al. 1996, *ApJ*, 472, L9
- Burrows, D. N., Hill, J. E., Nousek, J. A., et al. 2005a, *Space Sci. Rev.*, 120, 165
- Burstein, D., & Heiles, C. 1982, *AJ*, 87, 1165
- Catanese, M., Bradbury, S. M., Breslin, A. C., et al. 1997, *ApJ*, 487, L143
- Charlot, P., Gabuzda, D. C., Sol, H., et al. 2006, *A&A*, 457, 455
- Chiapetti, L., Maraschi, L., Tavecchio, F., et al. 1999, *ApJ*, 521, 552
- Collmar, W., et al. 1999, *Proc. of the 26th Int. Cosmic-Ray Conf.*, 3, 374
- Cortina, J., et al. 2002, *Proc. of the workshop, The Universe Viewed in Gamma Rays*, *Frontier Science Ser.*, 39, 261
- Dermer, C. D., et al. 1992, *ApJ*, 630, 130
- Edelson, R. A., & Krolik, J. H. 1988, *ApJ*, 333, 646
- Falomo, R., Kotilainen, J. K., Treves, A., et al. 2002, *ApJ*, 569, L35
- Fossati, G., Celotti, A., Chiaberge, M., et al. 2000, *ApJ*, 541, 153
- Fossati, G., Buckley, J. H., Bond, I. H., et al. 2008, *ApJ*, 677, 906
- Gaidos, J. A., Akerlof, C. W., Biller, S. D., et al. 1996, *Nature*, 383, 319
- Gehrels, N., Chincarini, G., Giommi, P., et al. 2004, *ApJ*, 611, 1005
- Georganopoulos, M., & Kazanas, D. 2003, *ApJ*, 594, L27
- Ghisellini, G., & Maraschi, L. 1996, *ASP Conf. Ser.*, 110, 436
- Ghisellini, G., Maraschi, L., & Dondi, L. 1996, *A&AS*, 120, 503
- Ghisellini, G., Tavecchio, F., & Chiaberge, M. 2005, *A&A*, 432, 401
- Giebels, B., Dubus, G., & Khe' lifi, B. 2007, *A&A*, 462, 29
- Hartman, R. C., Bertsch, D. L., Bloom, S. D., et al. 1999, *ApJS*, 123, 79
- Henri, G., & Saugé, L. 2006, *ApJ*, 640, 185
- Hillas, A. M., Akerlof, C. W., Biller, S. D., et al. 1998, *ApJ*, 503, 744
- Horan, D., Badran, H. M., Bond, I. H., et al. 2002, *ApJ*, 571, 753
- Jones, F. C., et al. 1968, *Phys. Rev.*, 167, 1159
- Kataoka, J. 2000, *Ph.D. Thesis of University of Tokyo*
- Kataoka, J., Takahashi, T., Makino, F., et al. 2000, *ApJ*, 528, 243
- Katarzynski, K., Sol, H., & Kus, A. 2003, *A&A*, 410, 101
- Kazanas, D., Titarchuk, L. G., & Hua, X.-M. 1998, *ApJ*, 493, 708
- Kerrick, A. D., Akerlof, C. W., Biller, S. D., et al. 1995, *ApJ*, 438, L59
- Kildea, J., et al. 2007, *Astropart. Phys.*, in press, <http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2007.05.004>
- Kino, M., Takahara, F., & Kusunose, M. 2002, *ApJ*, 564, 97
- Kirsch, M. G. F., Briel, U. G., Burrows, D., et al. 2005, *Proc. SPIE*, 5898, ed. O. Siegmund, 22
- Königl, A. 1981, *ApJ*, 243, 700
- Konopelko, A., Mastichiadis, A., Kirk, J., et al. 2003, *ApJ*, 597, 851
- Krawczynski, H., Sambruna, R., Kohnle, A., et al. 2001, *ApJ*, 559, 187
- Krawczynski, H., Hughes, S. B., Horan, D., et al. 2004, *ApJ*, 601, 151
- Krennrich, F., et al. 2003, *Proc. of the 28th Int. Cosmic-Ray Conf.*, 5, 2603
- Krennrich, F., Badran, H. M., Bond, I. H., et al. 2001, *ApJ*, 560, L45
- Levine, A. M., Bradt, H., Cui, W., et al. 1996, *ApJ*, 469, L33
- Lichti, G. G., Bottacini, E., Charlot, P., et al. 2007, *Proc. of the 1st GLAST Symposium*, AIP, 921, 371
- Mannheim, K., et al. 1993, *A&A*, 269, 67
- Maraschi, L., Fossati, G., Tavecchio, F., et al. 1999, *ApJ*, 526, L81
- Massaro, E., Perri, M., Giommi, P., et al. 2004, *A&A*, 413, 489
- Mastichiadis, A., & Kirk, J. G. 1997, *A&A*, 320, 19
- Mücke, A., & Protheroe, R. J. 2000, *Astropart. Phys.*, 15, 121
- Mücke, A., Protheroe, R. J., Engel, R., et al. 2003, *Astropart. Phys.*, 18, 593
- Nilsson, K., Pasanen, M., Takalo, L. O., et al. 2007, *A&A*, 475, 199
- Padovani, P., et al. 2007, *Proc. of the 1st GLAST Symp.* [[arXiv:0704.0184v1](http://arxiv.org/abs/0704.0184v1)]
- Piner, B. G., & Edwards, P. G. 2005, *ApJ*, 622, 168
- Punch, M., Akerlof, C. W., Cawley, M. F., et al. 1992, *Nature*, 358, 477
- Ravasio, M., Tagliaferri, G., Ghisellini, G., et al. 2004, *A&A*, 424, 841
- Rebillot, P. F., Badran, H. M., Blaylock, G., et al. 2006, *ApJ*, 641, 740
- Rüger, M., Spanier, F., & Mannheim, K. 2007, in preparation
- Sambruna, R. M., Aharonian, F. A., Krawczynski, H., et al. 2000, *ApJ*, 538, 127
- Seaton, M. J. 1979, *MNRAS*, 187, 73P
- Sembay, S., Edelson, R., Markowitz, A., et al. 2002, *ApJ*, 574, 634
- Sikora, M., Begelman, M. C., Rees, M. J., et al. 1994, *ApJ*, 421, 153
- Takahashi, T., Tashiro, M., Madejski, G., et al. 1996, *ApJ*, 470, L89
- Tal Alexander 2007, to be published
- Tavecchio, F. 2005, *Proc. of 10th Marcel Grossmann Meeting (MG10)*, ed. Novello, Perez-Bergliaffa, Ruffini (World Scientific)
- Tavecchio, F., Maraschi, L., & Ghisellini, G. 1998, *ApJ*, 509, 608
- Tavecchio, F., Maraschi, L., Pian, E., et al. 2001, *ApJ*, 554, 725
- Teräsraanta, H., Tornikoski, M., Mujunen, A., et al. 1998, *A&AS*, 132, 305
- Treves, A., Carangelo, N., Falomo, R., et al. 2003, *ASP Conf. Ser.*, 290, 621
- Ulrich, M.-H., Maraschi, L., & Urry, C. M. 1997, *ARA&A*, 35, 445
- Vainio, R., & Schlickeiser, R. 1998, *A&A*, 331, 793
- Vainio, R., & Spanier, F. 2005, *A&A*, 437, 1
- Villata, M., Raiteri, C. M., Lanteri, L., Sobrito, G., & Cavallone, M. 1998, *A&AS*, 130, 305
- Wagner, R. 2007, <http://www.mppmu.mpg.de/rwagner/sources/>
- Wamstecker, W. 1981, *A&A*, 97, 329



Spectral modelling of 1 ES 1218+30.4

M. Rieger,^{*} F. Spanier and K. Mannheim

Lehrstuhl für Astronomie, Universität Würzburg, Am Hubland, D-97074 Würzburg, Germany

Accepted 2009 September 18. Received 2009 September 14; in original form 2009 May 5

ABSTRACT

We employ a time-dependent synchrotron-self-Compton code for modelling contemporaneous multiwavelength data of the blazar 1 ES 1218+30.4. The input parameters of the model are used to infer physical parameters of the emitting region. An acceptable fit to the data is obtained by taking into account a stellar emission component in the optical regime due to the host galaxy. The physical parameters inferred from the fit are in line with particle acceleration due to the Fermi mechanism providing $s = 2.1$ spectra. From the properties of the host galaxy in the optical, we estimate the central black hole mass and thus confirm that the jet power injected into the emission region is in the sub-Eddington regime, as expected for BL Lacertae objects.

Key words: radiation mechanisms: non-thermal – BL Lacertae objects: individual: 1 ES 1218+30.4 – gamma-rays: theory.

1 INTRODUCTION

Among the class of active galactic nuclei (AGN), blazars are special in showing a spectral energy distribution (SED) that is strongly dominated by non-thermal emission across a wide range of wavelengths, from radio waves to gamma-rays, and rapid, large-amplitude variability. Presumably, these characteristics are due to a relativistic jet emitted at a small angle to the line of sight, emitting Doppler-boosted synchrotron and inverse Compton radiation and thus washing out to a variable extent the emission from the accretion flow and host galaxy.

The synchrotron and inverse Compton emission could result from primary accelerated electrons, from accelerated protons or from secondary electrons arising in electromagnetic cascades initiated by pion and pair production (e.g. Mannheim 1993).

The high-peaked BL Lacs (HBLs) show a peak in their SED in the X-ray regime, suggesting that an inverse Compton peak should occur at correspondingly high gamma-ray energies. In fact, a large fraction of the known nearby HBLs have already been discovered with Cherenkov telescopes, such as HESS, MAGIC and VERITAS.

In those cases where the blazars have been detected at gamma-ray energies, the SED shows two bumps, one at infrared-to-X-ray energies and the other at gamma-ray energies. So far, the reasons for the variation of the peak energies are unknown, and their relation with fundamental parameters of the central engine, the black hole mass, spin and accretion rate is far from settled.

Models of the radiation processes behind the blazar emission are a key issue to improve our understanding of blazars. The diagnosis of the observed spectra using radiation models allows to infer the physical conditions prevailing in them and to discern their relation with fundamental parameters. However, without a prescription of

the relativistic particle spectra, the models effectively map radiation on to particle spectra, and the error in the inferred physical conditions is correspondingly large. On the other hand, using theoretically favoured particle spectra most strongly constrains the physical conditions prevailing in the sources, and this may eventually lead to a consistent physical explanation.

The HBL 1 ES 1218+30.4 has been discovered as a candidate BL Lac object on the basis of its X-ray emission and has been identified with the X-ray source 2A 1219+30.5 (Wilson et al. 1979; Ledden et al. 1981). For the first time, 1 ES 1218+30.4 has been observed at very high energies (VHE) using the MAGIC telescope in 2005 January (Albert et al. 2006). Simultaneous optical data has been provided by the KVA telescope on La Palma. Latest TeV data have been provided by the VERITAS telescope (VERITAS Collaboration: Acciari et al. 2009).

Here, we present the kinetic equation and numerical code describing the synchrotron-self-Compton (SSC) emission (Section 2). The particular emphasis lies on an accurate treatment of the Klein-Nishina turnover which is important at very high gamma-ray energies. Previous works (cf. Böttcher & Chiang 2002 and references therein) provided good results in the scope of HBL modelling. Our approach is quite similar to these models except for details in the treatment of the particular processes. External Compton effects are left out in order to use a minimum number of parameters, which are sufficient for dealing with HBLs. In Section 3, we apply our code to 1 ES 1218+30.4 referring in particular to the MAGIC and VERITAS data and give a set of physical parameters for the most acceptable fit. Finally, we discuss our results in the light of particle acceleration theory.

2 THE MODEL

To model the observational data, we use the well-established SSC model (e.g. Maraschi, Ghisellini & Celotti 1992). We assume a

^{*}E-mail: mlruieger@astro.uni-wuerzburg.de

974 *M. Rieger, F. Spanier and K. Mannheim*

spherical, homogeneous emission region – coined blob – containing isotropically distributed non-thermal electrons and a randomly oriented magnetic field.

Due to the presence of this magnetic field the electrons emit synchrotron radiation. The photons are then scattered off the same electron population via the inverse Compton process. The resulting spectrum shows the typical two-bump structure commonly found in blazars.

In the following section, the governing equations of the SSC model are explained.

2.1 Photon distribution

To determine the time-dependent SED of blazars, we solve the differential equation for the differential photon number density, obtained from the radiative transfer equation, including the corresponding terms with respect to SSC model

$$\frac{\partial n_{\text{ph}}(v)}{\partial t} = R_{\text{S}}(v) - R_{\text{SSA}}(v) + R_{\text{C}}(v) - \frac{n_{\text{ph}}(v)}{T_{\text{esc}}}. \quad (1)$$

2.1.1 Synchrotron radiation

In the following context, the well-known δ approximation (Felten & Morrison 1966; Schlickeiser 2002) is applied to describe the synchrotron radiation in a convenient way. Thus, the synchrotron photon production rate R_{S} is given by

$$R_{\text{S}}(v) = \frac{8\pi c n_{e^-}(\gamma_c) P_{\text{S}}(\gamma_c)}{3e B h v \gamma_c}, \quad (2)$$

with the pitch-angle-averaged total power P_{S} emitted by a single electron having Lorentz factor γ (Ginzburg & Syrovatskii 1969; Blumenthal & Gould 1970; Rybicki & Lightman 1979)

$$P_{\text{S}}(\gamma) = \frac{4 e^4 B^2 (\gamma^2 - 1)}{9 m^2 c^3} \quad (3)$$

and γ_c being a function of v ,

$$\gamma_c(v) = \sqrt{\frac{16 m c v}{3 e B}}, \quad (4)$$

obtained from the pitch-angle-averaged critical synchrotron frequency.

2.1.2 Synchrotron-self-absorption

In optically thick regimes, the emitted synchrotron radiation is absorbed by the emitting electrons itself. This is described by the synchrotron-self-absorption coefficient,

$$\epsilon_v = -\frac{1}{12} \frac{c}{v^2 e B} \gamma_c P_{\text{S}}(\gamma_c) \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[\frac{n_{e^-}(\gamma)}{\gamma^2} \right]_{\gamma_c}, \quad (5)$$

which leads to the absorption rate

$$R_{\text{SSA}}(v) = c \epsilon_v n_{\text{ph}}(v). \quad (6)$$

2.1.3 Compton scattering

The second main feature of the SSC model is Compton scattering of the synchrotron photons by the emitting electrons themselves.

Here, the full Klein–Nishina cross-section is used to calculate the photon production rate

$$R_{\text{C}}(v) = \int d\gamma n_e(\gamma) \times \int d\epsilon_1 \left[n_{\text{ph}}(\epsilon_1) \frac{dN(\gamma, \epsilon_1)}{dt d\epsilon} - n_{\text{ph}}(\epsilon) \frac{dN(\gamma, \epsilon)}{dt d\epsilon_1} \right]. \quad (7)$$

The formula was taken from Pe'er & Waxman (2005) with minor corrections according to Coppi & Blandford (1990). The photon energies are rewritten in terms of the electron rest mass, so that $h\nu = \epsilon m c^2$ for the scattered photons and $h\nu = \epsilon_1 m c^2$ for the target photons. To make use of the full Klein–Nishina cross-section, we applied the approximate inverse Compton spectrum (Jones 1968) of a single electron scattered off by a unit density photon field

$$\frac{dN(\gamma, \epsilon_1)}{dt d\epsilon} = \frac{2\pi r_0^2 c}{\epsilon_1 \gamma^2} \left[2q'' \ln q'' + (1 + 2q'')(1 - q'') + \frac{1}{2} \frac{(4\epsilon_1 \gamma q'')^2}{(1 + 4\epsilon_1 \gamma q'')} (1 - q'') \right], \quad (8)$$

where $q'' = \epsilon/[4\epsilon_1 \gamma^2 (1 - \epsilon/\gamma)]$ and $1/(4\gamma^2) < q'' \leq 1$. This equation is valid for $\epsilon_1 < \epsilon \leq 4\epsilon_1 \gamma^2 / (1 + 4\epsilon_1 \gamma)$. The corresponding ordinary Compton spectrum is approximately given by

$$\frac{dN(\gamma, \epsilon_1)}{dt d\epsilon} \approx \frac{\pi r_0^2 c}{2\gamma^4 \epsilon_1} \left[(q' - 1) \left(1 + \frac{2}{q'} \right) - 2 \ln q' \right], \quad (9)$$

with $q' = 4\gamma^2 \epsilon / \epsilon_1$ and target photon energies in the range $\epsilon_1/4\gamma^2 \leq \epsilon < \epsilon_1$.

2.1.4 Photon escape

The last term describing the evolution of the photon number density represents the photons escape rate. Here the photon escape time T_{esc} is given by the light crossing time

$$T_{\text{esc}} \approx \frac{R_{\text{b}}}{c}, \quad (10)$$

where R_{b} is the radius of the emitting blob. The escape time is chosen to be the light crossing time of the photons.

2.2 Electron distribution

The time evolution of the electron distribution is described by the kinetic equation

$$\frac{\partial n_{e^-}(\gamma)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \gamma} [n_{e^-}(\gamma) (\dot{\gamma}_{\text{S}} + \dot{\gamma}_{\text{IC}})] - \frac{n_{e^-}(\gamma)}{T_{\text{esc}, e^-}} + Q_{\text{inj}}(\gamma). \quad (11)$$

The synchrotron loss is given by $\dot{\gamma}_{\text{S}} = P_{\text{S}}(\gamma)/m c^2$ with the synchrotron power $P_{\text{S}}(\gamma)$ (cf. 3). $T_{\text{esc}, e^-} = \eta R_{\text{b}}/c$ describes the electrons escaping from the emission region, where η is an empirical factor. The inverse Compton losses $\dot{\gamma}_{\text{IC}}$ including the full Klein–Nishina cross-section are adopted following Schlickeiser (2002)

$$\dot{\gamma}_{\text{IC}} = \frac{3\sigma_{\text{T}} c}{4} \int_0^\infty d\epsilon_1 \epsilon_1^{-1} n_{\text{ph}}(\epsilon_1) \times \int_0^1 dq \frac{\Gamma_{\text{e}}^2}{(1 + \Gamma_{\text{e}} q)^3} G(q, \Gamma_{\text{e}}) \quad (12)$$

with

$$G(q, \Gamma_{\text{e}}) = \left[2q \ln q + (1 + 2q)(1 - q) + \frac{(\Gamma_{\text{eq}})^2 (1 - q)}{2(1 + \Gamma_{\text{eq}})} \right], \quad (13)$$

$$\Gamma_{\text{e}} = 4\epsilon_1 \gamma / (m c^2), \quad q = \epsilon / [\Gamma_{\text{e}} (\gamma m c^2 - \epsilon)]. \quad (14)$$

As an injection function Q_{inj} , we use a power law combined with an exponential cut-off:

$$Q_{\text{inj}}(\gamma) = K \gamma^{-s} \exp\left(\frac{-\gamma}{\gamma_{\text{max}}}\right), \quad (15)$$

with the Lorentz factor γ , the normalization constant K , cut-off energy γ_{max} and the spectral index s . Using an injection function constant in time one yields an equilibrium solution for $n_{e^-}(\gamma)$ being constant in time.

2.3 Numerics

To obtain a model SED using the SSC formalism, we solve the coupled equations (1) and (11) numerically in our code framework. With respect to stability issues, we use the Crank–Nicholson scheme (Press 2002) to compute the synchrotron part of the right-hand side of both electron equation and photon equation. The code was tested carefully and stands the challenge of computing the equations in a range of 20 orders of magnitude. All single effects (synchrotron radiation/losses, Compton scattering/losses) have been cross checked with analytical solution and approximation as well as with numerical integration crosschecks using MATHEMATICA. Also, a comparison with existing codes was done successfully (as long as the models themselves were comparable).

3 RESULTS

In Fig. 1, we show the results of the application of the code to the data of the HBL 1 ES 1218+30.4. Here, we present an SSC-model curve which fits the data in the X-ray and VHE regimes. The corresponding parameters are listed in Table 1. With these values,

Table 1. Best-fitting parameters for the SSC modelling the SED of 1 ES 1218+30.4.

| γ_{max} | s | B (G) | K (cm $^{-3}$ s $^{-1}$) | R (cm) | δ | η |
|-----------------------|-----|---------|-----------------------------|--------------------|----------|--------|
| 5.0×10^5 | 2.1 | 0.04 | 0.4×10^{-1} | 3×10^{15} | 80 | 10 |

we end up in an equilibrium state with a cooling break energy of the electron distribution $\gamma_{\text{break}} = 6 \times 10^4$.

The VHE data shown here have been discovered by the MAGIC telescope (Albert et al. 2006). Lately, the VERITAS telescope could confirm this detection. As shown in VERITAS Collaboration: Acciari et al. (2009), the measured flux matches each other in the overlapping energy regime.

The data in the X-ray regime have been taken by *Swift* between 2005 March and December (Tramacere et al. 2007). Another set of X-ray data was obtained by the BeppoSAX experiment in 1999 (Donato, Sambruna & Gliozzi 2005). It is remarkable that in spite of a lag of 6 years between these observations there is no difference in the X-ray flux. Together with the constant TeV flux level this is a strong argument for an almost constant background of non-thermal electrons in a constant magnetic field.

The KVA data point shown in Fig. 1 was obtained simultaneously to the MAGIC observation of 1 ES 1218+30.4. One can also see that the SSC model is not able to fit this data point. This discrepancy can be resolved by taking the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) and Two-Micron All-Sky Survey (2MASS) data (Chen, Fu & Gao 2005) surrounding the optical KVA point into account. This set of data points has been modelled by a simple blackbody spectral distribution with a temperature $T = 4500$ K and a radius

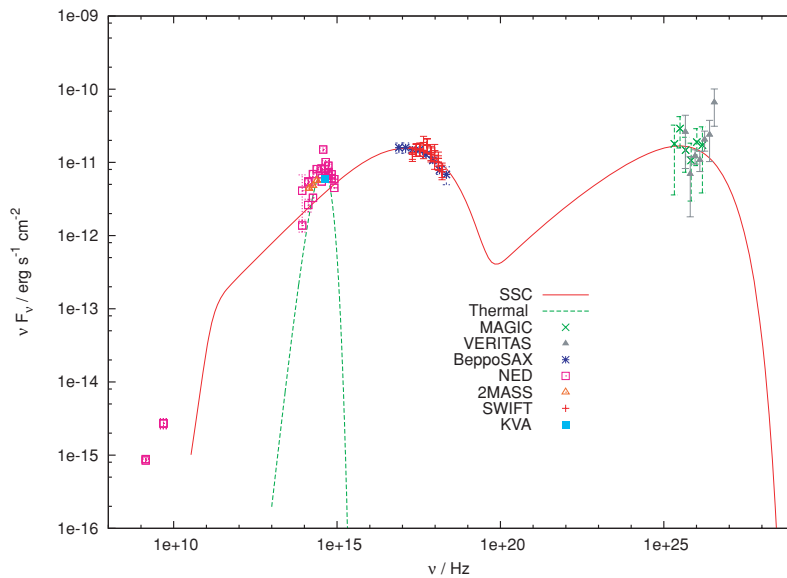


Figure 1. Overall SED of 1 ES 1218+30.4. Green crosses show the MAGIC data (Albert et al. 2006), grey triangles the VERITAS data (VERITAS Collaboration: Acciari et al. 2009). The TeV data have been de-absorbed by applying the extragalactic background light (EBL) correction model of Kneiske et al. (2004). The filled cyan box represents the simultaneously obtained KVA data point. In the X-ray range, *Swift* (Tramacere et al. 2007) and BeppoSAX (Donato et al. 2005) data are plotted as blue stars and red crosses. The 2MASS data (red open triangles; Chen et al. 2005) together with the NED data represent the peak in the optical range fitted by a thermal spectrum (dashed green line). The red solid line depicts the SSC-model curve.

$R_{\text{bb}} = 2.85 \times 10^{16}$ cm. Considering average Sun-like stars, we yield an estimate of the number of stars responsible for this blackbody radiation given by $R_{\text{bb}}^2/R_{\odot}^2 = 1.7 \times 10^{11}$. This number together with the temperature T gives a hint for the host galaxy of 1 ES 1218+30.4 being the origin of this feature in the SED not being modelled by the SSC approach. With this blackbody approximation, we get an estimate for the central black hole mass of the AGN using the correlation given by Kormendy & Gebhardt (2001)

$$M_{\text{BH}} = 0.78 \times 10^8 M_{\odot} \left(\frac{L_{\text{bulge}}}{10^{10} L_{\odot}} \right). \quad (16)$$

Here, we get $M_{\text{BH}} = 5.6 \times 10^8$ and a corresponding Eddington luminosity $L_{\text{Edd}} = 7.3 \times 10^{46}$. Lacking observations of the radial dependence of the surface brightness of the host galaxy, the accuracy of these estimates is not better than a factor of a few. Adopting a bulk Lorentz factor $\Gamma = 57$, which is consistent with $\delta = 80$ for reasonable angles of the jet axis to the line of sight, the injected luminosity in the AGN frame is $L_{\text{inj}} = 4/3\pi R_{\text{b}}^3 \Gamma^2 \int d\gamma \gamma m c^2 Q(\gamma) = 7.3 \times 10^{43}$ erg s $^{-1}$. The resulting very low Eddington ratio of the order of 0.001 is in line with the results of population studies of BL Lac objects, for which Treves et al. (2002) find 0.01.

4 DISCUSSION

In this paper, we presented SSC-model fits to the contemporaneous data of 1 ES 1218+30.4 in the X-ray and VHE range. In the optical regime a simple blackbody spectrum has been applied to complete the model SED. In a similar way, Katarzyński, Sol & Kus (2001) modelled the optical data of Markarian 501 by applying a standard model for the elliptical host galaxy (Nilsson et al. 1999). Our simple approach to the background radiation of the host galaxy actually suffices; the more sophisticated approach of Katarzyński et al. (2001) might be of use if more data for the host galaxy would be available, but at this high redshift details are not accessible. Celotti & Ghisellini (2008) have recently studied 1 ES 1218+30.4, assuming it is in a flaring state.

Observational results for 1 ES 1218+30.4 have also been discussed in Sato et al. (2008) with special regard to the variability of the source. The authors concluded that the source must have a very hard electron distribution with power-law slope $s = 1.7$. We disagree with this result, as we were able to show that there exist model parameters which are well in line with relativistic shock acceleration theory (Ellison, Reynolds & Jones 1990), although harder spectra can be imagined for more extreme sources (Vainio & Schlickeiser 1998).

The major difference of our spectrum compared to Sato et al. (2008) is that we assumed the optical regime to be dominated by the host galaxy, approximately described by a blackbody spectrum. Therefore, the need for extreme electron spectra could be relaxed. Considering that the *Swift*, *MAGIC* and *VERITAS* data used here do not show strong flaring features, we have modelled the SED as steady-state SSC emission with our time-dependent code, obtaining physical parameters of the emission region. These parameters lie well in the range found with SSC models for other HBLs. The small magnetic field value differs slightly from the normally used values of about 0.1–0.2 G in SSC models, but in contrast to competing hadronic models this value is still reasonable.

Additionally, the central black hole mass could be estimated from the host galaxy properties, demonstrating that the emission region

is consistent with a sub-Eddington jet as generally expected for BL Lac-type sources. The growing, but still marginal, discrepancy of our model SED and the VHE spectra at highest energies, if taking the expected gamma-ray attenuation due to pair production into account, is a concern. It is also found in other studies of TeV blazars. This trend could indicate an insufficiency of the SSC-model approach, a weaker than expected gamma-ray attenuation or an incomplete understanding of the energy determination of air showers from their Cherenkov emission.

ACKNOWLEDGMENTS

MR acknowledges support from the Deutsche Forschungsgemeinschaft by Graduiertenkolleg 1147 and FS acknowledges support from the Deutsche Forschungsgemeinschaft through grant SP 1124/1.

REFERENCES

- Acciari V. A. et al., 2009, *ApJ*, 695, 1370
 Albert J. et al., 2006, *ApJ*, 642, L119
 Blumenthal G. R., Gould R. J., 1970, *Rev. Modern Phys.*, 42, 237
 Böttcher M., Chiang J., 2002, *ApJ*, 581, 127
 Celotti A., Ghisellini G., 2008, *MNRAS*, 385, 283
 Chen P. S., Fu H. W., Gao Y. F., 2005, *New Astron.*, 11, 27
 Coppi B. S., Blandford R. D., 1990, *MNRAS*, 245, 453
 Donato D., Sambruna R. M., Gliozzi M., 2005, *A&A*, 433, 1163
 Ellison D. C., Reynolds S. P., Jones F. C., 1990, *ApJ*, 360, 702
 Felten J. E., Morrison P., 1966, *ApJ*, 146, 686
 Ginzburg V. L., Syrovatskii S. I., 1969, *ARA&A*, 7, 375
 Jones F. C., 1968, *Phys. Rev.*, 167, 1159
 Katarzyński K., Sol H., Kus A., 2001, *A&A*, 367, 809
 Kneiske T. M., Bretz T., Mannheim K., Hartmann D. H., 2004, *A&A*, 413, 807
 Kormendy J., Gebhardt K., 2001, in Wheeler J. C., Martel H., eds, *AIP Conf. Proc. Vol. 586, Relativistic Astrophysics: 20th Texas Symp. Am. Inst. Phys.*, New York, p. 363
 Ledden J. E., Odell S. L., Stein W. A., Wisniewski W. Z., 1981, *ApJ*, 243, 47
 Mannheim K., 1993, *A&A*, 269, 67
 Maraschi L., Ghisellini G., Celotti A., 1992, *ApJ*, 397, L5
 Nilsson K., Pursimo T., Takalo L. O., Sillanpää A., Pietilä H., Heidt J., 1999, *PASP*, 111, 1223
 Pe'er A., Waxman E., 2005, *ApJ*, 628, 857
 Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P., 2002, *Numerical Recipes in C++: the Art of Scientific Computing*, 2nd edn. Cambridge Univ. Press, Cambridge
 Rybicki G. B., Lightman A. P., 1979, *Radiative Processes in Astrophysics*. Wiley, NY
 Sato R., Kataoka J., Takahashi T., Madejski G. M., Rügamer S., Wagner S. J., 2008, *ApJ*, 680, L9
 Schlickeiser R., 2002, *Cosmic Ray Astrophysics*. Springer, Berlin
 Tramacere A. et al., 2007, *A&A*, 467, 501
 Treves A., Carangelo N., Falomo R., Urry C. M., O'Dowd M., Scarpa R., 2002, in Maiolino R., Marconi A., Nagar N., eds, *ASP Conf. Ser. Vol. 258, Issues in Unification of Active Galactic Nuclei*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 303
 Vainio R., Schlickeiser R., 1998, *A&A*, 331, 793
 Wilson A. S., Ward M. J., Axon D. J., Elvis M., Meurs E. J. A., 1979, *MNRAS*, 187, 109

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.

Modelling the steady state spectral energy distribution of the BL-Lac Object PKS 2155-30.4 using a selfconsistent SSC model

M. Weidinger, M. Rüger, and F. Spanier

Institut für Theoretische Physik und Astrophysik, Universität Würzburg, Am Hubland, 97074 Würzburg, Germany

Received: 6 April 2009 – Revised: 19 October 2009 – Accepted: 23 November 2009 – Published: 13 January 2010

Abstract. In this paper we present a fully selfconsistent SSC model with particle acceleration due to shock and stochastic acceleration (Fermi-I and Fermi-II-Processes respectively) to model the quiescent spectral energy distribution (SED) observed from PKS 2155. The simultaneous August/September 2008 multiwavelength data of H.E.S.S., Fermi, RXTE/SWIFT and ATOM give new constraints to the high-energy peak in the SED concerning its curvature. We find that, in our model, a monoenergetic injection of electrons at $\gamma_0=910$ into the model region, which are accelerated by Fermi-I- and Fermi-II-processes while suffering synchrotron and inverse Compton losses, finally leads to the observed SED of PKS 2155-30.4 shown in H. E. S. S. and Fermi-LAT collaborations (2009). In contrast to other SSC models our parameters arise from the jet’s microphysics and the spectrum is evolving selfconsistently from diffusion and acceleration. The γ_0 -factor can be interpreted as two counterstreaming plasmas due to the motion of the blob at a bulk factor of $\Gamma=58$ and opposed moving upstream electrons at moderate Lorentz factors with an average of $\gamma_u \approx 8$.

1 Introduction

Among the class of active galactic nuclei (AGN), blazars are showing a spectral energy distribution (SED) that is strongly dominated by nonthermal emission across a wide range of wavelengths, from radio waves to gamma rays, and rapid, large-amplitude variability. Presumably, these characteristics are due to a highly relativistic jet which covers a small angle to the line-of-sight, emitting the observable Doppler-boosted synchrotron and inverse Compton radiation.

In SSC models the characteristic double humped spectra of blazars are explained by electrons in the jet emitting synchrotron radiation while being accelerated in a magnetic field, which gives the first peak in the SED. These high energy electrons upscatter the very same synchrotron photons to TeV energies due to the inverse Compton effect, resulting in a second peak in the SED. Another approach to the explanation of the double humped structure are proton initiated electromagnetic cascades (e.g., Mannheim, 1993) or external Compton models.

The key issue is to understand which physical mechanisms are leading to such SEDs. In particular that means to explain the ultrarelativistic electron spectra within the jet, which are believed to be responsible for the gamma radiation.

The high peaked BL Lac objects (HBLs) as a subclass of blazars show a peak in their SED in the X-ray regime, suggesting that an inverse Compton peak should occur at correspondingly high gamma-ray energies. In fact, a large fraction of the known nearby HBLs have already been discovered with Cerenkov telescopes, such as H.E.S.S., MAGIC, and VERITAS. Since 2008 the Fermi satellite measures at these high gamma-ray energies. The energy range of the Fermi data is slightly different from the H.E.S.S. and VERITAS-Telescopes which gives new constraints to the SEDs.

The first Fermi data published is from PKS 2155-30.4, a HBL at redshift $z=0.117$ (luminosity distance: $d_L=1.67 \cdot 10^{27}$ cm) (H. E. S. S. and Fermi-LAT collaborations, 2009).

We present a selfconsistent SSC model that is not only able to model the SED of PKS 2155-30.4 shown in H. E. S. S. and Fermi-LAT collaborations (2009) but also to partly explain the “ad-hoc” injected particle spectra of many SSC models. Therefore we introduce and solve the kinetic equation describing the synchrotron-self-Compton emission numerically in two different zones within the jet (see Sect. 2). We use the exact Klein-Nishina cross section which is important at the relevant very high gamma-energies to describe the in-



Correspondence to: M. Weidinger
(mweidinger@astro.uni-wuerzburg.de)

verse Compton radiation and energy losses of the electrons. The emphasis lies on the accurate treatment of the two possible particle acceleration mechanisms (Fermi-I- and Fermi-II) which are able to produce high energy electrons as well as on the selfconsistent treatment of the radiation processes.

2 The model

2.1 Model geometry

We extend the well-established SSC model by Fermi-I and Fermi-II acceleration mechanisms to a selfconsistent SSC model with two zones in a nested setup. Both regions (the acceleration- and the radiation zone) forming the blob are assumed to be spherical and homogeneous containing isotropically distributed non-thermal electrons and a randomly oriented magnetic field. The acceleration zone is assumed to be spatially significantly smaller than the surrounding radiation zone. Furthermore every electron leaving the accelerationzone enters the radiation zone. These assumptions are common place in SSC models (e.g., Kirk et al., 1998).

To derive the kinetic equations describing the time evolution of $n_e(\gamma)$, $N_e(\gamma)$ (n_e in the acceleration zone, N_e in the radiation zone) as the differential electron densities we use the one dimensional diffusion approximation (Eq. (1)) of the relativistic Vlasov equation (e.g. Schlickeiser, 2002), which is applicable due to the assumptions made above.

$$\frac{\partial}{\partial t} f(p, t) = \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left[F \left(p, f, \frac{\partial}{\partial p} f \right) \right] + S(p, t), \quad (1)$$

where $f(p, t)$ is a particle distribution function, with the particle's momentum value p . F describes the contributing processes, such as synchrotron radiation or acceleration, in momentum space. Catastrophic particle gains and losses are considered via $S(p, t)$.

Making use of the relativistic approximation $E \approx pc = \gamma mc$ and the relation $n(p, t) = 4\pi p^2 f(p, t)$ one can derive the kinetic equations governing the model.

2.2 Kinetic equations

2.2.1 Acceleration zone

While the blob propagates through the jet, electrons are continuously injected into the acceleration zone when considering the blob's rest frame, leading to an injection function

$$Q_{\text{inj}}(\gamma, t) := Q_0 \delta(\gamma - \gamma_0) \vartheta(t - t_0), \quad t_0 = 0 \quad (2)$$

which we assume monoenergetic and time independent. These low- to mid-energy electrons are accelerated systematically and stochastically due to Fermi-I and Fermi-II processes while suffering synchrotron and inverse Compton losses. Energy losses due to inverse Compton scattering are calculated using the full Klein-Nishina cross section, see

Eq. (15). This leads to $P_{\text{IC}}(\gamma)$ given in Eq. (8) with the corresponding radiation field n_{PH} of the acceleration zone. Due to the non equilibrium of magnetic and radiative energy in the acceleration zone the energy losses via inverse Compton scattering can become quite significant and must not be neglected, also the Thomson limit is not appropriate here. The synchrotron losses are calculated using Eq. (3) from Ginzburg and Syrovatskii (1969) for isotropic particle distributions

$$P_s(\gamma) = \frac{1}{6\pi} \frac{\sigma_T B^2}{mc} \gamma^2 = \beta_s \gamma^2 \quad (3)$$

with the Thomson cross section σ_T . According to Schlickeiser (1984) particle acceleration via parallel shockfronts and stochastic acceleration caused by scattering at Alfvén waves leads to

$$F \left(p, f, \frac{\partial}{\partial p} f \right) = p^4 \frac{v_A^2}{9K_{\parallel}} \frac{\partial f}{\partial p} + p^3 \frac{v_S^2}{4K_{\parallel}} f \quad (4)$$

for the function F . With the parallel spatial diffusion coefficient K_{\parallel} , which is momentum independent for hard spheres and the characteristic speeds v_A for the Alfvén mediated stochastic acceleration and v_S for parallel shockfronts. Substituting $p \rightarrow \gamma$ in Eq. (1) and Eq. (4) according to the relativistic approximation mentioned above, one will finally find Eq. (5); the kinetic equation of the acceleration zone.

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e(\gamma, t)}{\partial t} = & \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[(\beta_s \gamma^2 + P_{\text{IC}}(\gamma) - t_{\text{acc}}^{-1} \gamma) \cdot n_e(\gamma, t) \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[[(a+2)t_{\text{acc}}]^{-1} \gamma^2 \frac{\partial n_e(\gamma, t)}{\partial \gamma} \right] \\ & + Q_0(\gamma - \gamma_0) - t_{\text{esc}}^{-1} n_e(\gamma, t), \end{aligned} \quad (5)$$

where the characteristic acceleration timescale t_{acc} is given by

$$t_{\text{acc}} = \left(\frac{v_S^2}{4K_{\parallel}} + 2 \frac{v_A^2}{9K_{\parallel}} \right)^{-1}. \quad (6)$$

Eq. (6) for t_{acc} is a direct consequence of the derivation of Eq. (5) out of Eq. (1) using Eqs. (4) and (3). The expression in Eq. (6) includes the analytical timescale for non-relativistic shock acceleration. According to Bednarz and Ostrowski (1996) and especially to Ellison et al. (1990) the acceleration timescale for parallel relativistic shock waves decreases approximately by a factor of 3. We did not take into account this behavior for it is unclear how the analytical expression looks like in that case. Secondly we are omitting the energy dependency of t_{acc} using hard spheres for the plasma instabilities anyway. This issue is irrelevant for the modelling (for we are setting numerical values for t_{acc}) and the type of energy spectrum (a powerlaw) produced by Fermi-I acceleration is identical in the non-relativistic and relativistic case (Sokolov et al., 2004). But it has to be kept in mind for the interpretation of the results.

The parameter $a \approx v_s^2/v_A^2$ determines the ratio of shock to stochastic acceleration. $t_{\text{esc}} = \eta R_{\text{acc}}/c$ is the characteristic timescale for electrons escaping from the acceleration region, where η is an empirical factor set to $\eta=10$ and R_{acc} the radius of the acceleration sphere. All escaping electrons enter the radiation zone downstream the jet. The separation in two zones can firstly explain the injected electron spectra and secondly takes account of a much more confined shock region for Fermi-I acceleration will probably not occur in the whole blob region when considering physical sources.

Our model can be compared with the model presented by Katarzyński et al. (2006). The kinetic equation (Eq. (3) in their paper) is almost similar to the kinetic equation in the acceleration zone Eq. (5). One major difference to our model is their sole use of stochastic acceleration. In fact their model is the limit of our model for $a \rightarrow 0$. Additionally they limit themselves to radiation in the acceleration zone, which is useful when not taking into account shock acceleration. Besides that there are number of minor differences regarding the exact treatment of inverse Compton losses and the derivation of escape rates.

Due to the small spatial extent the acceleration zone does not contribute to the SED directly, i.e. $n_{\text{ph}}(v)$ is only calculated in order to determine the inverse Compton loss rate for the electrons in the acceleration zone.

2.2.2 Radiation zone

The electrons are not accelerated here. Thus the kinetic equation takes the simple form

$$\frac{\partial N_e(\gamma, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[(\beta_s \gamma^2 + P_{\text{IC}}(\gamma)) \cdot N_e(\gamma, t) \right] - \frac{N_e(\gamma, t)}{t_{\text{rad,esc}}} + \left(\frac{R_{\text{acc}}}{R_{\text{rad}}} \right)^3 \frac{n_e(\gamma, t)}{t_{\text{esc}}}. \quad (7)$$

Electrons in the radiation zone suffer synchrotron ($\propto \beta_s \gamma^2$) and inverse Compton losses (Eq. (8)), other energy losses are irrelevant in jetsystems of such low electron density (see e.g. Böttcher and Chiang, 2002).

$$P_{\text{IC}}(\gamma) = m^3 c^7 h \int_0^{\alpha_{\text{max}}} d\alpha \int_0^\infty d\alpha_1 N_{\text{ph}}(\alpha_1) \frac{dN(\gamma, \alpha_1)}{dt d\alpha} \quad (8)$$

The integrals in Eq. (8) are solved numerically using the full Klein-Nishina cross section for a single electron given in Eq. (15). The photon energies are rewritten in terms of the electrons rest mass, i.e. $h\nu = \alpha mc^2$ for the scattered photons and $h\nu = \alpha_1 mc^2$ for the target photons. The integration bounds of the outer integral in Eq. (8) are a direct consequence of the kinematics. The non-trivial dependency of $P_{\text{IC}}(\gamma)$ from N_{ph} and thus of N_e from Eq. (8) makes the numerical treatment of the kinetic equations inevitable leading to a time resolved model. The loss rates for the electron distribution of PKS 2155 in the steady state are shown in Fig. 1, which indicates that in our case the inverse Compton losses

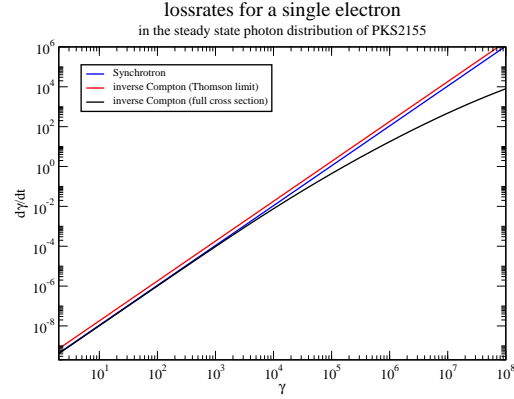


Fig. 1. Lossrates due to the inverse Compton effect for an electron of Lorentzfactor γ in the model photon field of PKS 2155 (Thomson limit, red and used Klein-Nishina treatment, black) compared to the synchrotron losses, blue. Other losses like adiabatic cooling, pair production are irrelevant at typical SSC configurations.

would be slightly overestimated in the often used Thomson limit for all Lorentz factors γ because of the dependency on the photon field $P_{\text{thom}} \propto \int d\nu \nu N_{\text{ph}} \gamma^2$ and its special shape due to the modified injection at $\gamma_0=910$. This would not be the case for low energetic injected electrons and the resulting powerlaw-like photon distribution. For high Lorentz factors γ however the deviation of the Thomson limit for the inverse Compton scattering to the real Klein-Nishina treatment becomes more significant in each case. Again electrons escaping the blob are taken into account via $t_{\text{esc,rad}} = \eta R_{\text{rad}}/c$ with the empirical factor η set to $\eta=10$. Both electronic PDEs are connected via the catastrophic particle loss/gain-term. The factor $(R_{\text{acc}}/R_{\text{rad}})^3$ ensures particle conservation.

To determine the time-dependent spectral energy distribution of blazars we solve the differential equation for the differential photon number density, obtained from the radiative transfer equation, including the corresponding terms with respect to the SSC model.

$$\frac{\partial N_{\text{ph}}(v, t)}{\partial t} = R_s - c\alpha_v N_{\text{ph}}(v, t) + R_c - \frac{N_{\text{ph}}(v, t)}{t_{\text{ph,esc}}}. \quad (9)$$

To describe the synchrotron photon production rate R_s in a convenient way we use the well known Melrose approximation (see e.g., Pohl, 2002)

$$R_s = 1.8 \frac{\sqrt{3} e^3 B_\perp}{h v m c^2} \int d\gamma N_e(\gamma, t) \left(\frac{v}{v_c(\gamma)} \right)^{\frac{1}{3}} e^{-\frac{v}{v_c(\gamma)}}. \quad (10)$$

with the characteristic frequency Eq. (11) for an electron with a Lorentz factor of γ .

$$v_c(\gamma) = \frac{3\gamma^2 e B_\perp}{4\pi m c} \quad (11)$$

In optically thick regimes the emitted synchrotron radiation is absorbed by the emitting electrons itself. This is described by the synchrotron self absorption coefficient,

$$\alpha_\nu = \frac{1}{12} \frac{c}{v^2 e B} P_\nu(\gamma_c) \frac{N_e(\gamma_0, t)}{\gamma_0^2}. \quad (12)$$

(with $\gamma_c = f(v_c)^{-1}$). Here we made use of the monochromatic approximation (e.g., Felten and Morrison, 1966) for the synchrotron power:

$$P_\nu(v, \gamma) = \frac{\sqrt{3} e^2 B_\perp}{m c^2} \frac{v}{v_c \gamma} \int_0^\infty dv' K_{\frac{5}{3}}(v') \quad (13)$$

In SSC models the second hump in the SED of a blazar is due to inverse Compton scattered photons by the synchrotron radiation emitting electrons themselves. Here the full Klein-Nishina cross section from Blumenthal and Gould (1970) is used to calculate the inverse Compton photon production rate.

$$R_c = \int d\gamma N_e(\gamma) \times \int d\alpha_1 \left[N_{\text{ph}}(\alpha_1) \frac{dN(\gamma, \alpha_1)}{dt d\alpha} - N_{\text{ph}}(\alpha) \frac{dN(\gamma, \alpha)}{dt d\alpha_1} \right] \quad (14)$$

To fully exploit the Klein-Nishina cross section, Eq. (14), we used the approximate inverse Compton spectrum of a single electron scattering off a unit density photon field (e.g., Jones, 1968; Jauch and Rohrlich, 1976):

$$\frac{dN(\gamma, \alpha_1)}{dt d\alpha} = \frac{2\pi r_0^2 c}{\alpha_1 \gamma^2} \left[2q \ln q + (1+2q)(1-q) + \frac{1}{2} \frac{(4\alpha_1 \gamma q)^2}{(1+4\alpha_1 \gamma q)} (1-q) \right], \quad (15)$$

with the electron's Lorentz radius $r_0 = e^2/(mc^2)$, the scattering parameter $q = \alpha/(4\alpha_1 \gamma^2 (1 - \alpha/\gamma))$ and $0 \approx 1/(4\gamma^2) < q \leq 1$. Due to momentum and energy conservation this equation is valid for $\alpha_1 < \alpha \leq 4\alpha_1 \gamma^2 / (1 + 4\alpha_1 \gamma)$.

The last catastrophic term in Eq. (9) describes photons escaping from the emitting region, where

$$t_{\text{ph, esc}} = \frac{3R_{\text{rad}}}{4c}, \quad (16)$$

is the approximate escape time, with R_{rad} the radius of the emitting blob. The escape time is chosen to be the light crossing time of the photons.

The photon lossrate due to the pair production of electrons and positrons is not taken into account for two reasons. Firstly it is insignificant compared to the dominating synchrotron and inverse Compton processes. This is a consequence of the relatively low density (Böttcher and Chiang, 2002). Secondly it would violate the selfconsistency of our model for positrons are not treated, hence violating energy conservation.

To compute the SEDs in our model we must shift the frame of reference from the blob to the observer. For a sphere of radius R the observed flux at distance r is

$$F_\nu^{\text{obs}}(r) = \pi I_\nu^{\text{obs}} \frac{R^2}{r^2}. \quad (17)$$

With the Lorentz boosted intensity $I_\nu^{\text{obs}} = \delta^3 I_\nu^{\text{blob}}$ due to the bulk motion with a doppler factor δ of the blob and the Lorentz transformed, red shifted frequency $\nu^{\text{obs}} = \delta/(1+z)\nu$. Where I_ν^{blob} is calculated from the photon unit density

$$I_\nu^{\text{blob}} = \frac{h\nu c}{4\pi} N_{\text{ph}}(\nu) \quad (18)$$

for homogenous spheres.

3 Numerics

In our model we numerically solve the kinetic equations forward in time in order to obtain a model SED. The downstream motion of the electrons induces the sequence of solving the acceleration zone's equation before the kinetic equation of the radiation zone in each time step. The simple Euler scheme was found adequate to do the time integration.

In the acceleration zone we had to combine the Crank-Nicholson scheme (Press, 2002) with Godunov's method to provide both correct treatment of the characteristics and stability for the derivation in γ . In the radiation zone the characteristic flows, due to the absence of acceleration, only in one direction making the Crank-Nicholson scheme sufficient.

With our carefully tested code it is possible to calculate the dynamics of SEDs in a range of 20 orders of magnitude. The implemented code complies particle conservation in each zone alone and both together as well as the conservation of the total energy (i.e. of the electrons and the photons) over typical simulation times with a maximum error of O(5%). For negligible stochastic acceleration, i.e. $a \rightarrow \infty$, and without a radiation field, i.e. no inverse Compton losses, the steady state solution for the kinetic equation yields

$$n_{e, \text{steady}}(\gamma) = C \frac{1}{\gamma^2} \left(\frac{1}{\gamma} - \beta_s t_{\text{acc}} \right)^{\frac{t_{\text{acc}} - t_{\text{esc}}}{t_{\text{esc}}}}$$

with $\gamma_{\text{max}} = (t_{\text{acc}} \beta_s)^{-1}$ and the constant C determined by the injection function \mathcal{Q} . The implemented numeric model converges against this solution for sufficient simulation time. Additionally it was tested against the steady state analytical solution with Fermi-II processes given in Schlickeiser (1984) with no significant deviations. Setting $t_{\text{esc, rad}} \rightarrow \infty$ and neglecting inverse Compton scattering the spectral index of the powerlaw part of the electron distribution in the radiation zone is (analytically) reduced by one compared to the one in the acceleration zone, which also was confirmed by the implemented code. The inverse Compton scattering rate was

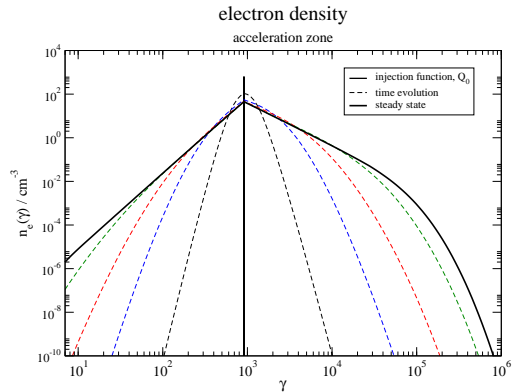


Fig. 2. Steady state electron distribution and its time development in the acceleration zone modelling the SED of PKS 2155-30.4 shown in Fig. 3 as arising from the injection function Q_0 . The corresponding intrinsic times are $t=1000$ s (dashed black), $t=5000$ s (dashed blue), $t=1 \cdot 10^4$ s (dashed red), $t=2 \cdot 10^4$ s (dashed green). The steady state with its rising and falling powerlaw and the exponential cutoff at $\gamma \approx 10^5$ is reached at about $t=10^5$ s.

confirmed against the approximate analytical results (low energetic Thompson regime and extreme Klein-Nishina limit) before implementing. Concerning the photon distributions we validated the expected spectral indices in the steady state solution for the different frequency regimes, which together with the energy conservation between electrons and photons approves the integrity of the model.

A detailed description of the used numeric techniques as well as the implemented model also in context with the variability of the sources will be given in a paper yet to be published.

4 Results

The recent Fermi data give new constraints on the gamma-ray peak of the HBL PKS 2155-30.4 concerning its curvature. This is leading to a deep dip between the optical/X-ray and the gamma-ray peak. We are able to model the SED of PKS 2155-30.4 with our model by setting

$$\gamma_0 = 910 \quad (19)$$

for the monoenergetic injection into the acceleration zone. This is rather unusual but required to model the SED of PKS 2155. Such moderate but not small Lorentz factors can be explained e.g. by two counterstreaming plasmas. If the upstream electrons would be at rest, the bulk doppler factor of $\delta=116$ would automatically lead to $\gamma_0=\Gamma \approx 58$. Assuming speculatively that the upstream electrons moving in the opposite direction of the blob with a mean velocity of

Table 1. Chosen parameters for the model SED shown in Fig. 4 to fit the data (H. E. S. S. and Fermi-LAT collaborations, 2009) of PKS 2155-30.4.

| $Q_0(\text{cm}^{-3})$ | $B(\text{G})$ | $R_{\text{acc}}(\text{cm})$ | $R_{\text{rad}}(\text{cm})$ | $t_{\text{acc}}/t_{\text{esc}}$ | a | Γ |
|-----------------------|---------------|-----------------------------|-----------------------------|---------------------------------|-----|----------|
| $5.25 \cdot 10^4$ | 0.29 | $3 \cdot 10^{13}$ | $6.3 \cdot 10^{14}$ | 1.55 | 1 | 58 |

v_u hence a upstream Lorentz-Factor γ_u the γ_0 factor in the blob's rest frame must be calculated according to the relativistic superposition:

$$\gamma_0 = \sqrt{1 - \left(\frac{\sqrt{\Gamma^2 - 1}\Gamma + \sqrt{\gamma_u^2 - 1}\gamma_u}{\Gamma^2 + \gamma_u^2 - 1} \right)^2}^{-1} \quad (20)$$

Solving Eq. (20) for our setup we find $\gamma_u \approx 8$ for the upstream electrons which are streaming towards the blob. The numerically solved steady state electron density in the acceleration zone is shown in Fig. 2. We also show the time development for a “switched on” injection, i.e. $n_e(\gamma)|_{t < 0} = 0 \forall \gamma$ and $Q = Q_0 \delta(\gamma - \gamma_0) \vartheta(t)$, until the steady state is reached.

In Fig. 2 it can clearly be seen that accelerating electrons using Fermi-I and Fermi-II processes leads to powerlaw electron distributions with an exponential cut-off often used as the ad-hoc injection function in onezone-SSC models (Chiang and Böttcher, 2002) (right side of γ_0 in Fig. 2), thus explaining them using the diffusion theory derived from plasma physics. By injecting electrons with Eq. (19) and significant stochastic acceleration (i.e. $a = O(1)$) we are also able to produce rising electron spectra before decreasing in a powerlaw and an exponential cut-off, like introduced in Böttcher and Chiang (2002) (left side of γ_0 in Fig. 2). The Fermi-II processes are responsible for the rising power-law and exponential cut-off, whereas the ratio of $t_{\text{acc}}/t_{\text{esc}}$ determines the spectral index of the power-law at $\gamma > \gamma_0$. It can clearly be seen from Fig. 2 that the convergence against the steady state solution for the electron density begins relatively rapid while slowing down eventually. The simulation time when the steady state is reached corresponds to the escape time of the electrons in the acceleration zone. When concerning variability and time resolved lightcurves of blazars this is an advantage of the twozone model because the rising part in such lightcurves corresponds partially to the escape time of the acceleration zone (while the falling part is connected to the response time of the system, $t_{\text{rad,esc}}$).

An acceleration zone electron density as shown by the solid black curve in Fig. 2, leads to the desired broken powerlaw electron spectrum in the radiation zone which finally is able to model the SED of PKS 2155-30.4 (see Figs. 3 and 4). We used the parameters in Table 1 for the model SED in Fig. 4 (black, solid line). The black dashed curve in Fig. 4 corresponds to a fit assuming a black body for the thermal contribution of the host galaxy thus the ATOM optical data is

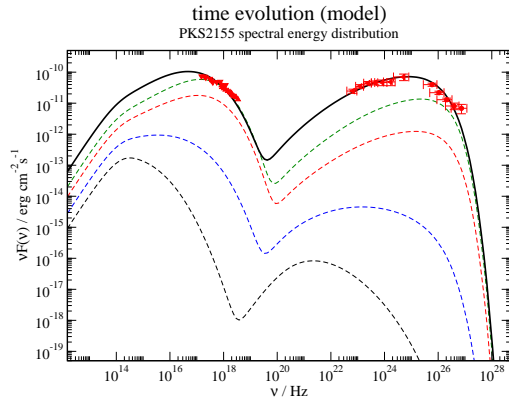


Fig. 3. Time evolution due to the switched on injection function until the steady state of the SED of PKS2155 is reached (see also Fig. 4). The intrinsic times are $t=1 \cdot 10^4$ s (dashed black), $t=2 \cdot 10^4$ s (dashed blue), $t=5 \cdot 10^4$ s (dashed red), $t=1 \cdot 10^5$ s (dashed green), the complete steady state is reached at about $t=2 \cdot 10^6$ s, which correlates to the response time of the system due to $t_{\text{esc,rad}}$.

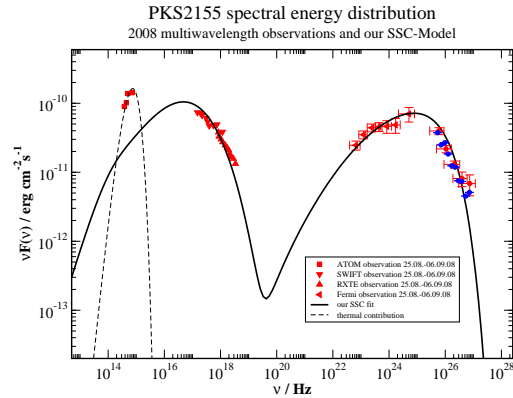


Fig. 4. Lowstate of PKS 2155-30.4 with the simultaneous data of ATOM, SWIFT, RXTE, Fermi and H.E.S.S. of the August/September 2008 campaign from H. E. S. S. and Fermi-LAT collaborations (2009) (red triangles and circles). The 2003 H.E.S.S. data (blue circles) is also shown, proving the lowstate of PKS2155-30.4. The VHE data have been deabsorbed using Primack et al. (2005). The dashed black curve shows a thermal fit for the contribution of the host-galaxy. Our model SSC fit, arising from the steady state electron distribution in the radiation zone is shown in the solid black curve, a moderate energy injection at $\gamma_0 \approx 910$ into the acceleration zone together with stochastic and systematic acceleration is needed to meet the curvature of the VHE peak given via the Fermi data.

not to be taken into account for the SSC modelling. The curvature and deep dip in the model SED is a direct consequence of the rising part in the electron density of the acceleration zone. Thus it can be modeled by varying the ratio a of shock to stochastic acceleration. All the parameters in Table 1 are consistent with the limits given via other observations and statistics, e.g. determination of Γ using superluminal motion of Quasar jets.

The recent Fermi, H.E.S.S. and ATOM data (H. E. S. S. and Fermi-LAT collaborations, 2009) have been averaged over a period of 14 days and show a lowstate of the HBL PKS 2155-30.4. This is confirmed by the Aharonian et al. (2005) data of H.E.S.S. a few years ago which show the same flux level as the recent data. We used the EBL studies described in Primack et al. (2005) to do the EBL deabsorption for the H.E.S.S. datapoints, a correction of the Fermi data is not necessary.

The time development of the SED due to a switched on injection of electrons into the acceleration zone at time $t_0=0$ is shown in Fig. 3. It can clearly be seen that the final state of the model SSC correlates with the response time of the radiation zone $t_{\text{esc,rad}}$ and that the convergence again begins fast and slows down rapidly at higher simulation times.

5 Conclusions

Our model is able to explain the injection function of many onezone-SSC models as shock and stochastic acceleration of electrons upstream the jet entering the blob while continu-

ously suffering synchrotron losses. By introducing Fermi-II acceleration we get rid of the sharp cut-off introduced in Kardashev (1962) or Kirk et al. (1998) which probably does not occur in physical sources. Additionally we are able to model relatively complex electron densities with increasing and decreasing parts through the stochastic acceleration of electrons, only by varying the monoenergetic injection to higher γ_0 . In contrast to the ad-hoc injection of some onezone-SSC models such Lorentz factors have a physically reasonable, but highly speculative, explanation as upstream previously accelerated but already partially cooled electrons. These electrons are averagely moving in the opposite direction of the blob with a mean Lorentz factor of $\gamma_{II} \approx 8$ resulting, together with the motion of the blob, in $\gamma_0 \approx 900$ for the monoenergetic injection function used in the acceleration zone of our model.

As recent data points out, these complex electron distributions are necessary to model the new constraints concerning the gamma-ray peak of blazar's SEDs if one does not simply shift the synchrotron-peak to achieve the inverse Compton spectrum (e.g., Kataoka et al., 2000). The curvature of the peak, and thus the deep dip between the two humps, is a direct consequence of the rising part in the responsible electron distribution within the blob. This constraint rules out

many SSC models, which are not able to produce such electron spectra.

With our model we are able to form the curvature of the gamma-ray peak and the dip by varying the influence of the Fermi-II processes. The shape and position of the synchrotron peak in the model SED is dominated by t_{acc} and $R_{\text{acc}}, R_{\text{rad}}$ as well as B . For the parameters concerning the acceleration arise from plasmaphysics considerations we gain insight into the jets microphysics while modelling observed SEDs. We have also shown that in such environments the Thomson approximation for the inverse Compton effect can not always be applied, especially when considering time resolution and hence non equilibria of the energy distribution in the blob.

Here we only introduced steady state solutions of our model, but due to the spatially relatively small acceleration region, which is at least an order of magnitude smaller than the emitting region, this twozone-SSC model is able to self-consistently model the rising part in the lightcurves of flaring blazars which are connected to the behavior in the acceleration zone, especially the energy transport from low to high energies. This, together with the consequences of the model geometry on the observable SEDs and lightcurves of blazars like in Sokolov et al. (2004), will be subject of a following paper.

Acknowledgements. M. Weidinger acknowledges support from the Deutsche Forschungsgemeinschaft through Graduiertenkolleg 1147. M. Rieger acknowledges support from the Elitenetzwerk Bayern.

F. Spanier acknowledges support from the Deutsche Forschungsgemeinschaft through grant SP 1124/1

Edited by: H. Fichtner

Reviewed by: three anonymous referees

References

- Aharonian et al.: Multi-wavelength observations of PKS 2155-304 with HESS, 442, 895–907, doi:10.1051/0004-6361:20053353, 2005.
- Bednarz, J. and Ostrowski, M.: The acceleration time-scale for first-order Fermi acceleration in relativistic shock waves, 283, 447–456, 1996.
- Blumenthal, G. R. and Gould, R. J.: Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases, *Reviews of Modern Physics*, 42, 237–271, doi:10.1103/RevModPhys.42.237, 1970.
- Böttcher, M. and Chiang, J.: X-Ray Spectral Variability Signatures of Flares in BL Lacertae Objects, *Astrophys. J.*, 581, 127–142, doi:10.1086/344155, 2002.
- Chiang, J. and Böttcher, M.: Synchrotron and Synchrotron Self-Compton Spectral Signatures and Blazar Emission Models, *Astrophys. J.*, 564, 92–96, doi:10.1086/324294, 2002.
- Ellison, D. C., Reynolds, S. P., and Jones, F. C.: First-order Fermi particle acceleration by relativistic shocks, *Astrophys. J.*, 360, 702–714, doi:10.1086/169156, 1990.
- Felten, J. E. and Morrison, P.: Omnidirectional Inverse Compton and Synchrotron Radiation from Cosmic Distributions of Fast Electrons and Thermal Photons, *Astrophys. J.*, 146, 686–708, 1966.
- Ginzburg, V. L. and Syrovatskii, S. I.: Developments in the Theory of Synchrotron Radiation and its Reabsorption, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 7, 375–+, doi:10.1146/annurev.aa.07.090169.002111, 1969.
- H. E. S. S. and Fermi-LAT collaborations: Simultaneous observations of PKS 2155-304 with H.E.S.S., Fermi, RXTE and ATOM: spectral energy distributions and variability in a low state, *ArXiv e-prints*, 2009.
- Jauch, J. M. and Rohrlich, F.: The theory of photons and electrons. The relativistic quantum field theory of charged particles with spin one-half, *Texts and Monographs in Physics*, New York: Springer, 1976, 2nd ed., 1976.
- Jones, F. C.: Calculated Spectrum of Inverse-Compton-Scattered Photons, *Physical Review*, 167, 1159–1169, doi:10.1103/PhysRev.167.1159, 1968.
- Kardashev, N. S.: Nonstationariness of spectra of young sources of nonthermal radio emission, *Soviet Astronomy - AJ*, 39, 393–409, 1962.
- Kataoka, J., Takahashi, T., Makino, F., Inoue, S., Madejski, G. M., Tashiro, M., Urry, C. M., and Kubo, H.: Variability Pattern and the Spectral Evolution of the BL Lacertae Object PKS 2155-304, *Astrophys. J.*, 528, 243–253, doi:10.1086/308154, 2000.
- Katarzyński, K., Ghisellini, G., Mastichiadis, A., Tavecchio, F., and Maraschi, L.: Stochastic particle acceleration and synchrotron self-Compton radiation in TeV blazars, 453, 47–56, doi:10.1051/0004-6361:20054176, 2006.
- Kirk, J. G., Rieger, F. M., and Mastichiadis, A.: Particle acceleration and synchrotron emission in blazar jets, 333, 452–458, 1998.
- Mannheim, K.: The proton blazar, 269, 67–76, 1993.
- Pohl, M.: Einführung in die Hochenergieastrophysik, Shaker Verlag, Aachen, 2002.
- Press, W. H.: Numerical recipes in C++ : the art of scientific computing, *Numerical recipes in C++ : the art of scientific computing* by William H. Press. xxviii, 1,002 p. : ill. ; 26 cm. Includes bibliographical references and index. ISBN : 0521750334, 2002.
- Primack, J. R., Bullock, J. S., and Somerville, R. S.: Observational Gamma-ray Cosmology, in: *High Energy Gamma-Ray Astronomy*, edited by F. A. Aharonian, H. J. Völk, and D. Horns, vol. 745 of *American Institute of Physics Conference Series*, 23–33, doi:10.1063/1.1878394, 2005.
- Schlickeiser, R.: An explanation of abrupt cutoffs in the optical-infrared spectra of non-thermal sources. A new pile-up mechanism for relativistic electron spectra, 136, 227–236, 1984.
- Schlickeiser, R.: *Cosmic ray astrophysics*, *Astronomy and Astrophysics Library*; *Physics and Astronomy Online Library*. Berlin: Springer. ISBN 3-540-66465-3, 2002, XV + 519 pp., 2002.
- Sokolov, A., Marscher, A. P., and McHardy, I. M.: Synchrotron Self-Compton Model for Rapid Nonthermal Flares in Blazars with Frequency-dependent Time Lags, *Astrophys. J.*, 613, 725–746, doi:10.1086/423165, 2004.

MAGIC observations and multiwavelength properties of the quasar 3C 279 in 2007 and 2009

J. Aleksić¹, L. A. Antonelli², P. Antoranz³, M. Backes⁴, J. A. Barrio⁵, D. Bastieri⁶, J. Becerra González^{7,8}, W. Bednarek⁹, A. Berdyugin¹⁰, K. Berger^{7,8*}, E. Bernardini¹¹, A. Biland¹², O. Blanch¹, R. K. Bock¹³, A. Boller¹², G. Bonnoli², D. Borla Tridon¹³, I. Braun¹², T. Bretz^{14,26}, A. Cañellas¹⁵, E. Carmona¹³, A. Carosi², P. Colin¹³, E. Colombo⁷, J. L. Contreras⁵, J. Cortina¹, L. Cossio¹⁶, S. Covino², F. Dazzi^{16,27}, A. De Angelis¹⁶, E. De Cea del Pozo¹⁷, B. De Lotto¹⁶, C. Delgado Mendez^{7,28}, A. Diago Ortega^{7,8}, M. Doert⁴, A. Domínguez¹⁸, D. Dominis Prester¹⁹, D. Dorner¹², M. Doro²⁰, D. Elsaesser¹⁴, D. Ferenc¹⁹, M. V. Fonseca⁵, L. Font²⁰, C. Fruck¹³, R. J. García López^{7,8}, M. Garczarczyk⁷, D. Garrido²⁰, G. Giavitto¹, N. Godinović¹⁹, D. Hadasch¹⁷, D. Häfner¹³, A. Herrero^{7,8}, D. Hildebrand¹², J. Hose¹³, D. Hrupec¹⁹, B. Huber¹², T. Jogler¹³, S. Klepser¹, T. Krähenbühl¹², J. Krause¹³, A. La Barbera², D. Lelas¹⁹, E. Leonardo³, E. Lindfors^{10,*}, S. Lombardi⁶, M. López⁵, E. Lorenz^{12,13}, P. Majumdar²⁹, M. Makariev²¹, G. Maneva²¹, N. Mankuzhiyil¹⁶, K. Mannheim¹⁴, L. Maraschi², M. Mariotti⁶, M. Martínez¹, D. Mazin^{1,13}, M. Meucci³, J. M. Miranda³, R. Mirzoyan¹³, H. Miyamoto¹³, J. Moldón¹⁵, A. Moralejo¹, D. Nieto⁵, K. Nilsson^{10,30}, R. Orito¹³, I. Oya⁵, R. Paoletti³, S. Pardo⁵, J. M. Paredes¹⁵, S. Partini³, M. Pasanen¹⁰, F. Pauss¹², M. A. Perez-Torres¹, M. Persic^{16,22}, L. Peruzzo⁶, M. Pilia²³, J. Pochon⁷, F. Prada¹⁸, P. G. Prada Moroni²⁴, E. Prandini⁶, I. Puljak¹⁹, I. Reichardt¹, R. Reinthal¹⁰, W. Rhode⁴, M. Ribó¹⁵, J. Rico^{25,1}, S. Rügamer¹⁴, M. Rieger¹⁴, A. Saggion⁶, K. Saito¹³, T. Y. Saito¹³, M. Salvati², K. Satalecka¹¹, V. Scalzotto⁶, V. Scapin¹⁶, C. Schultz⁶, T. Schweizer¹³, M. Shayduk¹³, S. N. Shore²⁴, A. Sillanpää¹⁰, J. Sitarek⁹, D. Sobczynska⁹, F. Spanier¹⁴, S. Spiro², A. Stamerra³, B. Steinke¹³, J. Storz¹⁴, N. Strah⁴, T. Surić¹⁹, L. Takalo¹⁰, F. Tavecchio^{2,*}, P. Temnikov²¹, T. Terzić¹⁹, D. Tescaro¹, M. Teshima¹³, M. Thom⁴, O. Tibolla¹⁴, D. F. Torres^{25,17}, A. Treves²³, H. Vankov²¹, P. Vogler¹², R. M. Wagner¹³, Q. Weitzel¹², V. Zabalza¹⁵, F. Zandanel¹⁸, and R. Zanin¹

(Affiliations can be found after the references)

Received 11 January 2011

ABSTRACT

Context. 3C 279, the first quasar discovered to emit VHE γ -rays by the MAGIC telescope in 2006, was reobserved by MAGIC in January 2007 during a major optical flare and from December 2008 to April 2009 following an alert from the Fermi space telescope on an exceptionally high γ -ray state.

Aims. The January 2007 observations resulted in a detection on January 16 with significance 5.2σ , corresponding to a $F(> 150 \text{ GeV}) (3.8 \pm 0.8) \cdot 10^{-11} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ while the overall data sample does not show significant signal. The December 2008 - April 2009 observations did not detect the source. We study the multiwavelength behaviour of the source at the epochs of MAGIC observations, collecting quasi-simultaneous data at optical and X-ray frequencies and for 2009 also γ -ray data from *Fermi*.

Methods. We study the light curves and spectral energy distribution of the source. The spectral energy distributions of three observing epochs (including the February 2006, which has been previously published in Albert et al. 2008a) are model led with one-zone inverse Compton models and the emission on January 16, 2007 also with two zone model and with a leptohadronic model.

Results. We find that the VHE γ -ray emission detected in 2006 and 2007 challenges standard one-zone model, based on relativistic electrons in a jet scattering broad line region photons, while the other studied models fit the observed spectral energy distribution more satisfactorily.

Key words. gamma rays: galaxies — quasars: individual: 3C 279

1. Introduction

3C 279 was the first quasar discovered as a γ -ray source with the Compton Gamma-Ray Observatory (Hartman et al. 1992), and the first flat-spectrum radio quasar (FSRQ) discovered to emit very high energy (VHE, defined here $> 100 \text{ GeV}$) γ -rays (Albert et al. 2008a). With a redshift of 0.536 (Hewitt & Burbidge 1993), 3C 279 is also the most distant of the VHE γ -ray emitting sources discovered so far.

3C 279 is one of the brightest quasars at all wavelengths and its multiwavelength behavior and jet structure has been studied in great detail (e.g. Hartman et al. 2001, Chatterjee et al. 2008). Its relativistic jet, which is the source of the radio to VHE γ -

ray emission, is closely aligned with the line of sight (the angle varies, but is sometimes as small as $< 0.5^\circ$, Jorstad et al. 2004). The radio to optical emission is synchrotron radiation emitted by the relativistic electrons spiraling in the magnetic field of the jet. In this low-energy regime the total flux density variations are well described by shocks propagating in the jet (e.g. Lindfors et al. 2006). The X-ray emission can be explained by the synchrotron self-Compton mechanism (SSC, e.g. Maraschi et al. 1992, Hartman et al. 2001, Sikora et al. 2001), where the synchrotron photons emitted by the jet act as seed photons for the inverse Compton scattering.

However, there is no consensus about the emission mechanism and site of the γ -ray and VHE γ -ray emission in 3C 279. The emission can, in principle, be explained by both leptonic and hadronic models: the leptonic models mostly rely on external Compton (EC, e.g. Hartman et al. 2001, Albert et al. 2008a), invoking the inverse Compton scattering of external photons from accretion disk or broad line region (BLR) clouds (Dermer & Schlickeiser 1993, Sikora et al. 1994), while in the hadronic models (Mannheim & Biermann 1992, Mücke et al. 2003, Böttcher et al. 2009) the VHE γ -ray photons are produced by proton initiated cascades or directly through proton synchrotron radiation (but see Sikora et al. 2009 for criticisms).

The leptonic models are very sensitive to the site of the emission: the external Compton models relying on photons originating from broad line emission clouds are not efficient if the emitting blob is outside the BLR and in the SSC models the γ -ray emission must originate from a different emission region than the main component of the synchrotron radiation in order to reproduce the observed γ -ray flux (Böttcher et al. 2009). It should also be noted, that independently of the emission mechanism the internal absorption cannot be neglected if the emission region is located inside the BLR (Sitarek & Bednarek 2008, Tavecchio & Mazin 2009). Alternatively, the emission can be produced in regions located far beyond the broad line region, at distances at which the dominant radiation field for EC is that of the parsec-scale dusty torus (Sikora et al. 2008). In this case, internal absorption can be neglected up to ~ 1 TeV but, due to the large size of the emission region, a minimum variability timescale of the order of ~ 1 day is expected.

Amongst *Fermi* detected blazars (Abdo et al. 2009) 3C 279 has a special place, not only due to its hard overall spectrum (spectral index=2.32) but also the comparatively weak evidence of a break in the spectrum at 1.05 GeV. The spectral index after the break energy is given as 2.50 without apparent cut-off. This is the hardest spectrum of all bright FSRQs above a few GeV and makes it a prime target for VHE γ -ray observations.

In this paper we present VHE γ -ray observations of 3C 279 performed by the MAGIC-I telescope in January 2007 and from December 2008 to April 2009. The 2007 observations were triggered by an optical outburst in the source while the December 2008 observations were triggered by an alert from the *Fermi* space telescope. The January-April 2009 data were taken as a part of the followed multiwavelength campaign. We present the data analysis and results of the MAGIC observations, together with simultaneous multiwavelength observations and a discussion of theoretical models. For comparison and completeness we also summarize the 2006 observation campaign (Albert et al. 2008a). The plan of the paper is as follows. The MAGIC observations, data analysis and results are presented in Section 2. Multiwavelength observations are presented in Section 3 and discussed in Section 4 together with the MAGIC data. VHE γ -ray and multifrequency data are combined in Section 5 to build quasi-simultaneous spectral energy distributions at different epochs and theoretical models are presented and critically discussed. A summary of results and conclusions are given in Section 6.

2. MAGIC Observations

The data described in this paper were taken with the first MAGIC (Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov) telescope as a standalone imaging atmospheric Cherenkov telescope. It is located on the Canary Island of La Palma. MAGIC has a standard trigger threshold of 60 GeV for observations at low zenith

angles, an angular resolution of $\sim 0.1^\circ$ on the event by event basis and an energy resolution above 150 GeV of $\sim 25\%$ (see Albert et al. 2008b for details).

MAGIC observed 3C 279 in January 2007 and from December 2008 to April 2009. Due to changes in the telescope systems these data sets were analyzed separately.

2.1. January 2007

3C 279 was observed during nine nights in January 2007 for a total of 23.6h, 18.6h (seven nights) of which passed the quality selection. The observations were conducted in moon, dark night and twilight. The zenith angle range of the observations was 35 to 46 degrees. The readout chain included a fast 300 MSample/s FADC system, which allows us to use the time information of the showers in the analysis as described in Aliu et al. (2009). Since the average NSB noise level stayed below 3 times the dark time level, all data has been analyzed with the same standard image cleaning levels as discussed in Britzger et al. (2009). The data were taken in On mode where the telescope is pointing directly towards the source. So-called Off data were taken under similar conditions (zenith angle, trigger rates and weather conditions) from September 2006 until January 2007 and has been used to estimate the background level. Due to the installation of the new 2 GHz MUX-FADC read-out system in 2007 February, no Off data after January 2007 were fulfilling the requirement of similar observation and hardware conditions.

The 2007 data were analyzed using so-called Würzburg Analysis chain described in detail in Bretz & Wagner (2003) and Bretz & Dorner (2008). The data were calibrated following the description in Albert et al. (2008c), the signal was extracted at the pulse maximum using a spline method, the air-shower images were cleaned of noise from night-sky background light by applying a time image cleaning. In the first step a minimum number of 6 photo-electrons in two adjacent pixels is required (so called "core pixels"). Each pixel next to a core pixel, which is above a threshold of 3 photo-electrons is considered a "boundary pixel". Additionally to these limits in the charge of the pixels it is required that the arrival time of core pixels is within 1.75 ns of the mean arrival time of all core pixels and that boundary pixels arrive within 4.5 ns of the mean arrival time of the core pixels. Both the charge and the time limits have to be fulfilled, otherwise the pixel is considered to contain noise and deleted from the image. We parametrized the shower images (Hillas, 1985) and used a SIZE-dependent parabolic cut in AREA, WIDTH and LENGTH (Riegel et al. 2005) for the γ /hadron separation. The cut parameters were optimized on Crab Nebula data taken within the same zenith angle range as the 3C 279 data. The energy threshold of the analysis was 220 GeV. The arrival direction of the γ -rays is reconstructed using the DISP method (Fomin et al., 1994; Lessard et al., 2001), which was adapted to use the shower timing information as described in Aleksić et al. (2010). The significance of a detection is evaluated by comparison of the number of events in the On and the Off data sample using formula 17 of Li & Ma (1983).

Since in 2006 the source was detected in a single day flare, every observation day was analyzed separately. Table 1 summarizes the analysis results of the January 2007 campaign. Out of the nine observation nights only one, MJD 54116 (January 16), revealed a significant excess in the MAGIC data after Off-subtraction. The significance of the excess is 5.6σ (pre-trial) with 64.1 excess events above 102.9 normalized Off events in 151 min of observations. The θ^2 (squared distance between the true and reconstructed source position, see e.g. Daum et al. 1997)

Table 1. Night-by-night results of MAGIC January 2007 observations of 3C 279.

| Observation night [MJD] | Observation time [min] | Excess events | background events | On/Off scaling factor ¹ | significance ² |
|-------------------------|------------------------|---------------|-------------------|------------------------------------|---------------------------|
| 54115 | 149.5 | 17.6 | 97.4 | 0.058 | 1.7 |
| 54116 | 151.1 | 64.1 | 102.9 | 0.062 | 5.6 |
| 54117 | 157.2 | -7.9 | 100.9 | 0.060 | -0.8 |
| 54118 | 153.6 | -6.0 | 82.0 | 0.049 | -0.7 |
| 54120 | 164.1 | -12.3 | 117.3 | 0.07 | -1.1 |
| 54121 | 166.7 | 12.7 | 119.3 | 0.07 | 1.1 |
| 54122 | 175.1 | 18.2 | 126.8 | 0.076 | 1.5 |

¹The scaling factor is the ratio between the on and the off θ distribution normalized outside the signal region.

²Significance is not corrected for seven trials, arising from diving the data sample to seven (corresponding to seven nights with good quality data).

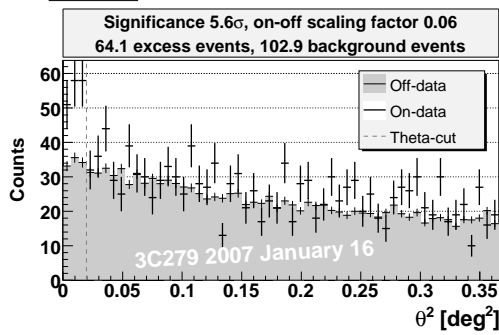


Fig. 1. Reconstructed shower direction θ^2 for the Off (gray shaded area) and On (black crosses) data as observed on January 16, 2007 by MAGIC. The vertical dotted line corresponds to the a priori defined signal region. An excess of 64 events is clearly visible in the On data as compared to the normalized Off data. The corresponding pre-trial significance is 5.6σ and 5.2σ after correction for seven trials, respectively.

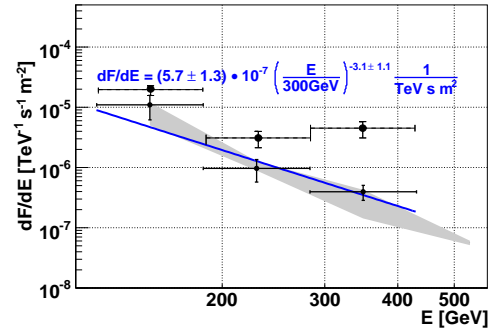


Fig. 2. Spectrum of the VHE γ -ray flare January 16, 2007. The black points correspond to the measured spectrum with the respective errors on the flux and the bin size in energy. The results of a simple power law fit are shown as blue line and the fit parameters are given on top of the spectrum. The gray shaded region represents the systematic error of the analysis. The filled circles with dashed line show the deabsorbed spectrum, deabsorbed using the EBL model by Dominguez et al. (2010).

distribution is shown in Fig. 1. None of the other observation nights yielded in a significant excess.

For spectrum (Fig. 2) and light curve softer cuts that have a higher γ -ray efficiency were used. The VHE γ -ray spectrum of the flare can be described by a simple power law (with the differential flux given in units of $\text{TeV}^{-1} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$):

$$\frac{dF}{dE} = (5.7 \pm 1.3) \times 10^{-7} \left(\frac{E}{300 \text{ GeV}} \right)^{-3.1 \pm 1.1} \quad (1)$$

The highest spectral energy point has a medium energy of 350 GeV. For a Crab like spectrum we have a systematic energy scale error of 16%, a systematic error of 11% on the flux normalization (without the energy scale error), and a systematic slope error of 0.2 (a detailed list of all the contributions can be found in Albert et al. 2008b), while for the soft spectrum like 3C 279 the systematic errors are expected to be slightly larger.

The results were cross-checked using the standard MAGIC analysis chain (Albert et al. 2008c). The standard analysis resulted in lower significance, 4.6σ , for the detection. For flux and spectral index the results were comparable for both analysis chains.

2.2. December 2008- April 2009

MAGIC observations started on December 9, 2008 after the *Fermi* Collaboration announced a high GeV γ -ray state of the source (Ciprini et al. 2008). Unfortunately 3C 279 could only

be observed at zenith angles larger than 46 degrees and for a short time (~ 10 min) due to visibility constraints. These short runs were insufficient to detect the source. Follow-up observations were conducted at the end of December 2008 until April 2009 under more favorable zenith angles, smaller than 35 degrees.

A total observation time of 28.1 h was accumulated over 20 days with the 2 GHz MUX-FADC read-out system. 35 min were recorded in On-mode, while the remaining data (27.5 h) were taken in wobble mode where the source was displaced by 0.4° from the camera center in order to allow the recording of simultaneous Off data with the same offset from the camera center (Daum et al. 1997). After quality selection 11.9 h of data were used in the analysis. The main part of this data set is from January 2009, but it also includes one night (29) in December 2008 and one (16) in April 2009.

The data were analyzed using the standard analysis chain as described in Albert et al. (2008b, 2008c) and Aliu et al. (2009). In order to suppress the background showers produced by charged cosmic rays, a multivariate classification method known as Random Forest is used (Albert et al. 2008d). For every event, the algorithm takes as input a set of image parameters, and produces one single parameter as output, called HADRONNESS. The background rejection is then achieved by a cut in HADRONNESS, which was optimized using Crab Nebula data taken under comparable conditions.

Table 2. Night-by-night results of MAGIC December 2008 – April 2009 observations.

| Observation night [MJD] | Observation time [min] | Excess events | background events | On/Off scaling factor | significance |
|-------------------------|------------------------|---------------|-------------------|-----------------------|--------------|
| 54829 | 50.4 | -0.3 | 65.3 | 0.03 | -0.04 |
| 54832 | 60.0 | -10.7 | 92.7 | 0.02 | -0.98 |
| 54834 | 81.0 | 4.8 | 103.2 | 0.02 | 0.41 |
| 54838 | 78.0 | -1.4 | 48.4 | 0.08 | -0.18 |
| 54852 | 33.6 | 12.9 | 42.1 | 0.07 | 1.73 |
| 54855 | 157.8 | 4.1 | 241.9 | 0.06 | 0.24 |
| 54856 | 140.4 | 5.3 | 70.7 | 0.10 | 0.57 |
| 54937 | 114.6 | -0.3 | 110.3 | 0.03 | -0.03 |

A cut in θ^2 , was used to extract the signal and also optimized in the same way. An additional cut removed the events with a total charge of less than 200 photo-electrons (phe) in order to assure a better background rejection.

We find no signal in this data set. The number of excess events is 29 over a background of 775 events, corresponding to a significance of 0.94σ . The night by night results are reported in Table 2.

Table 3. Differential upper limits (95% confidence level) for December 2008-April 2009 observations.

| Energy bin[GeV] | Upper Limit[1/TeV/m ² /s] |
|-----------------|--------------------------------------|
| 150-200 | $1.8 \cdot 10^{-5}$ |
| 200-315 | $1.6 \cdot 10^{-6}$ |
| 315-430 | $7.2 \cdot 10^{-7}$ |
| 430-580 | $2.5 \cdot 10^{-7}$ |

All data were combined for the calculation of flux upper limits in the energy range between 150 GeV and 580 GeV (higher energies can be neglected due to the strong EBL absorption). Including a 30% systematic error and assuming a power law with a spectral index of -4 the integrated flux upper limit (2σ c.l.) is $6.3 \cdot 10^{-7}$ ph/m²/TeV/s. In Table 3 the differential values are reported.

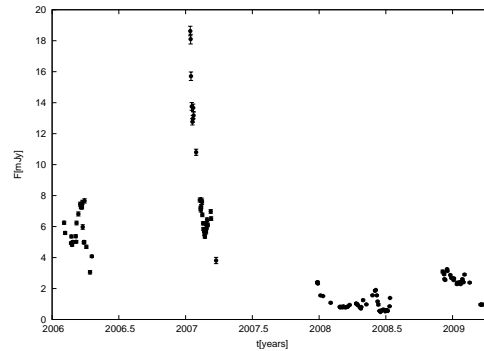
3. Multiwavelength Observations

We present here long term optical monitoring data from the Tuorla blazar monitoring program, and near infrared data from REM (for January 2007), X-ray data from SWIFT (for February 1, 2009) and γ -ray data from *Fermi* (for January 2009).

3.1. Optical Observations

3C 279 has been observed regularly since 2004 as a part of the Tuorla blazar monitoring program. Figure 3 shows the long term optical R-band light curve covering all the MAGIC observation periods discussed in this paper. In 2009 also polarimetric observations of 3C 279 were performed. The photometric optical R-band observations are performed with the Tuorla 1 meter telescope (Finland) and Kungliga Vetenskapsakademien (KVA) 35 cm telescope (La Palma). The latter can be controlled remotely from Tuorla Observatory.

KVA consists of two telescopes, the larger one being a 60cm (f/15) Cassegrain telescope equipped with a CCD polarimeter capable of polarimetric measurements in BVRI-bands using a plane-parallel calcite plate and a super-achromatic lambda/2 retarder. For 3C 279 the observations were done without filter to improve the signal-to-noise of the observations.

**Fig. 3.** Long term optical R-band observations of the Tuorla blazar monitoring program of 3C 279. The giant flare near the beginning of 2007 is clearly visible.

The 35cm telescope is used for photometric measurements in B, V and R-bands. The photometric measurements are made in differential mode, i.e. by obtaining CCD images of the target and calibrated comparison stars in the same field of view (Fiorucci & Tosti 1996; Fiorucci et al. 1998; Villata et al. 1998). The magnitudes of the source and comparison stars are measured using aperture photometry and the (color corrected) zero point of the image determined from the comparison star magnitudes. Finally, the object magnitude is computed using the zero point and a filter-dependent color correction. Magnitudes are then transferred to linear fluxes using the formula $F = F_0 * 10^{\text{mag}/-2.5}$, where mag is the object magnitude and F_0 is a filter-dependent zero point (in the R-band the value $F_0 = 3080$ Jy is used from Bessell et al. 1979).

For polarimetric measurements the normalized Stokes parameters and the degree of polarization and position angle were calculated from the intensity ratios of the ordinary and extraordinary beams using standard formula (e.g. Degl'Innocenti et al. 2007) and semiautomatic software specially developed for polarization monitoring purposes. During some of the nights, polarized standard stars from Turnshek et al. (1990) were observed to determine the zero point of the position angle. The instrumental polarization of the telescope has been found to be negligible.

3.2. REM observations in January 2007

In January 2007 3C 279 was intensively monitored by REM in the IR band (J, H and K filters). REM is a 60-cm diameter fast-reacting telescope with 10° s^{-1} pointing speed located at the Cerro La Silla premises of the European Southern Observatory, Chile (Zerbi et al. 2001; Chincarini et al. 2003; Covino et al. 2004a; Covino et al. 2004b). The telescope hosts REMIR, an

infrared imaging camera, and ROSS, an optical imager and slitless spectrograph. The two cameras observe simultaneously the same field of view of $10' \times 10'$ thanks to a dichroic mirror, although only the infrared data are reported here. The telescope was designed to rapidly follow transient high-energy events as Gamma-Ray Bursts (GRBs) but in the idle time it is perfectly suited for monitoring programs of variable sources. The observations, including the short and long-term scheduling, are totally automatic. Typical exposure durations were of 150 s in the *J*, *H* and *Ks* filters. Data were reduced in a standard way by means of tools provided by the ESO-Eclipse package (Devillard 1997). Standard aperture photometry was derived and results calibrated by a suitable number of well-exposed 2MASS objects in the field.¹

3.3. *Swift* and *Fermi* observations in January–February 2009

The *Swift* satellite (Gehrels et al. 2004) is a NASA mission, launched in 2003. *Swift* performed Target of Opportunity observation of 3C 279 on February 1, 2009.

Swift/XRT is a Wolter type I grazing incidence telescope, with 110 cm^2 effective area, $23.6'$ arcminutes FOV and $15''$ angular resolution, sensitive in the 0.2–10 keV energy band. Data were reduced using the software distributed with the `heasoft` 6.3.2 package by the NASA High Energy Astrophysics Archive Research Center (HEASARC). The `xrtpipeline` was set for the photon counting or window timing modes and having selected single pixel events (grade 0). Data shown in the SEDs were rebinned in order to have at least 30 counts per energy bin. Power law models have been fitted to the spectra. The X-ray reddening due to absorbing systems along the light travel path has been corrected assuming the Galactic value for column density of neutral hydrogen $N_H = 2.1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ (Kalberla et al. 2005).

UVOT is a 30 cm diffraction limited optical–UV telescope, equipped with 6 different filters, sensitive in the 1700–6500 Å wavelength range, in a $17' \times 17'$ FOV. During the pointing of February 1, 2009 used below for the SED, only filters UVW1 and U were available. Analysis was performed by means of the `uvotimsum` and `uvotsource` tasks with a source region of $5''$, while the background was extracted from a source-free circular region with radius equal to $50''$ (it was not possible to use an annular region, because of a nearby source). The extracted νF_ν magnitudes have been corrected for Galactic extinction using the values of Schiegell et al. (1998) and applying the formulae by Pei (1992) for the UV filters, and finally converted into fluxes following Poole et al. (2008).

The Fermi LAT is a pair conversion telescope designed to cover the energy band from 20 MeV to greater than 300 GeV which operates in all-sky scanning mode.

The average LAT spectrum was derived in the period of the MAGIC pointings using the publicly available LAT data.² The photons of class 3 (DIFFUSE) with energy in the range 0.1–100 GeV collected from January 21, 2009 to January 31, 2009 were selected. These data were processed by using Science Tools 9.15.2, which includes the Galactic diffuse and isotropic background and the Instrument Response Function IRF P6_V3_DIFFUSE. Then photons in the good-time intervals and within a region of interest (ROI) with radius of 10° from the source radio position were selected and a cut on the zenith angle parameter ($< 105^\circ$) to avoid the Earth albedo was applied. The

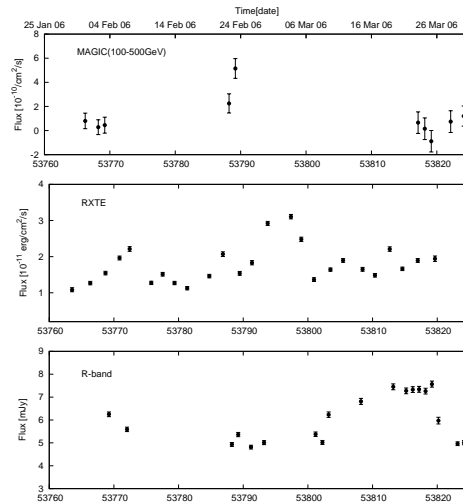


Fig. 4. Light curve in different energy bands during the 2006 observation campaign. From top to bottom: VHE γ -ray flux between 100–500 GeV as measured by MAGIC, RXTE PCA flux in the 2–10 keV range (Chatterjee et al. 2008) and KVA R-band observations.

following steps were to calculate the live-time cube, the exposure map and the diffuse response.

With all these information at hands, an analysis by using an unbinned likelihood algorithm (`gtlike`) in separate energy bins was performed. The model included the isotropic and Galactic diffuse backgrounds, the source of interest, all the 1FGL sources in the ROI and, possibly, additional sources not included there but identified in the map. For all the point sources we assumed a power law spectrum, with flux and photon index as a free parameter and calculated the corresponding test statistic (TS , see Mattox et al. (1996) for a definition; in practice one assumes $\sqrt{TS} \approx \sigma$, the significance of the detection). In the SED we report the four bins with high significance, $TS > 25$.

4. Multiwavelength behavior

In addition to multiwavelength data discussed in the previous section, there are also previously published multiwavelength data for all the MAGIC observing epochs (spring 2006: Böttcher et al. 2007, Collmar et al. 2010, winter 2006–2007: Larionov et al. 2008, 1996–2007: Chatterjee et al. 2008, winter 2008–spring 2009: Abdo et al. 2010). In the following we discuss the multiwavelength behaviour of the source in these three epochs comparing the data described in this paper to previously published results.

In the spring of 2006 when 3C 279 was first discovered by MAGIC, the source was in a high optical and X-ray state. However no optical or X-ray flare simultaneous to the VHE γ -ray flare was observed (Fig. 4). We are not aware of any optical polarization monitoring data for this epoch. In the radio bands the source was in quiescent state (Böttcher et al. 2007, Collmar et al. 2010) and there was no coincident very long baseline interferometry (VLBI) knot emerging from the VLBI core (Chatterjee et al. 2008), suggesting that the VHE γ -ray emission originates from region that is opaque to radio frequencies.

¹ <http://www.ipac.caltech.edu/2mass/>

² accessible from <http://fermi.gsfc.nasa.gov>

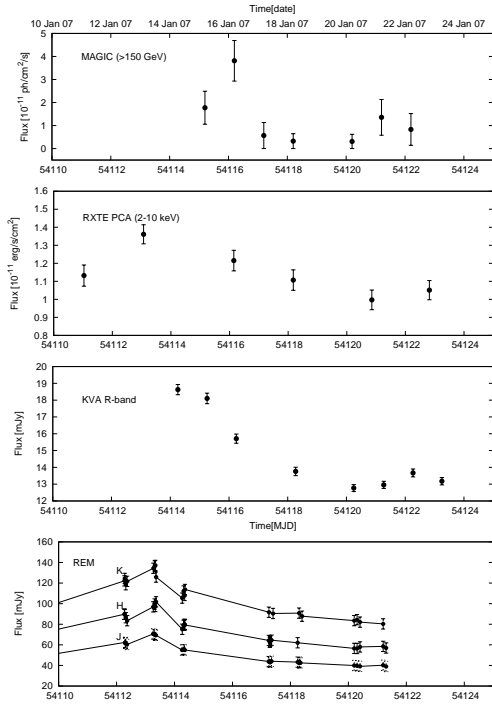


Fig. 5. Light curve in different energy bands during the 2007 observation campaign. From top to bottom: VHE γ -ray flux above 150 GeV as measured by MAGIC, RXTE PCA flux in the 2-10 keV range (Chatterjee et al. 2008), KVA R-band observations and REM infrared observations.

In January 2007 3C 279 was very bright in the optical band, reaching a peak flux of 19 mJy (R-13) on MJD 54114. This is the maximum flux observed from the source in five years of Tuorla blazar monitoring. However, during the MAGIC observation the optical flux was already decreasing and on the night of January 16, 2007 (MJD 54116) no increase in the optical flux was detected. A similar behavior was seen in the near-IR band, with a clear peak at January 13 followed by a decay. Unfortunately REM did not observe 3C 279 on January 15 and 16, but both on January 14 and 17 the data show a steep spectrum, smoothly joining with the R-band measure of KVA. Therefore, it is reasonable to assume that also the IR flux decreased smoothly during the VHE γ -ray flare.

The fluxes inferred from the MAGIC (>150 GeV), the RXTE PCA (2–10 keV), the KVA (R-band) and REM near infrared observations of January 2007 are compared as a function of time (light curves) in Fig. 5. As can be seen in Fig. 5, the VHE γ -ray flare does not coincide with neither the maximum of the optical flux or the maximum of the X-ray flux that were both observed prior to MAGIC observations. A comparison of the different light curves suggests a possible lag of 2-3 days of the VHE γ -ray flare with respect to the lower frequencies. It should also be noted, that the X-ray flux is in general lower than during the MAGIC observations in 2006.

In 2006-2007 there was also extensive whole earth blazar telescope (WEBT), very long baseline array (VLBA) and RXTE X-ray satellite monitoring of 3C 279 (Larionov et al. 2008). The

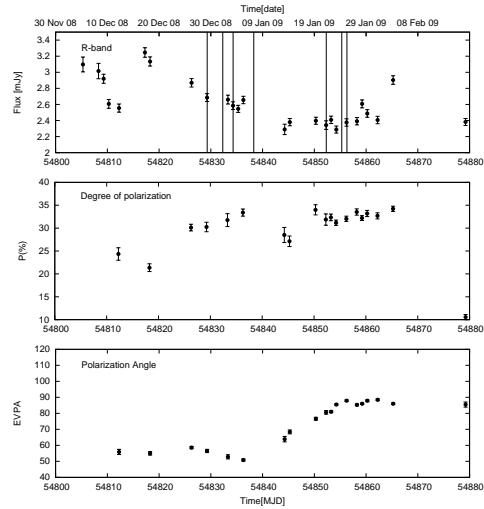


Fig. 6. The optical R-band light curve (top), degree of polarization (middle) and polarization angle of 3C 279 from 2008 December to 2009 February. The vertical lines show the time of MAGIC observations.

VLBA data shows a component emerging from the core at MJD 54063 ± 40 accompanied by the maxima in the 37 GHz light curve while the optical polarization data shows a rotation of the polarization angle $\sim 300^\circ$ starting around MJD 54115 with duration of ~ 2 months. There is coincident rotation of the polarization angle of the VLBI 43 GHz core and thus Larionov et al. (2008) conclude that the optical flares and rotation of the optical polarization angle take place in the VLBI knot as it moves downstream of the core. The timing of the MAGIC detection (MJD 54116) suggests that the emission of the VHE γ -rays also happens in this same emission region. This would be in agreement with previous results, that the γ -ray flares observed by EGRET and *Fermi* would take place in the knots freshly emerging from the VLBI core (see Jorstad et al. 2001, Jorstad et al. 2010, and Agudo et al. 2010). This is sometimes denoted as ‘far dissipation’ scenario, as the VLBI core is located tens of parsecs from the central engine (e.g. Marscher et al. 2010a). However, it has been argued (e.g. Tavecchio et al. 2010) that the size of the emission region at this distance from the central engine is rather large which might be in contradiction with the day scale variability of the MAGIC observation. This is further discussed in the following sections.

In December 2008 - January 2009 the source was in a quiescent state in the optical band. The polarization degree remained rather high ($\sim 30\%$) during the MAGIC observations and the polarization angle was rotating smoothly from 60 to 90 degrees. The light curves are shown in Figure 6. In the X-ray band the source was at quiescent level, the flux being about 50% lower than in January 2007 (Abdo et al. 2010). In the γ -ray band (*Fermi*) the source was active from mid-November 2008 to the end of February 2009 and showed two major flares (first one peaking end of November (MJD 54795) and second mid February (MJD 54880)), but the core of the MAGIC observations in 2009 January (MJD 54829-54856) took place in between the two flares, when the γ -ray flux was at a relatively low level. Unfortunately, due to bad weather on the MAGIC site, no data

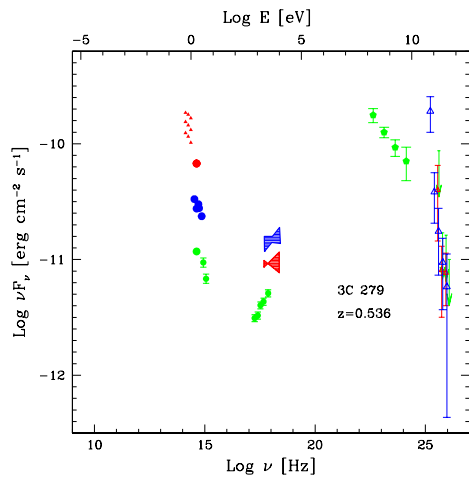


Fig. 7. SEDs of simultaneous optical, X-ray and γ -ray data at the epochs of MAGIC observations. Blue: February 23, 2006, red: January 16, 2007, green January 21-February 1 2009.

could be taken in February, when *Fermi* observed the γ -ray flare which was accompanied by a rotation of the optical polarization angle nor at the end of April when the source was flaring in the X-ray band (Abdo et al. 2010).

The optical to VHE γ -ray data of the three MAGIC observing epochs is summarized in Fig. 7. In summary, although the detections at VHE γ -ray energies correspond to high states in optical and X-rays, no multiwavelength correlations on short timescales seem to be present.

5. Spectral Energy Distributions and Models

In the following we discuss the spectral energy distributions (SEDs) of 3C 279 at three epochs, February 23, 2006, January 16, 2007 and January 21-February 1, 2009. The first epoch corresponds to the MAGIC discovery of the VHE γ -ray emission from 3C 279 reported in Albert et al. (2008a). In addition to the multiwavelength data discussed there we show IR, optical and X-ray data simultaneous to the MAGIC observations from Böttcher et al. (2009). For January 16, 2007 and January 21-31, 2009 we show the quasi-simultaneous data described in the Section 3.

The optical-IR data are important for SED modeling, since the steep continuum revealed by these measurements constrain the position of the synchrotron peak below the optical band in 2006 and below the IR band in 2007. The X-ray spectral data are also quite constraining, since they allow us to define the low energy end of the inverse Compton component.

The spectrum observed by MAGIC was corrected for intergalactic absorption using the recent EBL model by Dominguez et al. (2010) adopted here throughout. In the original publication of the 2006 observations the EBL model by Primack et al. (2005) was used, which underestimates the IR background according to observations (e.g. Fazio et al. 2004; Chary et al. 2004). However, as discussed in Dominguez et al. (2010), the difference between the EBL models is smaller than the systematic uncertainties of the MAGIC data analysis.

5.1. SED February 2006

We try to reproduce the revised data with a simple one-zone leptonic emission model for FSRQs (details in Maraschi & Tavecchio 2003) considering the synchrotron and inverse Compton (IC) emission from a population of relativistic electrons in a single emission region (spherical, with radius R) in motion with bulk Lorentz factor Γ at an angle θ with the line of sight. The electron energy distribution is described by a smoothed broken-power law with normalization K (measuring the number density of electrons at $\gamma = 1$) extending from γ_1 to γ_2 , with indices n_1 and n_2 below and above the break at a γ_b , respectively. The magnetic field with intensity B is supposed to be homogeneous and tangled. The seed photons for the IC emission are both the synchrotron photons produced within the jet (SSC mechanism) and those outside the jet. We consider two cases, in which the IC process occurs within or outside the BLR. In the first case the high energy emission is dominated by comptonization of the UV photons of the BLR (EC/BLR). In the latter case the external radiation field is dominated by the IR thermal emission from the (putative) dusty torus (EC/IR, Ghisellini & Tavecchio 2008, Sikora et al. 2009). In the case of the BLR emission we assume that the clouds are located at a distance R_{BLR} from the central black hole. The resulting emission is modeled as a black body peaking at 10^{15} Hz (Tavecchio & Ghisellini 2008) with luminosity fixed to a fraction τ_{BLR} of the disk luminosity (fixed to $L_D = 2 \times 10^{45}$ erg s $^{-1}$, Pian et al. 1999). In the case of the torus emission, located at a distance R_{IR} we assume that a fraction $\tau_{\text{IR}} = 0.5$ of the disk luminosity is intercepted and re-radiated from dust as IR emission (again, we assume a black body spectrum, with temperature $T_{\text{IR}} = 10^3$ K, see Nenkova et al. 2008).

In Figure 8 the blue line indicates the SED obtained applying the first model (EC/BLR), while the red line corresponds to the EC/IR case. The model parameters are listed in Table 4.

The main difference between the two models (BLR and IR) is related to the different frequency of the target photons, determining the energy threshold above which the IC process is strongly suppressed due to the onset of the Klein-Nishina (hereafter KN) regime. Basically, this energy can be written as (Tavecchio & Ghisellini 2008, Ghisellini & Tavecchio 2009):

$$E_{\text{KN}} = \frac{22.5}{\nu_{0.15}} \frac{\delta}{\Gamma(1+z)} \text{ GeV} \quad (2)$$

where δ is the relativistic Doppler factor ($\delta = \Gamma$ for $\theta = 1/\Gamma$) and $\nu_{0.15}$ is the frequency of the target photons (in units of 10^{15} Hz). Therefore, if the IC process takes place within the BLR the emission in the MAGIC band is strongly affected. The KN effect is more moderate if the IC scattering takes place outside the BLR. In this case the dominant photon frequency is $\nu_o = 10^{13}$ Hz corresponding to $T_{\text{IR}} = 10^3$ K; hence $E_{\text{KN}} \approx 300$ GeV. Accordingly, somewhat harder spectra are possible in the MAGIC band.

The modeling of the VHE γ -ray emission from 3C 279 is particularly challenging (Albert et al. 2008a, Böttcher et al. 2009). Indeed, due to the reduced IC scattering efficiency at high energy (e.g. Tavecchio & Ghisellini 2008) one zone emission models predict a low and rather soft emission in the VHE γ -ray band.

An additional difficulty for the BLR model is the possibility that VHE photons will be further reduced due to the internal $\gamma\gamma \rightarrow e^+ e^-$ absorption with the UV photons of the BLR (Liu et al. 2008, Sitarek & Bednarek 2008, Tavecchio & Mazin 2008). In contrast, when the emission occurs outside the BLR, photons with $E < 1$ TeV are not substantially absorbed (above 1 TeV they will be absorbed interacting with the IR radiation of the torus).

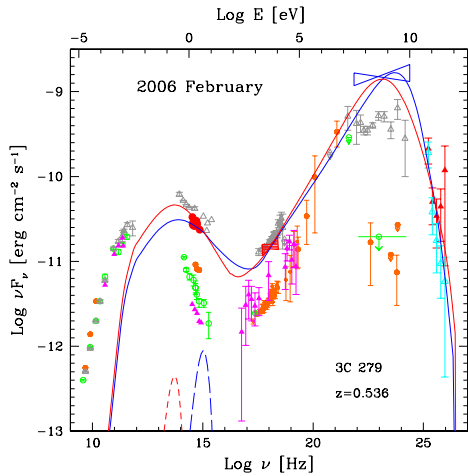


Fig. 8. The spectral energy distribution of 3C 279 on February 23, 2006. The red symbols show the optical (filled circles), RXTE (bow-tie) Böettcher (2009) and MAGIC deabsorbed data (triangles) used to fit the two model curves: blue line assuming EC inside the BLR and red line EC outside the BLR. Also MAGIC observed data is shown (cyan). For comparison also historical data are shown: 1991 high state (gray: Hartman et al. 1996), 1993 low state (green: Maraschi et al. 1993), 1996 high state (orange, blue bow-tie: Ballo et al. 2002, Wehrle et al. 1998) and 2003 low state (magenta: Collmar et al. 2004).

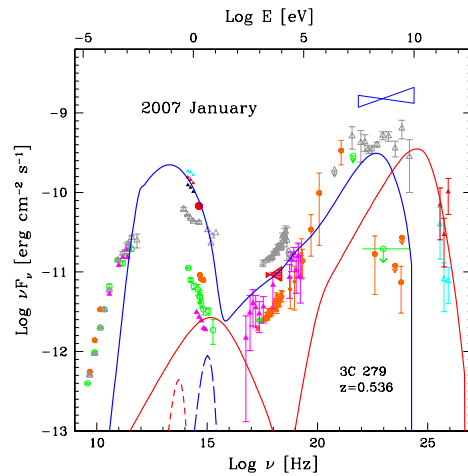


Fig. 9. The spectral energy distribution of 3C 279 on January 2007 16th (MJD 54116). The red symbols show the REM (MJD 54114.4, triangles), KVA (filled circle), RXTE (bow-tie) and MAGIC (deabsorbed, triangles) data used to fit the two-zone model (see text). Blue line shows the emission from the zone inside BLR and red line the emission from outside the BLR. Additionally REM data from MJD 54113.3 (Maximum of the REM lightcurve) cyan and MJD 54117.3 (black) are shown. The historical data as in Fig. 8.

Summarizing, these observations are very difficult to reconcile with the one-zone framework. Both the EC/BLR and the EC/IR models can reproduce the data but require a rather large flux in the LAT band. Future detections of 3C 279 simultaneously in the LAT and VHE band will be crucial to confirm or rule out this possibility.

5.2. SED January 2007

At the time of the second MAGIC detection, in January 2007, 3C 279 was in a brighter optical state but in a fainter X-ray state than at the discovery (February 23, 2006). Motivated by the difficulties of the one-zone model discussed above (for 2007 the required GeV flux would be even higher than for 2006), we consider two-zone model and lepto-hadronic model for this dataset.

5.2.1. Two-zone Model

In “two zone” model, the emission from the optical up to the X-ray and γ -ray bands derives from a different emission region than the VHE γ -ray photons. As the VHE γ -ray flare follows the optical one, we assume that the optical up to the X-ray and γ -ray emission zone is closer to central engine than the VHE γ -ray emission. Abdo et al. (2010) show that the γ -ray emission region is located on the parsec scale jet and we therefore model the spectral energy distribution assuming that the optical up to the X-ray and γ -ray bands are emitted within the BLR while the VHE γ -ray emission originates in a region outside the BLR. This also minimizes the effect of the KN regime and internal absorption of γ -rays. However, the modeling is valid also for emission

regions further out in the jet as far as it is still located within IR torus to provide enough seed photons.

Assuming two regions we are doubling the number of free parameters, therefore this scenario is far less constrained than one-zone models. Clearly the magnetic field and particle density will be lower and the size larger for the more external region. The parameters for the two regions are reported in Table 4 and the fit to 2007 data in Fig. 9. The two-zone model can better reproduce the MAGIC data, due to the possibility to shift the peak of the EC bump to higher energies.

It is also interesting to speculate about the possible connection between the energetic flare observed in the IR band and the VHE event, following the former by almost two days. In the framework of the two-zone model, an appealing picture assumes that the jet perturbation (possibly a shell) responsible for the IR flare (assumed to be produced inside the BLR), travels and eventually reaches the region where VHE photons can be more easily produced and can escape the emission region. From the delay between the two events we can infer the distance between the location of the infrared to optical synchrotron and VHE emission zones, $d \approx ct_{\text{lag}}\Gamma^2 \sim 2 \times 10^{18}$ cm, where we assume that the perturbations travels with a Lorentz factor $\Gamma \approx 20$, the value assumed in the radiative model. Interestingly, this distance is very well consistent with the assumed size of the VHE γ -ray emission zone.

5.2.2. Lepto-hadronic model

Although hadronic models in general are not favored for luminous quasars (Sikora et al. 2009), they might be viable for 3C 279 as it does not have as hard X-ray spectrum ($\Gamma <$

0.5, for 3C 279 $\Gamma=0.66$ Ballo et al. 2002) as other luminous quasars. Furthermore, models taking into account both leptonic and hadronic processes could be viable for describing the spectral energy distribution of quasars. Therefore, we also fit the data with a lepto-hadronic model. The model will be described in full detail in a forthcoming paper (Rüger et al. 2011). It comprises a non-thermal proton and electron distribution injected into the radiation volume as a power law with lower and upper bound (γ_{\min} and γ_{\max} respectively). The particles may radiate through a number of channels: The electrons may radiate through the above described mechanisms of synchrotron emission and inverse Compton scattering off synchrotron photons. The protons will also emit synchrotron radiation. Additionally they take part in photo-hadronic processes. Those are modeled by the cross-sections described in Kelner & Aharonian (2008). In the photo-hadronic processes π^0 and π^\pm are produced. The π^0 decay into γ -rays may eventually start a pair cascade in the source if γ -rays are emitted in the optical thick regime. The π^\pm decays into electrons and positrons which again emit synchrotron radiation. The time evolution is solved self-consistently with a scheme described in Rüger et al. (2010) for the pure leptonic case.

In this model the number of free parameters is comparable to one-zone SSC models. We introduce four extra parameters to describe the proton population. Since we assume identical minimum Lorentz factor and spectral index for electrons and protons, we end up with a total of nine free parameters. Unlike the one-zone SSC model the variability patterns are far more complicated. In this model the lower limit of variability is still given by the beamed light crossing time, which is of the order of 4 days. Since electrons and protons may burst differently and at different times, the determination of the variability pattern is complicated. If electron and proton density are increased simultaneously, the electrons produce the well-known soft lag pattern in the electron synchrotron radiation and the inverse Compton radiation. In the hadronic component this is also true for the synchrotron radiation. For the π production intermediate secondary energies peak earlier.

To model the data (fit shown in Fig. 10) we used electron and proton spectra with a $\gamma_{\min} = 150$ and a spectral index $s = 2.2$. For the protons we find $\gamma_{\max} = 10^9$, while the electrons have a much lower $\gamma_{\max} = 5 \times 10^4$. Spectral breaks are calculated self-consistently from the loss processes within the radiation zone. The magnetic field is assumed to be 0.025 G with a source radius of 5.3×10^{17} cm. The doppler factor is 42. The energy density of the electrons is one order of magnitude higher than the magnetic field energy density, while the proton energy density is already six orders of magnitude higher. Even though this is not in equilibrium this might still be confined, as the proton gyroradius at highest energies is of the order of the blob radius.

The parameters suggest that the radiation zone may be close to the end of magnetic confinement zone, ~ 1000 Schwarzschild radii from the supermassive black hole. However, the model itself is not limited to that region, but may be used on every point along the jet axis. Although internal pair absorption is included, external photons producing pairs are not included in the model and therefore if the emission region was inside the BLR the observed flux would be reduced.

5.3. SED January 2009

For the 2009 observations we present a SED built using multi-wavelength data nearly simultaneous to the MAGIC data taken

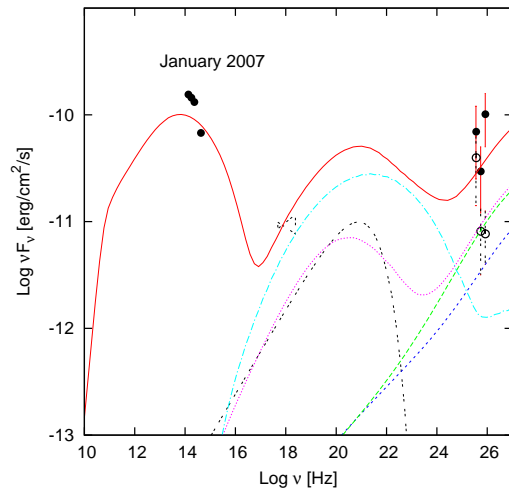


Fig. 10. The observed spectral energy distribution of January 2007 modeled with the lepto-hadronic model. The overall fit is shown with red line with the following components at high energies: the synchrotron radiation of pair creation electrons and positrons cascaded down from the optical thick regime (magenta dotted line), synchrotron radiation from positrons from the pion decay (green dashed line), synchrotron radiation from electrons from the pion decay (blue dashed line), inverse Compton scattering (cyan dot dashed line) and proton synchrotron emission (black double dashed line). The VHE γ -ray emission is mostly sum of the three first components while in X-rays the main contribution comes from the inverse Compton scattering (like in the purely leptonic models). The low energy bump is produced by the electron synchrotron radiation.

in the period 21-31 January, which yielded in an upper limits in the VHE γ -ray band. γ -ray data were derived from *Fermi* LAT and averaged over the same period (*Fermi* data were not available at the previous epochs) and XRT and UVOT data of February 1, 2009 were used. The source was in a rather low state at all available bands. The SED can be modeled quite satisfactorily with a standard one zone model assuming the emission region inside the BLR (Fig. 11) with typical parameters (reported in Table 4).

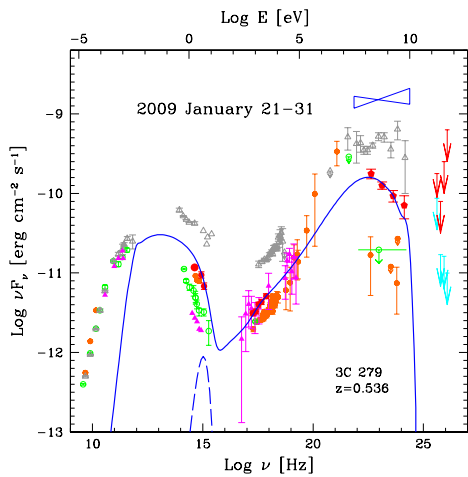
6. Summary and Conclusions

In this paper we report the MAGIC observations of 3C 279 in January 2007 and from December 2008 to April 2009. The January 2007 observations yielded a detection on the night of January 16, when the source was in a high optical state. Like in February 2006 when the source was discovered, in January 2007 the source was detected on one night only. However, in January 2007 MAGIC observed the source also in the previous and the following night and these observations resulted in non-detection, which confirms the day-scale variability of the source.

In February 2006 and January 2007 the source was in a high optical-IR state and was also showing a rather high state in X-rays. However, no major increase in the optical or X-ray flux was seen simultaneously to the VHE γ -ray flare. Unlike in February 2006 and January 2007, in January 2009 the source was observed

Table 4. Input parameters for the leptonic emission models. See text for definitions.

| Model | γ_{\min} | γ_b [10^3] | γ_{\max} [10^5] | n_1 | n_2 | B [G] | K [10^4 cm^{-3}] | R [10^{16} cm] | δ | θ [deg] | τ_{BLR} | R_{BLR} [10^{17} cm] | R_{IR} [10^{18} cm] |
|-------------------------------|-----------------|--------------------------|-------------------------------|-------|-------|------------|-----------------------------------|---------------------------------|----------|-------------------|---------------------|--|---|
| 2006 One-zone BLR | 1 | 2.5 | 3.5 | 2 | 3.7 | 0.15 | 2 | 5 | 20 | 2.9 | 0.015 | 4 | – |
| 2006 One-zone IR | 1 | 2 | 2 | 2 | 4 | 0.19 | 1 | 4.5 | 27 | 2 | – | – | 4 |
| 2007 Two-zone: Opt-X-ray zone | 1 | 0.5 | 0.03 | 2 | 4.3 | 2.2 | 5.5 | 5 | 18 | 3.1 | 0.05 | 6 | – |
| 2007 Two-zone: VHE zone | 45 | 20 | 5 | 2 | 4.3 | 0.1 | 0.01 | 10 | 18 | 3.1 | – | – | 2.5 |
| 2009 One-zone BLR | 1 | 0.33 | 0.2 | 2 | 3.5 | 0.8 | 23 | 3 | 20 | 2.1 | 0.1 | 6 | – |

**Fig. 11.** The spectral energy distribution of 3C 279 on January 2009: MAGIC (taken in the period 21-31 January, red arrows: deabsorbed, cyan arrows: observed), LAT (averaged over the same period, red pentagons), XRT and UVOT (February 1, 2009 red squares) and KVA (January 25, 2009 red filled circle). The SED is modeled assuming the emission region inside the BLR. The historical data as in Fig. 8.

by MAGIC during a low optical-X-ray state. The existence of LAT data for this epoch shows that the source was relatively faint also at GeV energies. Consistently, the MAGIC observations resulted in upper limits.

In the spring of 2009 *Fermi* detected a fast γ -ray flare from 3C 279 which was coincident with a rotation of the optical polarization angle of 180 degrees that had duration of ~ 20 days. In early 2007 such rotation of the polarization angle also took place (Larionov et al. 2008), but with rotation of ~ 360 degrees, the duration of rotation ~ 2 times longer and the direction of the rotation opposite to what was seen in 2009. The MAGIC detection in January 2007 took place in the beginning of the rotation of optical polarization angle, thus confirming that rotation of optical polarization angle in 3C 279 are recurrently accompanied with γ -ray flares. This seems to be common in FSRQs, the same behavior has been observed in PKS 1510-089 in 2009 (Marscher et al. 2010b).

However, the patterns in 3C 279 in January 2007 and February 2009 are clearly different, which might suggest that different mechanisms for producing the rotation of the polarization angle could be in action (e.g. for 2009 the rotation could be produced by turbulence, see e.g. D’Arcangelo et al.

2007). Therefore it is not possible to draw definite conclusions on the connection between the rotation of polarization angle with γ -ray flares either.

We find that the spectral energy distribution of 3C 279 in 2007 January cannot be explained by the standard one-zone SSC+EC model, where the emission region is located inside the BLR which provides the seed photons for inverse Compton scattering. Instead we explore a two-zone model, where the VHE γ -ray emitting region is located just outside the BLR, while the standard optical-to-X-ray and γ -ray emitting region is still inside the BLR region and a lepto-hadronic model, which both fit the data reasonably well. Also other possible scenarios for the emission exists. Sitarek & Bednarek (2010) suggested a leptonic cascade model. Several authors have also suggested that blazar emission zone would be located at parsec scale distances from the black hole: there γ -rays could be produced via up-scattering of infrared photons from the hot dust (Blazejowski et al. 2000, Sikora et al. 2009). It has also been suggested that the relativistic jet could drag part of the BLR clouds to large distances from the central engine (at least in radio galaxies: Arshakian et al. 2010, Leon-Tavares et al. 2010a) and in principle these photons could serve as external seed photons for inverse Compton scattering. The multiwavelength behavior of the source in January 2007 can also be interpreted in favor of emission zone beyond VLBI core and in such case multi emission shell model suggested by Marscher et al. (2010) could be viable.

After the first detection of 3C 279 by MAGIC, two other flat spectrum radio quasars have been detected in the VHE γ -ray band, PKS 1510-089 ($z = 0.36$, Wagner et al. 2010) and PKS 1222+21 ($z = 0.432$, Mariotti et al. 2010, Aleksić et al. 2011). In all the cases the emission of the VHE γ -ray radiation poses problems to the standard models, as discussed in this paper and in Aleksić et al. (2011). Future multiwavelength observations, including higher sensitivity observations with MAGIC II, will be needed to improve our understanding of the high-energy emission from FSRQs.

Acknowledgements. We would like to thank the Instituto de Astrofísica de Canarias for the excellent working conditions at the Observatorio del Roque de los Muchachos in La Palma. The support of the German BMBF and MPG, the Italian INFN, the Swiss National Fund SNF, and the Spanish MICINN is gratefully acknowledged. This work was also supported by the Marie Curie program, by the CPAN CSD2007-00042 and MultiDark CSD2009-00064 projects of the Spanish Consolider-Ingenio 2010 programme, by grant DO02-353 of the Bulgarian NSF, by grant 127740 of the Academy of Finland, by the YIP of the Helmholtz Gemeinschaft, by the DFG Cluster of Excellence “Origin and Structure of the Universe”, and by the Polish MNiSzW Grant N N203 390834. Authors wish to thank Alan Marscher for useful discussions.

References

- Abdo, A. et al. (the Fermi LAT Collaboration) 2009, *ApJ*, 700, 597
- Abdo, A. et al. (the Fermi LAT Collaboration and Members of the 3C 279 Multi-Band Campaign), 2010, *Nature*, 463, 919
- Agudo, I., Jorstad, S., Marscher, A. et al. 2010, accepted to *ApJL*
- Aharonian, F. et al. (the HESS Collaboration) 2009, *A&A*, 502, 749

- Albert, J. et al. (the MAGIC Collaboration) 2007, *ApJ*, 669, 862
- Albert, J. et al. (the MAGIC Collaboration) 2008a, *Science*, 320, 1752
- Albert, J. et al. (the MAGIC Collaboration) 2008b, *ApJ*, 674, 1037
- Albert, J. et al. (the MAGIC Collaboration) 2008c, *Nucl. Instr. Meth. A*, 594, 407
- Albert, J. et al. (the MAGIC Collaboration), 2008d, *Nucl. Instr. Meth. A*, 588, 424
- Aleksić et al. (the MAGIC Collaboration), 2010, *A&A* 519, A32
- Aleksić et al. (the MAGIC Collaboration), 2011, submitted to *ApJL*
- Aliu, E. et al. (the MAGIC Collaboration), 2009, *Astropart. Phys.*, 30, 293
- Arshakian, T. G., Leon-Tavares, J., Lobanov, A. P. et al. 2010, *MNRAS*, 401, 1231
- Ballo, L., Maraschi, L., Tavecchio, F. et al. 2002, *ApJ*, 567, 50
- Bessell, M. S. 1979, *PASP*, 91, 589
- Blażejowski, M., Sikora, M., Moderski, R., Madejski, G. M. 2000, *ApJ*, 545, 107
- Böttcher, M., Reimer, A., Marscher, A. 2009, *ApJ*, 703, 1168
- Britzger, D., Carmona, E., Majumdar, P. et al., Proc. 31st ICRF, Lodz, Poland, July 2009, arXiv:0907.0973
- Bretz, T. & Wagner, R., 2003, in Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference, Tsukuba, Japan, 5, 2947
- Bretz, T. & Dorner, D. (MAGIC Collab.), 2008, *AIP Conf. Proc.* 1085, 664
- Chatterjee R. et al., 2008, *Astrophys. J.* 689, 79C
- Chary R., et al., 2004, *ApJS*, 154, 80
- Chincarini, G., Zerbi, F. M., Antonelli, L. A., et al. 2003, *The Messenger*, 113, 40
- Cipriani, S. et al. (Fermi Collaboration), 2008, *ATel* 1864
- Collmar, W. et al. 2004 Proceedings of the 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe (ESA SP-552). 16-20 February 2004, Munich, Germany. Scientific Editors: V. Schnfelder, G. Licht & C. Winkler, p.555
- Collmar, W., Böttcher, M., Krichbaum, T. et al. 2010, *A&A*, 522, 66
- Covino, S., Zerbi, F. M., Chincarini, G., et al. 2004a, *AN*, 325, 543
- Covino, S., Stefanon, M., Sciuto, G., et al. 2004b, *SPIE*, 5492, 1613
- Daum, A. et al. (The HEGRA Collaboration), 1997, *Aph*, 8, 1
- D’Arcangelo, F., Marscher, A. P., Jorstad, S. et al. 2007, *ApJ*, 659, 107
- Deg’Innocenti, E. L., Bagnulo, S., Fossati, L. 2007, *Polarimetric Standardization*, 364, 495
- Dermer, C. D. & Schlickeiser, R. 1993, *ApJ*, 416, 458
- Devillard, N. 1997, *The Messenger*, 87
- Dominguez, A., Primack, J. R., Rosario, D. J., et al. 2010, *MNRAS*, in press
- Fazio G. G., et al., 2004, *ApJS*, 154, 39
- Fomin, V. P. et al., 1994, *Astropart. Phys.*, 2, 137
- Fiorucci, M. & Tosti, G. 1996, *A&AS*, 116, 403
- Fiorucci, M., Tosti, G., & Rizzi, N. 1998, *PASP*, 110, 105
- Gehrels, N., et al. 2004, *ApJ*, 611, 1005
- Ghisellini, G. & Tavecchio, F. 2008, *MNRAS*, 387, 1669
- Ghisellini, G. & Tavecchio, F. 2009, *MNRAS*, 397, 985
- Hartman, R. C. et al. 1992, *ApJ* 385L, 1H
- Hartman, R. C. et al. 1996, *ApJ*, 461, 698
- Hartman, R. C. et al. 2001, *ApJ* 558, 583H
- Hillas, A. M., 1985, in Proceedings of the 19th International Cosmic Ray Conference, La Jolla, 3, 445
- Hewitt, A. & Burbidge G. 1993, *ApJS*, 87, 451
- Jorstad, S. G., Marscher, A. G., Mattox J. R. et al. 2001, *ApJ*, 556, 738
- Jorstad, S. G. et al. 2004, *Astr. J.* 127, 3115
- Jorstad, S. G., Marscher, A. et al. 2010, 2009 Fermi Symposium and eConf Proceedings, arXiv:0912.5230
- Kalberla, P. M. W. et al. 2005, *Astronomy & Astrophysics*, 440, 775
- Kelner, S. R. & Aharonian, F. A. 2008, *Phys. Rev. D*, 78, 4013
- Leon-Tavares, J., Lobanov, A. P., Chavushyan, V. H. et al. 2010, *ApJ*, 715, 355
- Lessard, R. W. et al., 2001, *Astropart. Phys.*, 15, 1
- Li, T.-P., and Ma, Y.-Q., 1983 *ApJ*, 272, 317.
- Liu, H. T., Bai, J. M. & Ma, L. 2008, *ApJ*, 688, 148
- Lindfors, E., Türler, M., Valtaoja, E. et al. 2006, *A&A* 456, 895
- Mannheim, K., & Biermann, P. L. A&A. 1992, 253, L21
- Maraschi, L., Ghisellini, G., & Celotti, A. 1992, *ApJ*, 397, L5
- Maraschi, L. et al. 1994, *ApJ*, 435, 91
- Maraschi, L. & Tavecchio, F. 2003, *ApJ*, 593, 667
- Marscher, A. P. & Jorstad, S. G. 2010a, in the Proceedings of Fermi meets Jansky AGN in Radio and Gamma-Rays Savolainen, T., Ros, E., Porcas, R.W., & Zensus, J.A. (eds.)
- Marscher, A. P., Jorstad, S. G., Larionov, V. et al. 2010b, *ApJL*, 710, L126
- Mariotti, M. (for the MAGIC Collaboration) 2010, *ATel* 2684
- Mattox, J. R., Bertsch, D. L., Chiang, J., et al. 1996, *ApJ*, 461, 396
- Mücke, A. et al. 2003, *Aph*, 18, 593
- Nenkova, M., Sirocky, M., Ivezić, Z. & Elitzur, M. 2008, *ApJ*, 685, 147
- Pei, Y. C. 1992, *ApJ*, 395, 130
- Pian, E., Urry, C. M., Maraschi, L. et al. 1999, *ApJ*, 521, 112
- Poole, T. S., et al. 2008, *MNRAS*, 383, 627
- Primack, J. R., Bullock, J. S. Somerville, R. S., 2005, in High Energy Gamma-Ray Astronomy American Institute of Physics Conference Series, F. Aharonian, H. Voelk, D. Horns, Eds. (AIP, Heidelberg), 745, 23
- Pushkarev, A. B., Kovalev, Y. Y., Lister, M. L. 2010, *ApJ*, 722, 7
- Riegel, B., et al. (MAGIC Collab.), 2005, in Proceedings of the 29th International Cosmic Ray Conference, Pune, India, 5, 215
- Rüger, M., Spanier, F. & Mannheim, K. 2010, *MNRAS*, 401, 973
- Rüger, M., Spanier, F. & Mannheim, K. 2011, in preparation
- Schlegel, David J.; Finkbeiner, Douglas P.; Davis, Marc, 1998, *ApJ*, 500, 525
- Sikora, M., Begelman, M. C., & Rees, M. J. 1994, *ApJ*, 421, 153
- Sikora, M. et al. 2001, *ESASP* 459, 259S.
- Sikora, M., Moderski, R., & Madejski, G. M. 2008, *ApJ*, 675, 71
- Sikora, M., Stawarz, L., Moderski, R., Nalewajko, K. & Madejski, G. 2009, *ApJ*, 704, 38
- Sitarek, J. & Bednarek, W. 2008, *MNRAS*, 391, 624
- Sitarek, J. & Bednarek, W. 2010, *MNRAS*, 409, 662
- Tavecchio, F. & Ghisellini, G. 2008, *MNRAS*, 386, 28
- Tavecchio, F., Ghisellini, G. 2009, *MNRAS*, 394, 131
- Tavecchio, F. and Mazin, D. 2009, *MNRAS* 392, 40
- Turnsheak, D. A., Böhlin, R. C. Williamson, R. L. et al. 1990, *AJ*, 99, 1243
- Villata, M., Raiteri, C. M., Lanteri, L., Sobrito, G., & Cavallone, M. 1998, *A&AS*, 130, 305
- Wagner, S. J. (the HESS collaboration) 2010, HEAD Meeting, Hawaii (BAAS, 42, 2, 07.05)
- Wehrle, A. et al. 1998, *ApJ*, 497, 178
- Zerbi, F. M., Chincarini, G., Ghisellini, G., et al. 2001, *AN*, 322, 275

-
- 1 IFAE, Edifici Cn., Campus UAB, E-08193 Bellaterra, Spain
 - 2 INAF National Institute for Astrophysics, I-00136 Rome, Italy
 - 3 Università di Siena, and INFN Pisa, I-53100 Siena, Italy
 - 4 Technische Universität Dortmund, D-44221 Dortmund, Germany
 - 5 Universidad Complutense, E-28040 Madrid, Spain
 - 6 Università di Padova and INFN, I-35131 Padova, Italy
 - 7 Inst. de Astrofísica de Canarias, E-38200 La Laguna, Tenerife, Spain
 - 8 Depto. de Astrofísica, Universidad de La Laguna, E-38206 La Laguna, Spain
 - 9 University of Łódź, PL-90236 Lodz, Poland
 - 10 Tuorla Observatory, University of Turku, FI-21500 Piikkiö, Finland
 - 11 Deutsches Elektronen-Synchrotron (DESY), D-15738 Zeuthen, Germany
 - 12 ETH Zurich, CH-8093 Switzerland
 - 13 Max-Planck-Institut für Physik, D-80805 München, Germany
 - 14 Universität Würzburg, D-97074 Würzburg, Germany
 - 15 Universitat de Barcelona (ICC/IEEC), E-08028 Barcelona, Spain
 - 16 Università di Udine, and INFN Trieste, I-33100 Udine, Italy
 - 17 Institut de Ciències de l’Espai (IEEC-CSIC), E-08193 Bellaterra, Spain
 - 18 Inst. de Astrofísica de Andalucía (CSIC), E-18080 Granada, Spain
 - 19 Croatian MAGIC Consortium, Institute R. Boskovic, University of Rijeka and University of Split, HR-10000 Zagreb, Croatia
 - 20 Universitat Autònoma de Barcelona, E-08193 Bellaterra, Spain
 - 21 Inst. for Nucl. Research and Nucl. Energy, BG-1784 Sofia, Bulgaria
 - 22 INAF/Osservatorio Astronomico and INFN, I-34143 Trieste, Italy
 - 23 Università dell’Insubria, Como, I-22100 Como, Italy
 - 24 Università di Pisa, and INFN Pisa, I-56126 Pisa, Italy
 - 25 ICREA, E-08010 Barcelona, Spain
 - 26 now at Ecole polytechnique fédérale de Lausanne (EPFL), Lausanne, Switzerland
 - 27 supported by INFN Padova
 - 28 now at: Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT), Madrid, Spain
 - 29 University of California, Los Angeles, USA
 - 30 now at: Finnish Centre for Astronomy with ESO (FINCA), Turku, Finland
 - 31 * corresponding authors: K. Berger, email:berger@astro.uni-wuerzburg.de, E. Lindfors, email:elilin@utu.fi, F. Tavecchio, email:fabrizio.tavecchio@brera.inaf.it

Hümmer, S. ; Rüger, M. ; Spanier, F. ; Winter, W.: *Simplified Models for Photohadronic Interactions in Cosmic Accelerators*, 2010, ApJ, 721, 630

Literaturverzeichnis

Abdo et al. 2010a

ABDO, A. A. ; ACKERMANN, M. ; AGUDO, I. ; AJELLO, M. ; ALLER, H. D. ; ALLER, M. F. ; ANGELAKIS, E. ; ARKHAROV, A. A. ; AXELSSON, M. ; BACH, U. ; ET al.: The Spectral Energy Distribution of Fermi Bright Blazars. In: *ApJ* 716 (2010), Juni, S. 30–70. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/716/1/30>. – DOI 10.1088/0004-637X/716/1/30

Abdo et al. 2010b

ABDO, A. A. ; ACKERMANN, M. ; AJELLO, M. ; AXELSSON, M. ; BALDINI, L. ; BALLEST, J. ; BARBIELLINI, G. ; BASTIERI, D. ; BAUGHMAN, B. M. ; BECHTOL, K. ; ET al.: A change in the optical polarization associated with a γ -ray flare in the blazar 3C279. In: *Nature* 463 (2010), Februar, S. 919–923. <http://dx.doi.org/10.1038/nature08841>. – DOI 10.1038/nature08841

Acciari et al. 2009

ACCIARI, V. A. ; ALIU, E. ; ARLEN, T. ; BEILICKE, M. ; BENBOW, W. ; BRADBURY, S. M. ; BUCKLEY, J. H. ; BUGAEV, V. ; BUTT, Y. ; BYRUM, K. L. ; CELIK, O. ; CESARINI, A. ; CIUPIK, L. ; CHOW, Y. C. K. ; COGAN, P. ; COLIN, P. ; CUI, W. ; DANIEL, M. K. ; ERGIN, T. ; FALCONE, A. D. ; FEGAN, S. J. ; FINLEY, J. P. ; FORTIN, P. ; FORTSON, L. F. ; FURNISS, A. ; GILLANDERS, G. H. ; GRUBE, J. ; GUENETTE, R. ; GYUK, G. ; HANNA, D. ; HAYS, E. ; HOLDER, J. ; HORAN, D. ; HUI, C. M. ; HUMENSKY, T. B. ; IMRAN, A. ; KAARET, P. ; KARLSSON, N. ; KERTZMAN, M. ; KIEDA, D. B. ; KILDEA, J. ; KONOPELKO, A. ; KRAWCZYNSKI, H. ; KRENNRICH, F. ; LANG, M. J. ; LEBOHEC, S. ; MAIER, G. ; MCCANN, A. ; MCCUTCHEON, M. ; MORIARTY, P. ; MUKHERJEE, R. ; NAGAI, T. ; NIEMIEC, J. ; ONG, R. A. ; PANDEL, D. ; PERKINS, J. S. ; POHL, M. ; QUINN, J. ; RAGAN,

K. ; REYES, L. C. ; REYNOLDS, P. T. ; ROSE, H. J. ; SCHROEDTER, M. ; SEMBROSKI, G. H. ; SMITH, A. W. ; STEELE, D. ; SWORDY, S. P. ; TONER, J. A. ; VALCARCEL, L. ; VASSILIEV, V. V. ; WAGNER, R. ; WAKELY, S. P. ; WARD, J. E. ; WEEKES, T. C. ; WEINSTEIN, A. ; WHITE, R. J. ; WILLIAMS, D. A. ; WISSEL, S. A. ; WOOD, M. ; ZITZER, B.: VERITAS Observations of the BL Lac Object 1ES 1218+304. In: ApJ 695 (2009), April, S. 1370–1375. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/695/2/1370>. – DOI 10.1088/0004-637X/695/2/1370

Achterberg et al. 2001

ACHTERBERG, A. ; GALLANT, Y. A. ; KIRK, J. G. ; GUTHMANN, A. W.: Particle acceleration by ultrarelativistic shocks: theory and simulations. In: MNRAS 328 (2001), Dezember, S. 393–408. <http://dx.doi.org/10.1046/j.1365-8711.2001.04851.x>. – DOI 10.1046/j.1365-8711.2001.04851.x

Aharonian et al. 2009

AHARONIAN, F. ; AKHPERJANIAN, A. G. ; ANTON, G. ; BARRES DE ALMEIDA, U. ; BAZER-BACHI, A. R. ; BECHERINI, Y. ; BEHERA, B. ; BERNLÖHR, K. ; BOISSON, C. ; BOCHOW, A. ; ET al.: Simultaneous Observations of PKS 2155-304 with HESS, Fermi, RXTE, and Atom: Spectral Energy Distributions and Variability in a Low State. In: ApJ 696 (2009), Mai, S. L150–L155. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/696/2/L150>. – DOI 10.1088/0004-637X/696/2/L150

Aharonian et al. 2007

AHARONIAN, F. ; AKHPERJANIAN, A. G. ; BAZER-BACHI, A. R. ; BEHERA, B. ; BEILICKE, M. ; BENBOW, W. ; BERGE, D. ; BERNLÖHR, K. ; BOISSON, C. ; BOLZ, O. ; BORREL, V. ; BOUTELIER, T. ; BRAUN, I. ; BRION, E. ; BROWN, A. M. ; BÜHLER, R. ; BÜSCHING, I. ; BULIK, T. ; CARRIGAN, S. ; CHADWICK, P. M. ; CLAPSON, A. C. ; CHOUNET, L.-M. ; COIGNET, G. ; CORNILS, R. ; COSTAMANTE, L. ; DEGRANGE, B. ; DICKINSON, H. J. ; DJANNATI-ATAÏ, A. ; DOMAINKO, W. ; DRURY, L. O. ; DUBUS, G. ; DYKS, J. ; EGBERTS, K. ; EMMANOULOPOULOS, D. ; ESPIGAT, P. ; FARNIER, C. ; FEINSTEIN, F. ; FIASSON, A. ; FÖRSTER, A. ; FONTAINE, G. ; FUNK, S. ; FUNK, S. ; FÜSSLING, M. ; GALLANT, Y. A. ; GIEBELS, B. ; GLICENSTEIN,

J. F. ; GLÜCK, B. ; GORET, P. ; HADJICHRISTIDIS, C. ; HAUSER, D. ; HAUSER, M. ; HEINZELMANN, G. ; HENRI, G. ; HERMANN, G. ; HINTON, J. A. ; HOFFMANN, A. ; HOFMANN, W. ; HOLLERAN, M. ; HOPPE, S. ; HORNS, D. ; JACHOLKOWSKA, A. ; DE JAGER, O. C. ; KENDZIORRA, E. ; KERSCHHAGGL, M. ; KHÉLIFI, B. ; KOMIN, N. ; KOSACK, K. ; LAMANNA, G. ; LATHAM, I. J. ; LE GALLOU, R. ; LEMIÈRE, A. ; LEMOINE-GOUMARD, M. ; LENAIN, J.-P. ; LOHSE, T. ; MARTIN, J. M. ; MARTINEAU-HUYNH, O. ; MARCOWITH, A. ; MASTERSON, C. ; MAURIN, G. ; McCOMB, T. J. L. ; MODERSKI, R. ; MOULIN, E. ; DE NAUROIS, M. ; NEDBAL, D. ; NOLAN, S. J. ; OLIVE, J.-P. ; ORFORD, K. J. ; OSBORNE, J. L. ; OSTROWSKI, M. ; PANTER, M. ; PEDALETTI, G. ; PELLETIER, G. ; PETRUCCI, P.-O. ; PITA, S. ; PÜHLHOFER, G. ; PUNCH, M. ; RANCHON, S. ; RAUBENHEIMER, B. C. ; RAUE, M. ; RAYNER, S. M. ; RENAUD, M. ; RIPKEN, J. ; ROB, L. ; ROLLAND, L. ; ROSIER-LEES, S. ; ROWELL, G. ; RUDAK, B. ; RUPPEL, J. ; SAHAKIAN, V. ; SANTANGELO, A. ; SAUGÉ, L. ; SCHLENKER, S. ; SCHLICKEISER, R. ; SCHRÖDER, R. ; SCHWANKE, U. ; SCHWARZBURG, S. ; SCHWEMMER, S. ; SHALCHI, A. ; SOL, H. ; SPANGLER, D. ; STAWARZ, Ł. ; STEENKAMP, R. ; STEGMANN, C. ; SUPERINA, G. ; TAM, P. H. ; TAVERNET, J.-P. ; TERRIER, R. ; VAN ELDIK, C. ; VASILEIADIS, G. ; VENTER, C. ; VIALLE, J. P. ; VINCENT, P. ; VIVIER, M. ; VÖLK, H. J. ; VOLPE, F. ; WAGNER, S. J. ; WARD, M. ; ZDZIARSKI, A. A.: An Exceptional Very High Energy Gamma-Ray Flare of PKS 2155-304. In: *ApJ* 664 (2007), August, S. L71–L74. <http://dx.doi.org/10.1086/520635>. – DOI 10.1086/520635

Aharonian 2000

AHARONIAN, F. A.: TeV gamma rays from BL Lac objects due to synchrotron radiation of extremely high energy protons. In: *New Astronomy* 5 (2000), November, S. 377–395. [http://dx.doi.org/10.1016/S1384-1076\(00\)00039-7](http://dx.doi.org/10.1016/S1384-1076(00)00039-7). – DOI 10.1016/S1384-1076(00)00039-7

Aharonian et al. 1983

AHARONIAN, F. A. ; ATOYAN, A. M. ; NAGAPETYAN, A. M.: Photoproduction of Electron-Positron Pairs in Compact X-Ray Sources. In: *Astrophysics* 19 (1983), April, S. 187–. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01005624>. – DOI 10.1007/BF01005624

Albert u. al. et 2006

ALBERT, J. ; ET al.: Discovery of Very High Energy Gamma Rays from 1ES 1218+30.4. In: ApJ 642 (2006), Mai, S. L119–L122. <http://dx.doi.org/10.1086/504845>. – DOI 10.1086/504845

Arbeiter et al. 2002

ARBEITER, C. ; POHL, M. ; SCHLICKEISER, R.: The influence of dust on the inverse Compton emission from jets in Active Galactic Nuclei. In: A&A 386 (2002), Mai, S. 415–426. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20020221>. – DOI 10.1051/0004-6361:20020221

Battaner 1996

BATTANER, E.: *Astrophysical Fluid Dynamics*. Cambridge, UK: Cambridge University Press,, 1996

Berger et al. 2009

BERGER, K. ; MAJUMDAR, P. ; LINDFORS, E. ; TAVECCHIO, F. ; TESHIMA, M. ; FOR THE MAGIC COLLABORATION: MAGIC observations of the distant quasar 3C279 during an optical outburst in 2007. In: *ArXiv e-prints* (2009), Juli

Blandford u. Königl 1979

BLANDFORD, R. D. ; KÖNIGL, A.: Relativistic jets as compact radio sources. In: ApJ 232 (1979), August, S. 34–48. <http://dx.doi.org/10.1086/157262>. – DOI 10.1086/157262

Blandford u. Payne 1982

BLANDFORD, R. D. ; PAYNE, D. G.: Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets. In: MNRAS 199 (1982), Juni, S. 883–903

Blandford u. Znajek 1977

BLANDFORD, R. D. ; ZNAJEK, R. L.: Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes. In: MNRAS 179 (1977), Mai, S. 433–456

Błażejowski et al. 2000

BLĄŻEJOWSKI, M. ; SIKORA, M. ; MODERSKI, R. ; MADEJSKI, G. M.:

Comptonization of Infrared Radiation from Hot Dust by Relativistic Jets in Quasars. In: *ApJ* 545 (2000), Dezember, S. 107–116. <http://dx.doi.org/10.1086/317791>. – DOI 10.1086/317791

Blumenthal u. Gould 1970

BLUMENTHAL, G. R. ; GOULD, R. J.: Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases. In: *Rev. Mod. Phys.* 42 (1970), S. 237–271

Böttcher 2008

BÖTTCHER, M.: Implications of the VHE γ -Ray Detection of 3C279. In: F. A. AHARONIAN, W. HOFMANN, & F. RIEGER (Hrsg.): *American Institute of Physics Conference Series* Bd. 1085, 2008, S. 427–430

Böttcher et al. 2007

BÖTTCHER, M. ; BASU, S. ; JOSHI, M. ; VILLATA, M. ; ARAI, A. ; ARYAN, N. ; ASFANDIYAROV, I. M. ; BACH, U. ; BACHEV, R. ; BERDUYGIN, A. ; BLAEK, M. ; BUEMI, C. ; CASTRO-TIRADO, A. J. ; DE UGARTE POSTIGO, A. ; FRASCA, A. ; FUHRMANN, L. ; HAGEN-THORN, V. A. ; HENSON, G. ; HOVATTA, T. ; HUDEC, R. ; IBRAHIMOV, M. ; ISHII, Y. ; IVANIDZE, R. ; JELÍNEK, M. ; KAMADA, M. ; KAPANADZE, B. ; KATSUURA, M. ; KOTAKA, D. ; KOVALEV, Y. Y. ; KOVALEV, Y. A. ; KUBÁNEK, P. ; KUROSAKI, M. ; KURTANIDZE, O. ; LÄHTEENMÄKI, A. ; LANTERI, L. ; LARIONOV, V. M. ; LARIONOVA, L. ; LEE, C.-U. ; LETO, P. ; LINDFORS, E. ; MARILLI, E. ; MARSHALL, K. ; MILLER, H. R. ; MINGALIEV, M. G. ; MIRABAL, N. ; MIZOGUCHI, S. ; NAKAMURA, K. ; NIEPPOLA, E. ; NIKOLASHVILI, M. ; NILSSON, K. ; NISHIYAMA, S. ; OHLERT, J. ; OSTERMAN, M. A. ; PAK, S. ; PASANEN, M. ; PETERS, C. S. ; PURSIMO, T. ; RAITERI, C. M. ; ROBERTSON, J. ; ROBERTSON, T. ; RYLE, W. T. ; SADAKANE, K. ; SADUN, A. ; SIGUA, L. ; SOHN, B.-W. ; STRIGACHEV, A. ; SUMITOMO, N. ; TAKALO, L. O. ; TAMESUE, Y. ; TANAKA, K. ; THORSTENSEN, J. R. ; TOSTI, G. ; TRIGILIO, C. ; UMANA, G. ; VENNES, S. ; VITEK, S. ; VOLVACH, A. ; WEBB, J. ; YAMANAKA, M. ; YIM, H.-S.: The WEBT Campaign on the Blazar 3C 279 in 2006. In: *ApJ* 670 (2007), Dezember, S. 968–977. <http://dx.doi.org/10.1086/522583>. – DOI 10.1086/522583

Böttcher u. Chiang 2002

BÖTTCHER, M. ; CHIANG, J.: X-Ray Spectral Variability Signatures of Flares in BL Lacertae Objects. In: *ApJ* 581 (2002), Dezember, S. 127–142. <http://dx.doi.org/10.1086/344155>. – DOI 10.1086/344155

Böttcher et al. 1997

BÖTTCHER, M. ; MAUSE, H. ; SCHLICKEISER, R.: γ -ray emission and spectral evolution of pair plasmas in AGN jets. I. General theory and a prediction for the GeV - TeV emission from ultrarelativistic jets. In: *A&A* 324 (1997), August, S. 395–409

Böttcher et al. 2009

BÖTTCHER, M. ; REIMER, A. ; MARSCHER, A. P.: Implications of the very High Energy Gamma-Ray Detection of the Quasar 3C279. In: *ApJ* 703 (2009), September, S. 1168–1175. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/703/1/1168>. – DOI 10.1088/0004-637X/703/1/1168

Böttcher u. Schlickeiser 1996

BÖTTCHER, M. ; SCHLICKEISER, R.: Pair annihilation radiation from relativistic jets in γ -ray blazars. In: *A&A* 306 (1996), Februar, S. 86–

Böttcher u. Schlickeiser 1997

BÖTTCHER, M. ; SCHLICKEISER, R.: The pair production spectrum from photon-photon annihilation. In: *A&A* 325 (1997), September, S. 866–870

Celotti u. Ghisellini 2008

CELOTTI, A. ; GHISELLINI, G.: The power of blazar jets. In: *MNRAS* 385 (2008), März, S. 283–300. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.12758.x>. – DOI 10.1111/j.1365-2966.2007.12758.x

Chen et al. 2005

CHEN, P. S. ; FU, H. W. ; GAO, Y. F.: 2MASS observation of BL Lac objects. In: *NewA* 11 (2005), Oktober, S. 27–42. <http://dx.doi.org/10.1016/j.newast.2005.05.004>. – DOI 10.1016/j.newast.2005.05.004

Collmar et al. 2004

COLLMAR, W. ; BÖTTCHER, M. ; BURWITZ, V. ; COURVOISIER, T. ; KOMOSSA, S. ; KRETSCHMAR, P. ; NIEPPOLA, E. ; NILSSON, K. ; OJALA, T.

; POTTSCHMIDT, K. ; PASANEN, M. ; PURSIMO, T. ; SILLANPÄÄ, A. ; TAKALO, L. ; TÖRNİKOSKI, M. ; UNGERECHTS, H. ; VALTAOJA, E. ; WALTER, R. ; WEBSTER, R. ; WHITING, M. ; WIIK, K. ; WONG, I.: Multifrequency Observations of the Gamma-Ray Blazar 3C 279 in Low-State During INTEGRAL AO-1. In: V. SCHOENFELDER, G. LICHTI, & C. WINKLER (Hrsg.): *5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe* Bd. 552, 2004, S. 555–

Collmar et al. 2007

COLLMAR, W. ; BÖTTCHER, M. ; KRICHBAUM, T. ; BOTTACINI, E. ; BURWITZ, V. ; CUCCHIARA, A. ; GRUPE, D. ; GURWELL, M. ; KRETSCHMAR, P. ; POTTSCHMIDT, K. ; BREMER, M. ; LEON, S. ; UNGERECHTS, H. ; GIOMMI, P. ; CAPALBI, M. ; WEBT COLLABORATION: Multifrequency Observations of the Blazar 3C 279 in January 2006. In: *ESA Special Publication* Bd. 622, 2007, S. 207–

Coppi u. Blandford 1990

COPPI, P. S. ; BLANDFORD, R. D.: Reaction rates and energy distributions for elementary processes in relativistic pair plasmas. In: *MNRAS* 245 (1990), August, S. 453–507

Dermer u. Schlickeiser 1993

DERMER, C. D. ; SCHLICKEISER, R.: Model for the High-Energy Emission from Blazars. In: *ApJ* 416 (1993), Oktober, S. 458–. <http://dx.doi.org/10.1086/173251>. – DOI 10.1086/173251

Dermer et al. 1997

DERMER, C. D. ; STURNER, S. J. ; SCHLICKEISER, R.: Nonthermal Compton and Synchrotron Processes in the Jets of Active Galactic Nuclei. In: *ApJS* 109 (1997), März, S. 103–. <http://dx.doi.org/10.1086/312972>. – DOI 10.1086/312972

Donato et al. 2005

DONATO, D. ; SAMBRUNA, R. M. ; GLIOZZI, M.: Six years of BeppoSAX observations of blazars: A spectral catalog. In: *A&A* 433 (2005), April, S.

1163–1169. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20034555>. – DOI 10.1051/0004-6361:20034555

Ellison et al. 1990

ELLISON, D. C. ; REYNOLDS, S. P. ; JONES, F. C.: First-order Fermi particle acceleration by relativistic shocks. In: ApJ 360 (1990), September, S. 702–714. <http://dx.doi.org/10.1086/169156>. – DOI 10.1086/169156

Felten u. Morrison 1966

FELTEN, J. E. ; MORRISON, P.: Omnidirectional Inverse Compton and Synchrotron Radiation from Cosmic Distributions of Fast Electrons and Thermal Photons. In: ApJ 146 (1966), Dezember, S. 686–708

Finke et al. 2008

FINKE, J. D. ; DERMER, C. D. ; BÖTTCHER, M.: Synchrotron Self-Compton Analysis of TeV X-Ray-Selected BL Lacertae Objects. In: ApJ 686 (2008), Oktober, S. 181–194. <http://dx.doi.org/10.1086/590900>. – DOI 10.1086/590900

Fossati et al. 1998

FOSSATI, G. ; MARASCHI, L. ; CELOTTI, A. ; COMASTRI, A. ; GHISELLINI, G.: A unifying view of the spectral energy distributions of blazars. In: MNRAS 299 (1998), September, S. 433–448. <http://dx.doi.org/10.1046/j.1365-8711.1998.01828.x>. – DOI 10.1046/j.1365-8711.1998.01828.x

Gaisser 1991

GAISSER, T. K. ; GAISSER, T. K. (Hrsg.): *Cosmic Rays and Particle Physics*. 1991

Ghisellini et al. 1998

GHISELLINI, G. ; CELOTTI, A. ; FOSSATI, G. ; MARASCHI, L. ; COMASTRI, A.: A theoretical unifying scheme for gamma-ray bright blazars. In: MNRAS 301 (1998), Dezember, S. 451–468. <http://dx.doi.org/10.1046/j.1365-8711.1998.02032.x>. – DOI 10.1046/j.1365-8711.1998.02032.x

Ghisellini et al. 2010

GHISELLINI, G. ; TAGLIAFERRI, G. ; FOSCHINI, L. ; GHIRLANDA, G. ;

TAVECCHIO, F. ; CECA, R. D. ; HAARDT, F. ; VOLONTERI, M. ; GEHRELS, N.: High-redshift Fermi blazars. In: MNRAS (2010), November, S. 1729–. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.17723.x>. – DOI 10.1111/j.1365-2966.2010.17723.x

Ghisellini u. Tavecchio 2008a

GHISELLINI, G. ; TAVECCHIO, F.: Rapid variability in TeV blazars: the case of PKS2155-304. In: MNRAS 386 (2008), Mai, S. L28–L32. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1745-3933.2008.00454.x>. – DOI 10.1111/j.1745-3933.2008.00454.x

Ghisellini u. Tavecchio 2008b

GHISELLINI, G. ; TAVECCHIO, F.: The blazar sequence: a new perspective. In: MNRAS 387 (2008), Juli, S. 1669–1680. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.13360.x>. – DOI 10.1111/j.1365-2966.2008.13360.x

Giebels et al. 2006

GIEBELS, B. ; DUBUS, G. ; KHELIFI, B.: Unveiling the X-ray/TeV engine in Mkn 421. In: *ArXiv Astrophysics e-prints* (2006), Oktober

Ginzburg u. Syrovatskii 1965

GINZBURG, V. L. ; SYROVATSKII, S. I.: Cosmic Magnetobremstrahlung (synchrotron Radiation). In: ARA&A 3 (1965), S. 297–350. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.aa.03.090165.001501>. – DOI 10.1146/annurev.aa.03.090165.001501

Ginzburg u. Syrovatskii 1969

GINZBURG, V. L. ; SYROVATSKII, S. I.: Developments in the Theory of Synchrotron Radiation and its Reabsorption. In: ARA&A 7 (1969), S. 375–420. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.aa.07.090169.002111>. – DOI 10.1146/annurev.aa.07.090169.002111

Gould u. Schröder 1967

GOULD, R. J. ; SCHRÖDER, G. P.: Pair Production in Photon-Photon Collisions. In: *Phys. Rev.* 155 (1967), März, S. 1404–1407. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.155.1404>. – DOI 10.1103/PhysRev.155.1404

Greisen 1966

GREISEN, K.: End to the Cosmic-Ray Spectrum? In: *Physical Review Letters* 16 (1966), April, S. 748–750. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.16.748>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.16.748

Hartman et al. 1999

HARTMAN, R. C. ; BERTSCH, D. L. ; BLOOM, S. D. ; CHEN, A. W. ; DEINES-JONES, P. ; ESPOSITO, J. A. ; FICHEL, C. E. ; FRIEDLANDER, D. P. ; HUNTER, S. D. ; McDONALD, L. M. ; SREEKUMAR, P. ; THOMPSON, D. J. ; JONES, B. B. ; LIN, Y. C. ; MICHELSON, P. F. ; NOLAN, P. L. ; TOMPKINS, W. F. ; KANBACH, G. ; MAYER-HASSELWANDER, H. A. ; MÜCKE, A. ; POHL, M. ; REIMER, O. ; KNIFFEN, D. A. ; SCHNEID, E. J. ; VON MONTIGNY, C. ; MUKHERJEE, R. ; DINGUS, B. L.: The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources. In: *ApJS* 123 (1999), Juli, S. 79–202. <http://dx.doi.org/10.1086/313231>. – DOI 10.1086/313231

Hartman et al. 2001

HARTMAN, R. C. ; BÖTTCHER, M. ; ALDERING, G. ; ALLER, H. ; ALLER, M. ; BACKMAN, D. E. ; BALONEK, T. J. ; BERTSCH, D. L. ; BLOOM, S. D. ; BOCK, H. ; BOLTWOOD, P. ; CARINI, M. T. ; COLLMAR, W. ; DE FRANCESCO, G. ; FERRARA, E. C. ; FREUDLING, W. ; GEAR, W. K. ; HALL, P. B. ; HEIDT, J. ; HUGHES, P. ; HUNTER, S. D. ; JOGEE, S. ; JOHNSON, W. N. ; KANBACH, G. ; KATAJAINEN, S. ; KIDGER, M. ; KII, T. ; KOSKIMIES, M. ; KRAUS, A. ; KUBO, H. ; KURTANIDZE, O. ; LANTERI, L. ; LAWSON, A. ; LIN, Y. C. ; LISENFELD, U. ; MADEJSKI, G. ; MAKINO, F. ; MARASCHI, L. ; MARSCHER, A. P. ; MCFARLAND, J. P. ; MCHARDY, I. ; MILLER, H. R. ; NIKOLASHVILI, M. ; NILSSON, K. ; NOBLE, J. C. ; NUCCIARELLI, G. ; OSTORERO, L. ; PIAN, E. ; PURSIMO, T. ; RAITERI, C. M. ; REICH, W. ; REKOLA, R. ; RICHTER, G. M. ; ROBSON, E. I. ; SADUN, A. ; SAVOLAINEN, T. ; SILLANPÄÄ, A. ; SMALE, A. ; SOBRITO, G. ; SREEKUMAR, P. ; STEVENS, J. A. ; TAKALO, L. O. ; TAVECCHIO, F. ; TERÄSRANTA, H. ; THOMPSON, D. J. ; TORNIKOSKI, M. ; TOSTI, G. ; UNGERECHTS, H. ; URRY, C. M. ; VALTAOJA, E. ; VILLATA, M. ; WAGNER, S. J. ; WEHRLE, A. E. ; WILSON, J. W.: Multiepoch Multiwavelength

Spectra and Models for Blazar 3C 279. In: ApJ 553 (2001), Juni, S. 683–694. <http://dx.doi.org/10.1086/320970>. – DOI 10.1086/320970

Hillas 1984

HILLAS, A. M.: The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays. In: ARA&A 22 (1984), S. 425–444. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.aa.22.090184.002233>. – DOI 10.1146/annurev.aa.22.090184.002233

Hümmer et al. 2010

HÜMMER, S. ; RÜGER, M. ; SPANIER, F. ; WINTER, W.: Simplified Models for Photohadronic Interactions in Cosmic Accelerators. In: ApJ 721 (2010), September, S. 630–652. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/721/1/630>. – DOI 10.1088/0004-637X/721/1/630

Ivascenko u. Spanier 2011

IVASCENKO, A. ; SPANIER, F.: Semi-analytical model of cosmic ray electron transport. In: *ASTRA, accepted* (2011)

Jauch u. Rohrlich 1976

JAUCH, J. M. ; ROHRLICH, F. ; JAUCH, J. M. & ROHRLICH, F. (Hrsg.): *The theory of photons and electrons. The relativistic quantum field theory of charged particles with spin one-half.* 1976

Jones 1968

JONES, F. C.: Calculated Spectrum of Inverse-Compton-Scattered Photons. In: *Phys. Rev.* 167 (1968), März, S. 1159–1169. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.167.1159>. – DOI 10.1103/PhysRev.167.1159

Kataoka et al. 2000

KATAOKA, J. ; TAKAHASHI, T. ; MAKINO, F. ; INOUE, S. ; MADEJSKI, G. M. ; TASHIRO, M. ; URRY, C. M. ; KUBO, H.: Variability Pattern and the Spectral Evolution of the BL Lacertae Object PKS 2155-304. In: ApJ 528 (2000), Januar, S. 243–253. <http://dx.doi.org/10.1086/308154>. – DOI 10.1086/308154

Katarzyński et al. 2001

KATARZYŃSKI, K. ; SOL, H. ; KUS, A.: The multifrequency emission of

Mrk 501. From radio to TeV gamma-rays. In: A&A 367 (2001), März, S. 809–825. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20000538>. – DOI 10.1051/0004-6361:20000538

Kelner u. Aharonian 2008

KELNER, S. R. ; AHARONIAN, F. A.: Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at interactions of relativistic protons with low energy radiation. In: Phys. Rev. D 78 (2008), August, Nr. 3, S. 034013–. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.78.034013>. – DOI 10.1103/PhysRevD.78.034013

Kelner et al. 2006

KELNER, S. R. ; AHARONIAN, F. A. ; BUGAYOV, V. V.: Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at proton-proton interactions in the very high energy regime. In: Phys. Rev. D 74 (2006), August, Nr. 3, S. 034018–. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.74.034018>. – DOI 10.1103/PhysRevD.74.034018

Kirk et al. 1998

KIRK, J. G. ; RIEGER, F. M. ; MASTICHIADIS, A.: Particle acceleration and synchrotron emission in blazar jets. In: A&A 333 (1998), Mai, S. 452–458

Kneiske et al. 2004

KNEISKE, T. M. ; BRETZ, T. ; MANNHEIM, K. ; HARTMANN, D. H.: Implications of cosmological gamma-ray absorption. II. Modification of gamma-ray spectra. In: A&A 413 (2004), Januar, S. 807–815. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20031542>. – DOI 10.1051/0004-6361:20031542

Königl 1981

KÖNIGL, A.: Relativistic jets as X-ray and gamma-ray sources. In: ApJ 243 (1981), Februar, S. 700–709. <http://dx.doi.org/10.1086/158638>. – DOI 10.1086/158638

Kormendy u. Gebhardt 2001

KORMENDY, J. ; GEBHARDT, K.: Supermassive black holes in galactic nuclei. In: WHEELER, J. C. (Hrsg.) ; MARTEL, H. (Hrsg.): *20th Texas Symposium on relativistic astrophysics* Bd. 586, 2001, S. 363–381

Lang 1999

LANG, K. R. ; LANG, K. R. (Hrsg.): *Astrophysical formulae*. 1999

Ledden et al. 1981

LEDDEN, J. E. ; ODELL, S. L. ; STEIN, W. A. ; WISNIEWSKI, W. Z.: The spectral flux distribution of the candidate BL Lacertae object 1218 + 304 /identically equal to 2A 1219 + 305/. In: ApJ 243 (1981), Januar, S. 47–52. <http://dx.doi.org/10.1086/158565>. – DOI 10.1086/158565

Lenain et al. 2008

LENAIN, J.-P. ; BOISSON, C. ; SOL, H. ; KATARZYŃSKI, K.: A synchrotron self-Compton scenario for the very high energy γ -ray emission of the radiogalaxy M 87. Unifying the TeV emission of blazars and other AGNs? In: A&A 478 (2008), Januar, S. 111–120. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20077995>. – DOI 10.1051/0004-6361:20077995

MAGIC Collaboration et al. 2008

MAGIC COLLABORATION ; ALBERT, J. ; ALIU, E. ; ANDERHUB, H. ; ANTONELLI, L. A. ; ANTORANZ, P. ; BACKES, M. ; BAIXERAS, C. ; BARRIO, J. A. ; BARTKO, H. ; BASTIERI, D. ; BECKER, J. K. ; BEDNAREK, W. ; BERGER, K. ; BERNARDINI, E. ; BIGONGIARI, C. ; BILAND, A. ; BOCK, R. K. ; BONNOLI, G. ; BORDAS, P. ; BOSCH-RAMON, V. ; BRETZ, T. ; BRITVITCH, I. ; CAMARA, M. ; CARMONA, E. ; CHILINGARIAN, A. ; COMMICHAU, S. ; CONTRERAS, J. L. ; CORTINA, J. ; COSTADO, M. T. ; COVINO, S. ; CURTEF, V. ; DAZZI, F. ; DE ANGELIS, A. ; CEA DEL POZO, E. D. ; DE LOS REYES, R. ; DE LOTTO, B. ; DE MARIA, M. ; DE SABATA, F. ; MENDEZ, C. D. ; DOMINGUEZ, A. ; DORNER, D. ; DORO, M. ; ERRANDO, M. ; FAGIOLINI, M. ; FERENC, D. ; FERNÁNDEZ, E. ; FIRPO, R. ; FONSECA, M. V. ; FONT, L. ; GALANTE, N. ; GARCÍA LÓPEZ, R. J. ; GARCZARCZYK, M. ; GAUG, M. ; GOEBEL, F. ; HAYASHIDA, M. ; HERRERO, A. ; HÖHNE, D. ; HOSE, J. ; HSU, C. C. ; HUBER, S. ; JOGLER, T. ; KNEISKE, T. M. ; KRANICH, D. ; LA BARBERA, A. ; LAILLE, A. ; LEONARDO, E. ; LINDFORS, E. ; LOMBARDI, S. ; LONGO, F. ; LÓPEZ, M. ; LORENZ, E. ; MAJUMDAR, P. ; MANEVA, G. ; MANKUZHIYIL, N. ; MANNHEIM, K. ; MARASCHI, L. ; MARIOTTI, M. ; MARTÍNEZ, M. ; MAZIN, D. ; MEUCCI, M. ; MEYER, M. ;

MIRANDA, J. M. ; MIRZOYAN, R. ; MIZOBUCHI, S. ; MOLES, M. ; MORALEJO, A. ; NIETO, D. ; NILSSON, K. ; NINKOVIC, J. ; OTTE, N. ; OYA, I. ; PANNIELLO, M. ; PAOLETTI, R. ; PAREDES, J. M. ; PASANEN, M. ; PASCOLI, D. ; PAUSS, F. ; PEGNA, R. G. ; PEREZ-TORRES, M. A. ; PERSIC, M. ; PERUZZO, L. ; PICCIOLI, A. ; PRADA, F. ; PRANDINI, E. ; PUCHADES, N. ; RAYMERS, A. ; RHODE, W. ; RIBÓ, M. ; RICO, J. ; RISSI, M. ; ROBERT, A. ; RÜGAMER, S. ; SAGGION, A. ; SAITO, T. Y. ; SALVATI, M. ; SANCHEZ-CONDE, M. ; SARTORI, P. ; SATALECKA, K. ; SCALZOTTO, V. ; SCAPIN, V. ; SCHMITT, R. ; SCHWEIZER, T. ; SHAYDUK, M. ; SHINOZAKI, K. ; SHORE, S. N. ; SIDRO, N. ; SIERPOWSKA-BARTOSIK, A. ; SILLANPÄÄ, A. ; SOBCZYNSKA, D. ; SPANIER, F. ; STAMERRA, A. ; STARK, L. S. ; TAKALO, L. ; TAVECCHIO, F. ; TEMNIKOV, P. ; TESCARO, D. ; TESHIMA, M. ; TLUCZYKONT, M. ; TORRES, D. F. ; TURINI, N. ; VANKOV, H. ; VENTURINI, A. ; VITALE, V. ; WAGNER, R. M. ; WITTEK, W. ; ZABALZA, V. ; ZANDANEL, F. ; ZANIN, R. ; ZAPATERO, J.: Very-High-Energy gamma rays from a Distant Quasar: How Transparent Is the Universe? In: *Science* 320 (2008), Juni, S. 1752–. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1157087>. – DOI 10.1126/science.1157087

Mannheim 1993

MANNHEIM, K.: The proton blazar. In: *A&A* 269 (1993), März, S. 67–76

Mannheim u. Biermann 1989

MANNHEIM, K. ; BIERMANN, P. L.: Photomeson production in active galactic nuclei. In: *A&A* 221 (1989), September, S. 211–220

Mannheim u. Biermann 1992

MANNHEIM, K. ; BIERMANN, P. L.: Gamma-ray flaring of 3C 279 - A proton-initiated cascade in the jet? In: *A&A* 253 (1992), Januar, S. L21–L24

Mannheim et al. 1991

MANNHEIM, K. ; BIERMANN, P. L. ; KRUELLS, W. M.: A novel mechanism for nonthermal X-ray emission. In: *A&A* 251 (1991), November, S. 723–731

Maraschi et al. 2008

MARASCHI, L. ; FOSCHINI, L. ; GHISELLINI, G. ; TAVECCHIO, F. ; SAMBRUNA, R. M.: Testing the blazar spectral sequence: X-ray-selected blazars. In: MNRAS 391 (2008), Dezember, S. 1981–1993. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.14030.x>. – DOI 10.1111/j.1365-2966.2008.14030.x

Maraschi et al. 1992

MARASCHI, L. ; GHISELLINI, G. ; CELOTTI, A.: A jet model for the gamma-ray emitting blazar 3C 279. In: ApJ 397 (1992), September, S. L5–L9. <http://dx.doi.org/10.1086/186531>. – DOI 10.1086/186531

Maraschi u. Tavecchio 2003

MARASCHI, L. ; TAVECCHIO, F.: The Jet-Disk Connection and Blazar Unification. In: ApJ 593 (2003), August, S. 667–675. <http://dx.doi.org/10.1086/342118>. – DOI 10.1086/342118

Marscher u. Gear 1985

MARSCHER, A. P. ; GEAR, W. K.: Models for high-frequency radio outbursts in extragalactic sources, with application to the early 1983 millimeter-to-infrared flare of 3C 273. In: ApJ 298 (1985), November, S. 114–127. <http://dx.doi.org/10.1086/163592>. – DOI 10.1086/163592

Marscher et al. 2008

MARSCHER, A. P. ; JORSTAD, S. G. ; D'ARCANGELO, F. D. ; SMITH, P. S. ; WILLIAMS, G. G. ; LARIONOV, V. M. ; OH, H. ; OLMSTEAD, A. R. ; ALLER, M. F. ; ALLER, H. D. ; MCHARDY, I. M. ; LÄHTEENMÄKI, A. ; TORNIKOSKI, M. ; VALTAOJA, E. ; HAGEN-THORN, V. A. ; KOPATSKAYA, E. N. ; GEAR, W. K. ; TOSTI, G. ; KURTANIDZE, O. ; NIKOLASHVILI, M. ; SIGUA, L. ; MILLER, H. R. ; RYLE, W. T.: The inner jet of an active galactic nucleus as revealed by a radio-to- γ -ray outburst. In: Nature 452 (2008), April, S. 966–969. <http://dx.doi.org/10.1038/nature06895>. – DOI 10.1038/nature06895

McCray 1969

MCCRAY, R.: Synchrotron Radiation Losses in Self-Absorbed Radio Sources. In: ApJ 156 (1969), April, S. 329–339

Mücke et al. 2000

MÜCKE, A. ; ENGEL, R. ; RACHEN, J. P. ; PROTHEROE, R. J. ; STANEV, T.: Monte Carlo simulations of photohadronic processes in astrophysics. In: *Comp. Phys. Comm.* 124 (2000), Februar, S. 290–314. [http://dx.doi.org/10.1016/S0010-4655\(99\)00446-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0010-4655(99)00446-4). – DOI 10.1016/S0010-4655(99)00446-4

Mücke u. Protheroe 2001

MÜCKE, A. ; PROTHEROE, R. J.: A proton synchrotron blazar model for flaring in Markarian 501. In: *APh* 15 (2001), März, S. 121–136. [http://dx.doi.org/10.1016/S0927-6505\(00\)00141-9](http://dx.doi.org/10.1016/S0927-6505(00)00141-9). – DOI 10.1016/S0927-6505(00)00141-9

Mücke et al. 2003

MÜCKE, A. ; PROTHEROE, R. J. ; ENGEL, R. ; RACHEN, J. P. ; STANEV, T.: BL Lac objects in the synchrotron proton blazar model. In: *APh* 18 (2003), März, S. 593–613. [http://dx.doi.org/10.1016/S0927-6505\(02\)00185-8](http://dx.doi.org/10.1016/S0927-6505(02)00185-8). – DOI 10.1016/S0927-6505(02)00185-8

Mukherjee et al. 1997

MUKHERJEE, R. ; BERTSCH, D. L. ; BLOOM, S. D. ; DINGUS, B. L. ; ESPOSITO, J. A. ; FICHTEL, C. E. ; HARTMAN, R. C. ; HUNTER, S. D. ; KANBACH, G. ; KNIFFEN, D. A. ; LIN, Y. C. ; MAYER-HASSELWANDER, H. A. ; McDONALD, L. M. ; MICHELSON, P. F. ; VON MONTIGNY, C. ; MUECKE, A. ; NOLAN, P. L. ; POHL, M. ; REIMER, O. ; SCHNEID, E. ; SREEKUMAR, P. ; THOMPSON, D. J.: EGRET Observations of High-energy Gamma-Ray Emission from Blazars: an Update. In: *ApJ* 490 (1997), November, S. 116–. <http://dx.doi.org/10.1086/304851>. – DOI 10.1086/304851

Neronov u. Ribordy 2009

NERONOV, A. ; RIBORDY, M.: IceCube sensitivity for neutrino flux from Fermi blazars in quiescent states. In: *Phys. Rev. D* 80 (2009), Oktober, Nr. 8, S. 083008–. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.80.083008>. – DOI 10.1103/PhysRevD.80.083008

Nilsson et al. 1999

NILSSON, K. ; PURSIMO, T. ; TAKALO, L. O. ; SILLANPÄÄ, A. ; PIETILÄ, H. ; HEIDT, J.: Two-dimensional Photometric Decomposition of the TeV BL Lacertae Objects Markarian 421, Markarian 501, and 1ES 2344+514. In: PASP 111 (1999), Oktober, S. 1223–1232

Paravac 2009

PARAVAC, A.: *AGN-Modellierung mit Hilfe des Synchrotron Self Compton Modells und dessen Erweiterung um Paarerzeugung und Paarvernichtung*, Universität Würzburg, Diplomarbeit, 2009

Pe'er u. Waxman 2005

PE'ER, A. ; WAXMAN, E.: Time-dependent Numerical Model for the Emission of Radiation from Relativistic Plasma. In: ApJ 628 (2005), August, S. 857–866. <http://dx.doi.org/10.1086/431139>. – DOI 10.1086/431139

Pohl u. Schlickeiser 2000

POHL, M. ; SCHLICKEISER, R.: On the conversion of blast wave energy into radiation in active galactic nuclei and gamma-ray bursts. In: A&A 354 (2000), Februar, S. 395–410

Press 2002

PRESS, W. H.: *Numerical recipes in C++ : the art of scientific computing*. Numerical recipes in C++ : the art of scientific computing by William H. Press. xxviii, 1,002 p. : ill. ; 26 cm. Includes bibliographical references and index. ISBN : 0521750334, 2002

Primack et al. 2005

PRIMACK, J. R. ; BULLOCK, J. S. ; SOMERVILLE, R. S.: Observational Gamma-ray Cosmology. In: F. A. AHARONIAN, H. J. VÖLK, & D. HORNS (Hrsg.): *High Energy Gamma-Ray Astronomy* Bd. 745, 2005, S. 23–33

Punch et al. 1992

PUNCH, M. ; AKERLOF, C. W. ; CAWLEY, M. F. ; CHANTELL, M. ; FEGAN, D. J. ; FENNEL, S. ; GAIDOS, J. A. ; HAGAN, J. ; HILLAS, A. M. ; JIANG, Y. ; KERRICK, A. D. ; LAMB, R. C. ; LAWRENCE, M. A. ; LEWIS, D. A. ; MEYER, D. I. ; MOHANTY, G. ; O'FLAHERTY, K. S. ; REYNOLDS, P. T. ; ROVERO, A. C. ; SCHUBNELL, M. S. ; SEMBROSKI, G. ; WEEKES, T. C. ;

WILSON, C.: Detection of TeV photons from the active galaxy Markarian 421. In: *Nature* 358 (1992), August, S. 477–. <http://dx.doi.org/10.1038/358477a0>. – DOI 10.1038/358477a0

Rachen 1996

RACHEN, J. P.: *Interaction Processes and Statistical Properties of the Propagation of Cosmic Rays in Photon Backgrounds*, MPIfR Bonn, Germany, PhD thesis, 1996

Reynoso u. Romero 2009

REYNOSO, M. M. ; ROMERO, G. E.: Magnetic field effects on neutrino production in microquasars. In: *A&A* 493 (2009), Januar, S. 1–11. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:200811004>. – DOI 10.1051/0004-6361:200811004

Robson 1996

ROBSON, I. ; ROBSON, I. (Hrsg.): *Active galactic nuclei*. 1996

Rüger 2007

RÜGER, M.: *Modellierung der Gamma-Emission in Jets von aktiven Galaxienkernen an Hand des Synchrotron-Self-Compton Modells*, Universität Würzburg, Diplomarbeit, 2007

Rüger et al. 2010

RÜGER, M. ; SPANIER, F. ; MANNHEIM, K.: Spectral modelling of 1 ES 1218+30.4. In: *MNRAS* 401 (2010), Januar, S. 973–976. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.15738.x>. – DOI 10.1111/j.1365-2966.2009.15738.x

Rybicki u. Lightman 1979

RYBICKI, G. B. ; LIGHTMAN, A. P.: *Radiative processes in astrophysics*. New York, Wiley-Interscience, 1979

Sato et al. 2008

SATO, R. ; KATAOKA, J. ; TAKAHASHI, T. ; MADEJSKI, G. M. ; RÜGAMER, S. ; WAGNER, S. J.: Suzaku Observation of the TeV Blazar 1ES 1218+304: Clues on Particle Acceleration in an Extreme TeV Blazar. In: *ApJ* 680

(2008), Juni, S. L9–L12. <http://dx.doi.org/10.1086/589689>. – DOI 10.1086/589689

Schlickeiser 1984

SCHLICKEISER, R.: An explanation of abrupt cutoffs in the optical-infrared spectra of non-thermal sources - A new pile-up mechanism for relativistic electron spectra. In: A&A 136 (1984), Juli, S. 227–236

Schlickeiser 2002

SCHLICKEISER, R.: *Cosmic ray astrophysics*. Astronomy and Astrophysics Library; Physics and Astronomy Online Library. Berlin: Springer. ISBN 3-540-66465-3, 2002, XV + 519 pp., 2002

Schödel et al. 2002

SCHÖDEL, R. ; OTT, T. ; GENZEL, R. ; HOFMANN, R. ; LEHNERT, M. ; ECKART, A. ; MOUAWAD, N. ; ALEXANDER, T. ; REID, M. J. ; LENZEN, R. ; HARTUNG, M. ; LACOMBE, F. ; ROUAN, D. ; GENDRON, E. ; ROUSSET, G. ; LAGRANGE, A.-M. ; BRANDNER, W. ; AGEORGES, N. ; LIDMAN, C. ; MOORWOOD, A. F. M. ; SPYROMILIO, J. ; HUBIN, N. ; MENTEN, K. M.: A star in a 15.2-year orbit around the supermassive black hole at the centre of the Milky Way. In: Nature 419 (2002), Oktober, S. 694–696. <http://dx.doi.org/10.1038/nature01121>. – DOI 10.1038/nature01121

Sikora et al. 1994

SIKORA, M. ; BEGELMAN, M. C. ; REES, M. J.: Comptonization of diffuse ambient radiation by a relativistic jet: The source of gamma rays from blazars? In: ApJ 421 (1994), Januar, S. 153–162. <http://dx.doi.org/10.1086/173633>. – DOI 10.1086/173633

Stecker et al. 2006

STECKER, F. W. ; MALKAN, M. A. ; SCULLY, S. T.: Intergalactic Photon Spectra from the Far-IR to the UV Lyman Limit for $0 < z < 6$ and the Optical Depth of the Universe to High-Energy Gamma Rays. In: ApJ 648 (2006), September, S. 774–783. <http://dx.doi.org/10.1086/506188>. – DOI 10.1086/506188

Su et al. 2010

SU, M. ; SLATYER, T. R. ; FINKBEINER, D. P.: Giant Gamma-ray Bubbles from Fermi-LAT: Active Galactic Nucleus Activity or Bipolar Galactic Wind? In: ApJ 724 (2010), Dezember, S. 1044–1082. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/724/2/1044>. – DOI 10.1088/0004-637X/724/2/1044

Svensson 1982

SVENSSON, R.: The pair annihilation process in relativistic plasmas. In: ApJ 258 (1982), Juli, S. 321–334. <http://dx.doi.org/10.1086/160081>. – DOI 10.1086/160081

Swanenburg et al. 1978

SWANENBURG, B. N. ; HERMSEN, W. ; BENNETT, K. ; BIGNAMI, G. F. ; CARAVEO, P. ; KANBACH, G. ; MAYER-HASSELWANDER, H. A. ; MASNOU, J. L. ; PAUL, J. A. ; SACCO, B.: COS B observation of high-energy gamma radiation from 3C273. In: Nature 275 (1978), September, S. 298–. <http://dx.doi.org/10.1038/275298a0>. – DOI 10.1038/275298a0

Tavecchio et al. 1998

TAVECCHIO, F. ; MARASCHI, L. ; GHISELLINI, G.: Constraints on the Physical Parameters of TeV Blazars. In: ApJ 509 (1998), Dezember, S. 608–619. <http://dx.doi.org/10.1086/306526>. – DOI 10.1086/306526

The MAGIC Collaboration et al. 2011

THE MAGIC COLLABORATION ; ALEKSIĆ, J. ; ANTONELLI, L. A. ; ANTORANZ, P. ; BACKES, M. ; BARRIO, J. A. ; BASTIERI, D. ; BECERRA GONZÁLEZ, J. ; BEDNAREK, W. ; BERDYUGIN, A. ; BERGER, K. ; BERNARDINI, E. ; BILAND, A. ; BLANCH, O. ; BOCK, R. K. ; BOLLER, A. ; BONNOLI, G. ; BORLA TRIDON, D. ; BRAUN, I. ; BRETZ, T. ; CANELLAS, A. ; CARMONA, E. ; CAROSI, A. ; COLIN, P. ; COLOMBO, E. ; CONTRERAS, J. L. ; CORTINA, J. ; COSSIO, L. ; COVINO, S. ; DAZZI, F. ; DE ANGELIS, A. ; DE CEA DEL POZO, E. ; DE LOTTO, B. ; DELGADO MENDEZ, C. ; DIAGO ORTEGA, A. ; DOERT, M. ; DOMINGUEZ, A. ; DOMINIS PRESTER, D. ; DORNER, D. ; DORO, M. ; ELSAESSER, D. ; FERENC, D. ; FONSECA, M. V. ; FONT, L. ; FRUCK, C. ; GARCIA LÓPEZ, R. J. ; GARCZARCZYK, M. ; GARRIDO, D. ; GIAVITTO, G. ; GODINOVIĆ, N. ; HADASCH, D. ; HÄFNER,

D. ; HERRERO, A. ; HILDEBRAND, D. ; HOSE, J. ; HRUPEC, D. ; HUBER, B. ; JOGLER, T. ; KLEPSEK, S. ; KRÄHENBÜHL, T. ; KRAUSE, J. ; LA BARBERA, A. ; LELAS, D. ; LEONARDO, E. ; LINDFORS, E. ; LOMBARDI, S. ; LÓPEZ, M. ; LORENZ, E. ; MAJUMDAR, P. ; MAKARIEV, M. ; MANEVA, G. ; MANKUZHYYIL, N. ; MANNHEIM, K. ; MARASCHI, L. ; MARIOTTI, M. ; MARTINEZ, M. ; MAZIN, D. ; MEUCCI, M. ; MIRANDA, J. M. ; MIRZOYAN, R. ; MIYAMOTO, H. ; MOLDÓN, J. ; MORALEJO, A. ; NIETO, D. ; NILSSON, K. ; ORITO, R. ; OYA, I. ; PAOLETTI, R. ; PARDO, S. ; PAREDES, J. M. ; PARTINI, S. ; PASANEN, M. ; PAUSS, F. ; PEREZ-TORRES, M. A. ; PERSIC, M. ; PERUZZO, L. ; PILIA, M. ; POCHON, J. ; PRADA, F. ; PRADA MORONI, P. G. ; PRANDINI, E. ; PULJAK, I. ; REICHARDT, I. ; REINTHAL, R. ; RHODE, W. ; RIBÓ, M. ; RICO, J. ; RÜGAMER, S. ; RÜGER, M. ; SAGGION, A. ; SAITO, K. ; SAITO, T. Y. ; SALVATI, M. ; SATALECKA, K. ; SCALZOTTO, V. ; SCAPIN, V. ; SCHULTZ, C. ; SCHWEIZER, T. ; SHAYDUK, M. ; SHORE, S. N. ; SILLAPÄÄ, A. ; SITAREK, J. ; SOBCZYNSKA, D. ; SPANIER, F. ; SPIRO, S. ; STAMERRA, A. ; STEINKE, B. ; STORZ, J. ; STRAH, N. ; SURÍĆ, T. ; TAKALO, L. ; TAVECCHIO, F. ; TEMNIKOV, P. ; TERZIĆ, T. ; TESCARO, D. ; TESHIMA, M. ; THOM, M. ; TIBOLLA, O. ; TORRES, D. F. ; TREVES, A. ; VANKOV, H. ; VOGLER, P. ; WAGNER, R. M. ; WEITZEL, Q. ; ZABALZA, V. ; ZANDANEL, F. ; ZANIN, R.: MAGIC observations and multiwavelength properties of the quasar 3C279 in 2007 and 2009. In: *ArXiv e-prints* (2011), Januar

The Pierre Auger Collaboration et al. 2007

THE PIERRE AUGER COLLABORATION ; ABRAHAM, J. ; ABREU, P. ; AGLIETTA, M. ; AGUIRRE, C. ; ALLARD, D. ; ALLEKOTTE, I. ; ALLEN, J. ; ALLISON, P. ; ALVAREZ, C. ; ET al.: Correlation of the Highest-Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic Objects. In: *Science* 318 (2007), November, S. 938–. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1151124>. – DOI 10.1126/science.1151124

Tramacere et al. 2007

TRAMACERE, A. ; GIOMMI, P. ; MASSARO, E. ; PERRI, M. ; NESCI, R. ; COLAFRANCESCO, S. ; TAGLIAFERRI, G. ; CHINCARINI, G. ; FALCONE, A. ; BURROWS, D. N. ; ROMING, P. ; McMATH CHESTER, M. ; GEHRELS, N.:

SWIFT observations of TeV BL Lacertae objects. In: A&A 467 (2007), Mai, S. 501–508. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20066226>. – DOI 10.1051/0004-6361:20066226

Treves et al. 2002

TREVES, A. ; CARANGELO, N. ; FALOMO, R. ; URRY, C. M. ; O'DOWD, M. ; SCARPA, R.: Host galaxies, BH Masses and Eddington Ratio of Radio-Loud AGNs. In: MAIOLINO, R. (Hrsg.) ; MARCONI, A. (Hrsg.) ; NAGAR, N. (Hrsg.): *Issues in Unification of Active Galactic Nuclei* Bd. 258, 2002, S. 303–

Urry u. Padovani 1995

URRY, C. M. ; PADOVANI, P.: Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. In: PASP 107 (1995), September, S. 803–

Urry u. Shafer 1984

URRY, C. M. ; SHAFER, R. A.: Luminosity enhancement in relativistic jets and altered luminosity functions for beamed objects. In: ApJ 280 (1984), Mai, S. 569–573. <http://dx.doi.org/10.1086/162027>. – DOI 10.1086/162027

Vainio u. Schlickeiser 1998

VAINIO, R. ; SCHLICKEISER, R.: Alfvén wave transmission and particle acceleration in parallel shock waves. In: A&A 331 (1998), März, S. 793–799

Weidinger et al. 2010

WEIDINGER, M. ; RÜGER, M. ; SPANIER, F.: Modelling the steady state spectral energy distribution of the BL-Lac Object PKS 2155-30.4 using a selfconsistent SSC model. In: *ASTRA* 6 (2010), Januar, S. 1–7. <http://dx.doi.org/10.5194/astra-6-1-2010>. – DOI 10.5194/astra-6-1-2010

Weidinger u. Spanier 2010a

WEIDINGER, M. ; SPANIER, F.: Modeling the Emission from Blazar Jets: the Case of PKS 2155-304. In: *Int. J. Mod. Phys. D* 19 (2010), S. 887–892. <http://dx.doi.org/10.1142/S0218271810017159>. – DOI 10.1142/S0218271810017159

Weidinger u. Spanier 2010b

WEIDINGER, M. ; SPANIER, F.: Modelling the variability of 1ES1218+30.4. In: A&A 515 (2010), Juni, S. A18. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201014299>. – DOI 10.1051/0004-6361/201014299

Wilson et al. 1979

WILSON, A. S. ; WARD, M. J. ; AXON, D. J. ; ELVIS, M. ; MEURS, E. J. A.: On the identification of the high-latitude X-ray source 2A 1219 + 305. In: MNRAS 187 (1979), April, S. 109–115

Worrall et al. 2010

WORRALL, D. M. ; BIRKINSHAW, M. ; O’SULLIVAN, E. ; ZEZAS, A. ; WOLTER, A. ; TRINCHIERI, G. ; FABBIANO, G.: The jet and counterjet of 3C270 (NGC4261) viewed in the X-ray with Chandra. In: MNRAS 408 (2010), Oktober, S. 701–712. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.17162.x>. – DOI 10.1111/j.1365-2966.2010.17162.x

Yevick 2005

YEVICK, D.: *A First Course in Computational Physics and Object-Oriented Programming with C++*. A First Course in Computational Physics and Object-Oriented Programming with C++, by David Yevick, pp. 418. ISBN 0521827787. Cambridge, UK: Cambridge University Press, April 2005., 2005

Zatsepin u. Kuz'min 1966

ZATSEPIN, G. T. ; KUZ'MIN, V. A.: Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays. In: *JETPL* 4 (1966), August, S. 78–

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich meinen Dank an all diejenigen richten, die zur Entstehung dieser Arbeit beigetragen haben. Ich bedanke mich bei ...

- ... Prof. Dr. Karl Mannheim für die Möglichkeit, an seinem Lehrstuhl diese Arbeit zu verfassen, und die Unterstützung in Finanzierungsfragen. Sein umfangreicher Erfahrungsschatz war sehr hilfreich in den fruchtbaren Diskussionen.
- ... PD Dr. Walter Winter für die spontane Bereitschaft das Zweitgutachten zu verfassen.
- ... Dr. Felix Spanier für die Leitung der Arbeitsgruppe, das gute Gespür für Detailfragen, die Unterstützung bei der Finanzierung, die Badeenten und den Reis.
- ... dem DFG Graduiertenkolleg 1147 und der Universität Bayern e.V. für die Finanzierung.
- ... Thomas Burkart, Dr. Oliver Elbracht und Matthias Weidinger für die Freundschaft und die Erheiterung im Büroalltag.
- ... allen Kollegen am Lehrstuhl für die gute Zusammenarbeit.
- ... meiner Familie und insbesondere meiner Mutter für die Unterstützung auch in schweren Tagen.
- ... Damaris Schmiedel für ihre Geduld und das fortwährende Aufrichten.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Michael Rüger
Geburtstag: 21.01.1981
Geburtsort: Gunzenhausen
Staatsangehörigkeit: Deutsch
Familienstand: ledig

Schulbildung

09/1987 - 08/1991 Volksschule Absberg-Haundorf, Bayern
09/1991 - 06/2000 Simon-Marius-Gymnasium Gunzenhausen, Bayern
Abschluss: Abitur

Wehrdienst

09/2000 - 06/2001 Wehrdienst, Fernmelderegiment 220, Donauwörth

Hochschulausbildung

10/2001 - 02/2007 Universität Würzburg
Studium Physik
Abschluss Diplom-Physiker Univ.
03/2007 - 03/2011 Universität Würzburg
Promotionsstudium Physik

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unerlaubte fremde Hilfe angefertigt und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel und Quellen verwendet habe.

Würzburg, 14. März 2011

Michael Rüger