

Einschränkung der Energiedichte des extragalaktischen Hintergrundlichtes mit Hilfe der gemessenen TeV- γ -Strahlung

Diplomarbeit

vorgelegt

von

Daniel Mazin



Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg

Hamburg
Juli 2003

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Gamma–Astronomie	3
2.1	Einführung	3
2.2	Ziele der Gamma–Astronomie	5
2.3	Nachweismöglichkeiten der hochenergetischen Photonen	7
2.3.1	Satelliten-Detektoren	7
2.3.2	Luftschauerexperimente	8
2.4	Erzeugung der hochenergetischen extragalaktischen Photonen	10
2.4.1	Elektronenbeschleuniger	11
2.4.2	Hadronenbeschleuniger	12
3	Messung von TeV-Energiespektren	15
3.1	Das HEGRA-Projekt	15
3.2	Ausgedehnte Luftschauer	16
3.3	Cherenkov-Telesope	19
3.4	Stereoskopisches Teleskop-System und Energierekonstruktion	20
4	Extragalaktisches Hintergrundlicht	25
4.1	Ursprung der Strahlung	25
4.2	Messungen des EHL	27
4.3	Modelle zur Berechnung von EHL	32
4.4	Frühere Einschränkungen	37
5	Absorption der TeV-Gamma-Strahlung	39
5.1	Absorption durch den Prozess $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	39
5.1.1	Paarerzeugung	39
5.1.2	Wirkungsquerschnitt der Paarerzeugung	41
5.2	Optische Tiefe für TeV-Photonen	43
5.2.1	Berechnung der optischen Tiefe	43
5.2.2	Einfluss der spektralen EHL-Dichte	46
5.2.3	Einfluss der Kosmologie	47

5.2.4 Vernachlässigung der Expansion des Universums unter Annahme von $\rho_\Lambda = 0$	49
6 Einschränkungen der spektralen Energiedichte des EHL	51
6.1 Mögliche Strategien	51
6.2 Verwendete TeV–Gamma–Spektren	53
6.3 Annahmen über das EHL–Spektrum	56
6.4 Herleitung von Einschränkungen im mittel-infraroten Bereich . . .	59
6.5 Ergebnisse	62
6.5.1 Obere Grenzen auf das Minimum im Mittel-Infrarot-Bereich	62
6.5.2 Mögliche Einschränkung durch den niederenergetischen Teil der TeV–Gamma–Spektren	68
6.5.3 EHL–Verlauf mit Berücksichtigung der $60\,\mu\text{m}$ –Messung . .	71
6.6 Diskussion	73
7 Zusammenfassung und Ausblick	77

Kapitel 1

Einleitung

Seit Jahrhunderten nutzen die Menschen das sichtbare Licht der Sterne, um Erkenntnisse über das Weltall zu gewinnen. Mit der Eröffnung neuer Beobachtungsfenster – vom Radio-Bereich bis hin zu den höchsten Energien (einige Joule pro Elementarteilchen) – hat das Gebäude des physikalischen Wissens einen enormen Zuwachs bekommen. Mit der sich verbessernden Beobachtungstechnik wurde auch das Weltbild entscheidend verändert: von der Erde als Scheibe über das heliozentrische System bis hin zu einem expandierenden Universum, das mehr Dimensionen hat als ein Mensch Finger an der Hand. Und das Ende dieser Entwicklung ist noch nicht abzusehen.

Die TeV-Gamma-Astronomie ist ein junges Gebiet der Astrophysik – erst vor 15 Jahren wurde der *Crab*-Nebel nachgewiesen – und der Schwerpunkt gilt hauptsächlich den kosmischen Photonen mit Energien im TeV-Energiebereich ($1 \text{ TeV} = 10^{12} \text{ eV}$). Die Erzeugungsmechanismen dieser hochenergetischen Strahlung sind noch nicht vollständig geklärt; es werden jedoch immer mehr verschiedene galaktische sowie extragalaktische Objektklassen entdeckt, die imstande sind, einen nachweisbaren Fluss dieser Strahlung zu produzieren. Es zeigt sich, dass die Emissionseigenschaften der hochenergetischen Gamma-Strahlung sowohl mit Emission der elektromagnetischen Strahlung in anderen Wellenlängen als auch mit der Produktion von hochenergetischen geladenen Teilchen wie Elektronen oder Protonen in Verbindung steht. Trotz der beeindruckenden Fortschritte sind noch viele Zusammenhänge unklar, und ein einheitliches Bild der Strahlungsentstehung im Universum bleibt bislang verborgen.

Die HEGRA-Kollaboration hat in den Jahren 1996-2002 ein stereoskopisches System von fünf Cherenkov-Teleskopen auf der Kanarischen Insel La Palma betrieben. Während dieser Zeit wurden unter anderem Energiespektren von vier inzwischen etablierten extragalaktischen TeV-Gamma-Quellen gemessen, die alle in dieser Arbeit verwendet wurden.

Das sogenannte extragalaktische Hintergrundlicht (EHL) ist das akkumulierte Licht aller Sterne aus allen Epochen, das annähernd isotrop das Universum erfüllt. Ein Teil dieses Lichtes wird von interstellarem Staub absorbiert und bei größeren

Wellenlängen reemittiert. Das EHL beinhaltet wichtige kosmologische Informationen über die Sternentstehung und -entwicklung sowie über die Entstehung und Evolution von Galaxien. Insgesamt erstreckt sich der Wellenlängenbereich des EHL von 0.1 bis 1000 μm , also vom Ultraviolett-Bereich bis hin zum Fern-Infrarot-Bereich. Direkte Messungen des EHL sind jedoch vor allem wegen den starken Vordergrundemissionen schwierig, was insbesondere im mittel-infraroten Bereich bislang lediglich zu sehr hohen oberen Grenzen führte.

TeV-Photonen können von den Photonen des EHL über den Prozess der Paarbildung $\gamma_{\text{TeV}} \gamma_{\text{EHL}} \rightarrow e^+ e^-$ absorbiert werden. Die Absorption ist stark energieabhängig und um so stärker, je weiter entfernt sich der TeV-Gamma-Emitter befindet. Galaktische Quellen von TeV-Gamma-Strahlung sind zu nah, um zu einer nachweisbaren Abschwächung der Photonflüsse zu führen. Dagegen wird eine deutliche Modulation der Quellspektren extragalaktischer Gamma-Quellen durch die Absorption der TeV-Photonen erwartet. Dies ermöglicht eine faszinierende Anwendung der gemessenen TeV-Gamma-Strahlung: Durch eine Kombination des gemessenen Energiespektrums der extragalaktischen TeV-Gamma-Emitter und physikalische Annahmen über das tatsächliche Quellspektrum dieser Emitter können indirekte Einschränkungen auf die Energiedichte des EHL hergeleitet werden. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit verschiedenen Möglichkeiten einer solchen Einschränkung. Als Ergebnis dieser Untersuchung werden obere Grenzen auf das Minimum der EHL-Dichte im mittel-infraroten Bereich angegeben sowie die Möglichkeit einer erhöhten Energiedichte im nah-infraroten Bereich diskutiert.

Zunächst werden in Kapitel 2 die Grundlagen der Gamma-Astronomie erläutert, sowie die Messtechniken der TeV-Gamma-Astronomie und die Erzeugungsmodelle von TeV-Gamma-Strahlung vorgestellt. In Kapitel 3 wird auf die Funktionsweise von Cherenkov-Teleskopen und des stereoskopischen Teleskop-Systems der HEGRA-Kollaboration eingegangen, mit dem die verwendeten Energiespektren der TeV-Gamma-Quellen gemessen wurden. Kapitel 4 ist dem Ursprung, den Messungen und den theoretischen Modellen des extragalaktischen Hintergrundlichtes gewidmet. In Kapitel 5 wird ausführlich auf die Absorption der TeV-Gamma-Strahlung durch den Prozess der Paarerzeugung eingegangen. Die verschiedenen Abhängigkeiten der optischen Tiefe für die TeV-Photonen werden ebenfalls erläutert. Die möglichen Methoden für die Einschränkungen auf die Energiedichte des EHL sowie die Ergebnisse solcher Einschränkungen werden in Kapitel 6 vorgestellt und diskutiert. Schließlich werden in Kapitel 7 die Ergebnisse zusammengefasst und mit einem Ausblick abgeschlossen.

Kapitel 2

Gamma–Astronomie

2.1 Einführung

Erst in der Mitte des 20. Jahrhunderts gelangen die ersten astronomischen Messungen außerhalb des schmalen Frequenzbandes des sichtbaren Lichts. Durch neuartige Technologien eröffneten sich zuerst neue Beobachtungsfenster im Radiobereich und dann auch in den Infrarot-, Ultraviolett-, Röntgen- und Gamma-Bereichen sowie im Bereich der höchsten Energien von mehreren 10^{13} eV (10 TeV). In Abbildung 2.1 ist der gesamte Energiebereich der heute zugänglichen elektromagnetischen Strahlung abgebildet. Im gesamten Spektrum (mit wenigen Ausnahmen), vom Radiobereich bis zu den höchsten Energien, sind Beobachtungen möglich. Dies führte zu enormen Fortschritten unserer Kenntnis über die Vorgänge im Universum und dessen Geschichte.

Seit Viktor Hess im Jahre 1912 bei seinen Ballonexperimenten die kosmische Strahlung entdeckte (Hess, 1912), ist die Untersuchung der Komposition und der Herkunft dieser Strahlung zu einem der umfangreichsten Gebiete der Astrophysik geworden (siehe z. B. Klapdor-Kleingrothaus & Zuber (1997)). Nach dem heutigen Wissensstand besteht die kosmische Strahlung aus einer Vielzahl verschiedener Teilchen, deren Energie sich bis zu mehreren 10^{20} eV erstreckt. Zum einen sind dies die geladenen Teilchen wie vor allem Protonen und Alphateilchen und zum geringeren Teil schwerere Kerne sowie bis zu einer gewissen Energie auch Elektronen, zum anderen die ungeladene Komponente bestehend aus Photonen, Neutrinos und Neutronen. Die geladenen Teilchen verlieren auf ihrem Weg zur Erde die Information über ihre Herkunftsrichtung, da sie durch interstellare Magnetfelder abgelenkt werden, und treffen isotrop auf die Erde ein. Mit Ausnahme der höchsten Energien eignen sie sich daher nicht, um Rückschlüsse auf eine bestimmte Emissionsregion ziehen zu können. Die ungeladenen Teilchen erreichen die Erde dagegen aus der Richtung der sie emittierenden Quelle. Mit ihnen ist also eine detaillierte Untersuchung der astrophysikalischen Prozesse der Emissionsregion möglich. Photonen eignen sich besonders gut für das Studium kosmischer

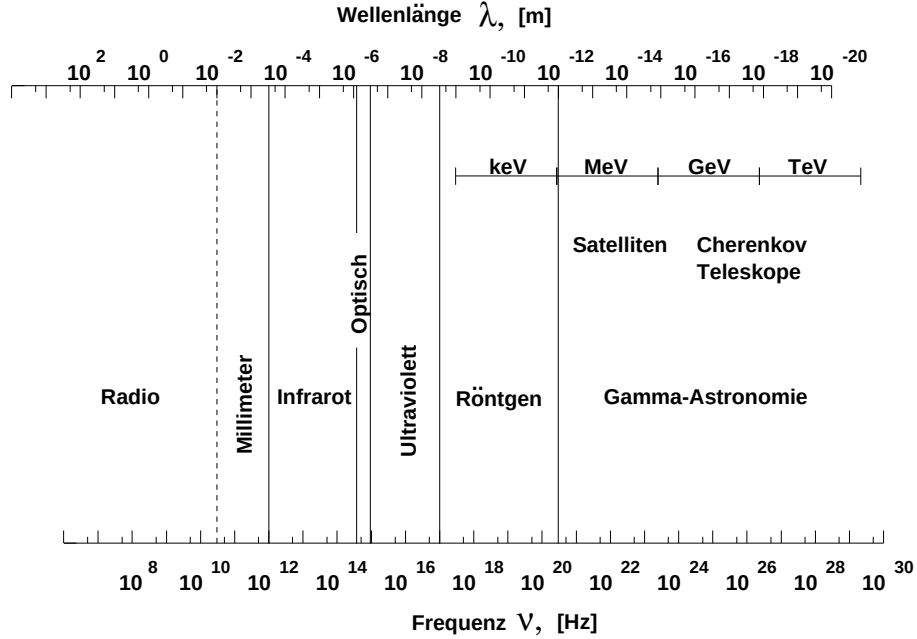


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des gesamten elektromagnetischen Spektrums (aus [Tluczykont \(2003\)](#)). Am hochenergetischen Ende sind zusätzlich die üblichen Energieeinheiten der Astroteilchenphysik eingetragen. Grenzen zwischen verschiedenen Bändern sind fließend.

Objekte, wobei Absorption in der Quelle oder auf dem Wege zu uns den Photonfluss erheblich abschwächen kann. Neutrinos verlassen dagegen ungehindert die Emissionsregion, sind jedoch wegen ihres sehr kleinen Wechselwirkungsquerschnitts schwer nachzuweisen. Neutronen können bei einer mittleren Lebensdauer von 887 s nur bei sehr hohen Energien weite Strecken zurücklegen. Unglücklicherweise überwiegt der geladene Anteil der kosmischen Strahlung den ungeladenen, was die Messungen des Letzteren erheblich erschwert.

Entgegen dem Energiespektrum normaler Sterne, die annähernd eine Schwarzkörperstrahlung emittieren, der eine *effektive Temperatur* zugewiesen werden kann, liegt einigen Objekten im Universum kein (thermisches) Schwarzkörperspektrum zugrunde. Der Emissionsregion kann somit keine thermodynamische Temperatur zugeordnet werden, da sie sich nicht im thermodynamischen Gleichgewicht befindet. Die Gesamtheit dieser Objekte wird oft als *das nicht-thermische Universum* bezeichnet. Das beobachtete Energiespektrum folgt meist einem Potenzgesetz der Form

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

wobei dN/dE die differentielle Photon-Energieverteilung und α ein positiver Exponent sind.

Die Physik, die sich mit Photonen der hochenergetischen kosmischen Strahlung (mit Energie $E \geq 1$ MeV) beschäftigt, wird als Gamma-Astronomie bezeichnet.

net. Die meisten in der Gamma-Astronomie bislang gemessenen Quellen gehören zum nicht-thermischen Universum, wobei die Strahlung von sowohl galaktischen als auch extragalaktischen Objekten beobachtet wurde. Der Bereich der Gamma-Astronomie erstreckt sich mittlerweile über mehrere Dekaden der Energie und wurde mit Hilfe sehr unterschiedlicher Techniken zugänglich. In der vorliegenden Arbeit werden ausschließlich Energiespektren der extragalaktischen Quellen der Gamma-Astronomie im TeV-Bereich (TeV- γ -Astronomie) verwendet, auf deren Erzeugungsmechanismen im Abschnitt 2.4 eingegangen wird.

2.2 Ziele der Gamma–Astronomie

Ursprung der geladenen kosmischen Strahlung: Historisch betrachtet war die Suche nach der Herkunft der geladenen kosmischen Strahlung eine der wichtigen Motivationen der TeV- γ -Astronomie. Denn eines der grossen Mysterien bleibt der Ursprung der geladenen kosmischen Strahlung. Der Suche liegt das folgende Szenario zugrunde: Bei dem sogenannten hadronischen Ursprung der TeV-Gamma-Strahlung werden zuerst Hadronen (meist Protonen) zu sehr hohen Energien beschleunigt. Durch Proton-Proton Stöße (oder allgemein Kernstöße) entstehen Pionen, wobei die neutralen Pionen nach einer sehr kurzen mittleren Lebensdauer von $8.4 \cdot 10^{-17}$ s mit einer Wahrscheinlichkeit von fast 99 % elektromagnetisch in zwei Gamma-Quanten zerfallen:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma \quad (2.2)$$

Die Quellen, deren TeV-Gamma-Strahlung auf diesen Prozess zurückgeführt werden kann, wären auch Quellen der geladenen kosmischen Strahlung. Drei Emittter der TeV-Photonen aus der Klasse der Supernova-Überreste mit Anzeichen der hadronischen Beschleunigung wurden bereits gefunden: SN 1006 (Tanimori *et al.*, 1998), Cas-A (Aharonian *et al.*, 2001a) und RX J1713 (Muraishi *et al.*, 2000), das kürzlich Gegenstand intensiver Diskussionen wurde (Aharonian, 2002a; Enomoto *et al.*, 2002; Reimer & Pohl, 2002). Alle drei Objekte sind bislang nicht eindeutig als Beschleuniger der Hadronen identifiziert worden. Die meisten der sonstigen vielversprechenden galaktischen Objekte, wie die bekannten Supernova-Überreste, haben trotz intensiver Suche keine nachweisbaren TeV-Gamma-Signale gezeigt.

Studium der Gamma-Quellen: Die Gamma-Astronomie eröffnet grundsätzlich die Möglichkeit, Objekte bei den höchsten Energien zu studieren. Dabei steht sowohl die Suche nach den Emissionsquellen als auch das Verständnis der Strahlungserzeugung im Vordergrund. Um die Strahlungsmechanismen und die innere Struktur der Objekte zu verstehen, werden seit kurzem auch simultane Messungen einer Quelle in verschiedenen Wellenlängenbereichen (vom Radio- bis zum TeV-Bereich) durchgeführt. Bislang sind die Emissionsmechanismen der TeV-Gamma-

Strahlung wenig verstanden und bleiben Gegenstand intensiver Diskussionen (siehe z. B. Völk (2002)). Im jungen Forschungsgebiet der TeV-Gamma-Astronomie wurden bereits vor allem die Aktiven Galaktischen Kerne (*Active Galactic Nuclei*, AGN), Supernova-Überreste und Plerione als Quellen der TeV-Gamma-Strahlung beobachtet.

Existenz der Dunklen Materie: Ein weiteres Ziel der Gamma-Astronomie ist die Suche nach der *dunklen Materie* (DM). Viele Hinweise, wie Rotationskurven der Galaxien, fehlende Nukleonendichte in den Big-Bang-Nukleosynthesemodellen, Röntgen-Emission aus dem interstellaren Medium, deuten auf ihre Existenz hin (Jungman *et al.*, 1996). Die Supersymmetrischen (SUSY) Modelle der Teilchenphysik machen Voraussagen über ihre Zusammensetzung und Dichte. Es wird unter anderem erwartet, dass die schwach wechselwirkenden, massiven Teilchen (Vertreter der dunklen Materie, *WIMPs*) annihilieren, wobei Gamma-Strahlung frei wird. Unter bestimmten theoretischen Voraussetzungen kann diese Strahlung prinzipiell von der Gamma-Astronomie beobachtet werden. Dies ist jedoch mit der bestehenden Nachweisteknik der TeV-Gamma-Strahlung noch sehr unwahrscheinlich. Die vorhandene Auflösung der Instrumente reicht auch nicht aus, um aus der Nicht-Detektion eines Signals deutliche Einschränkungen auf die Modelle der DM herzuleiten. Weder die Gamma-Astronomie noch die Teilchenphysik (mit Großexperimenten wie CERN oder DESY) konnten bislang experimentelle Nachweise eines solchen Signals und hiermit auch einen möglichen Beweis der Existenz der DM liefern. Die nächste Generation der Instrumente der Gamma-Astronomie wird den Parameterraum der theoretischen Modelle besser einschränken, wenngleich ein indirekter Nachweis der DM unwahrscheinlich bleibt.

Einschränkungen der Energiedichte des extragalaktischen Hintergrundlichts: Das intergalaktische Medium ist erfüllt mit elektromagnetischer Strahlung verschiedener Wellenlängen. Der prominenteste Vertreter einer isotropen Hintergrundstrahlung ist die thermische 2.7 K Mikrowellenstrahlung. Neben ihr wird das Universum mit einem Strahlungsfeld gefüllt, das sich aus dem Sternlicht aus allen Epochen, angefangen von den ersten Sternen, zusammengesetzt wird. Ein Teil des Sternlichtes wird durch den interstellaren Staub absorbiert und bei größeren Wellenlängen reemittiert. Die sich aus dem gesamten Sternlicht und der Reemission durch Staub zusammengesetzte extragalaktische Strahlung erstreckt sich im Wellenlängenbereich von 0.1 bis 1000 μm und wird als *extragalaktisches Hintergrundlicht* (EHL, Kapitel 4) bezeichnet.

Bei der TeV-Gamma-Strahlung extragalaktischer Quellen kommt es zu einer nicht verschwindenden Absorption des Strahlungsflusses (Kapitel 5) durch den Prozess der Paarzeugung mit den Photonen des EHL¹, was zu einer Modifikation

¹ Es wird ausschließlich vom EHL als Absorptionsmedium der TeV-Gamma-Strahlung aus-

der TeV-Energiespektren führt. Die beobachteten TeV-Gamma-Spektren können dann unter bestimmten Annahmen über den spektralen Verlauf der Quellspektren verwendet werden, um die EHL-Dichte in einem bestimmten Wellenlängenbereich einzuschränken (Hauser & Dwek, 2001). Die vorliegende Arbeit untersucht Möglichkeiten und Schwierigkeiten einer solchen Einschränkung und stellt Methoden sowie Ergebnisse der Einschränkung vor.

2.3 Nachweismöglichkeiten der hochenergetischen Photonen

Der Energiebereich der Gamma-Astronomie erstreckt sich über viele Größenordnungen ($10^6 \text{ eV} < E \leq 10^{13} \text{ eV}$). Die Beobachtungstechniken müssen also vielfältig sein, um die unterschiedlichen Energien nachweisen zu können. Die Messmethoden haben in den letzten 50 Jahren eine enorme Entwicklung durchgemacht. Deren detaillierte Beschreibung würde den Rahmen der vorliegenden Arbeit sprengen. Im folgenden Abschnitt wird kurz auf die Messmethoden bei sehr hohen Energien eingegangen. Eine Zusammenfassung zum Stand der Gamma-Astronomie im Bereich der hohen und sehr hohen Energien, $30 \text{ MeV} < E < 30 \text{ TeV}$, ist bei Völk (2002) zu finden.

2.3.1 Satelliten-Detektoren

Aufgrund der Undurchlässigkeit der Erdatmosphäre für die Gamma-Strahlung sind direkte Beobachtungen vom Erdboden aus nicht möglich. Im MeV-GeV-Energiebereich wird dieser Umstand durch den Einsatz von Satelliten gelöst. Besonders hervorzuheben ist hier das EGRET-Experiment (*Energetic Gamma Ray Experiment Telescope*) an Bord des *Compton Gamma Ray Observatory*-Satelliten (Hartman *et al.*, 1992), das in den Jahren 1991-1999 operierte. Sein Energiebereich umfasst zwei Dekaden: von 0.1 bis 10 GeV. Die obere Grenze ist bedingt durch mit steigender Energie (in der Regel exponentiell abfallend) kleiner werdende Flüsse, die von einer Detektorfläche von ca. 1 m^2 nicht mehr nachgewiesen werden können. Der dritte EGRET-Katalog enthält 271 Quellen (Hartman *et al.*, 1999), vgl. Abbildung 2.2, darunter sind 170 unidentifiziert, d.h. deren eindeutige Zuweisung aufgrund des großen EGRET-Fehlers nicht möglich gewesen ist.

Im Jahr 2006 ist der Start eines weiteren Satelliten-Experimentes geplant: GLAST (*Gamma Ray Large Area Space Telescope*) (Gehrels & Michelson, 1999). Dieses Experiment wird nicht nur eine ca. 100-fach bessere Richtungsauflösung besitzen, sondern auch Energien bis zu 300 GeV messen können, wobei mit steigender Energie die Nachweisempfindlichkeit geringer wird.

gegangen, denn die 2.7 K Mikrowellenstrahlung trägt zur Absorption der TeV-Strahlung unter 50 TeV nicht bei.

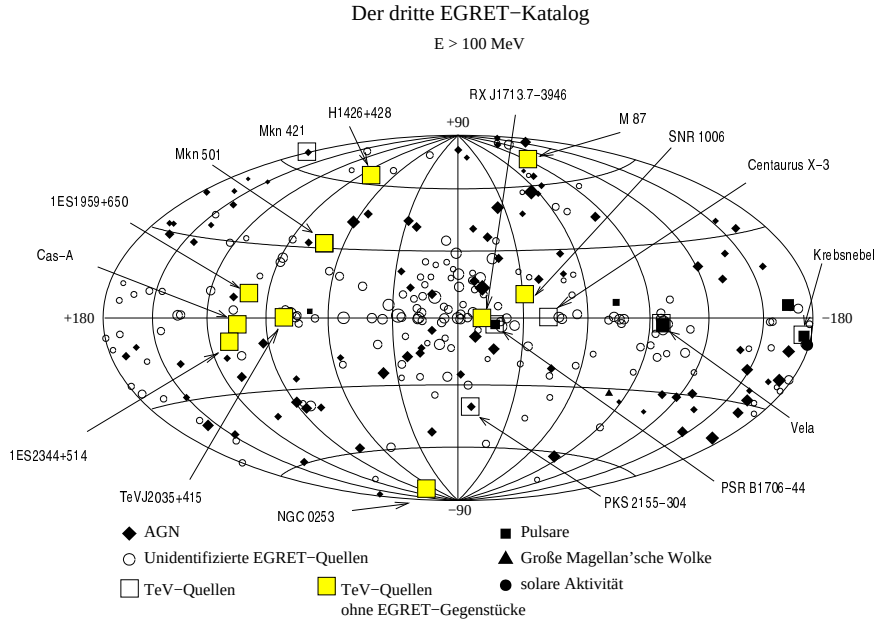


Abbildung 2.2: Die 271 oberhalb von 100 MeV von EGRET nachgewiesenen Quellen (Hartman *et al.*, 1999), sowie 16 bekannte TeV-Gamma-Quellen, dargestellt in galaktischen Koordinaten.

2.3.2 Luftschauserexperimente

Obwohl die Erdatmosphäre für die Gamma-Strahlung nicht durchlässig ist, sind indirekte Beobachtungen vom Erdboden aus möglich. Dabei wird ausgenutzt, dass die hochenergetischen Photonen beim Eintritt in die Atmosphäre über elektromagnetische Wechselwirkungen eine Teilchenkaskade auslösen, die einen ausgedehnten Luftschauser ausbilden. Die in der Teilchenkaskade entstehenden geladenen Teilchen regen die Moleküle der Atmosphäre an, die wiederum das sogenannte Cherenkov-Licht emittieren, wenn die Teilchen sich in der Luft mit größerer Geschwindigkeit bewegen als die Lichtgeschwindigkeit in der Luft. Auf das Cherenkov-Licht der ausgedehnten Luftschauser wird in Abschnitt 3.2 und auf die zugehörige Nachweisteknik in Abschnitten 3.3 und 3.4 näher eingegangen.

Das erste abbildende Cherenkov-Teleskop hat die Whipple-Kollaboration in den USA ab den 80er Jahren erfolgreich betrieben (Weekes, 1989). Die HEGRA-Kollaboration hat im weiteren die Pionierarbeit für das erste stereoskopische System (Daum *et al.* (1997), Kapitel 3.4) der abbildenden Cherenkov-Teleskope auf der Kanarischen Insel La Palma in den Jahren 1996-2002 geleistet. Neben diesen beiden Experimenten sind auch die CANGAROO-Kollaboration (*Collaboration of Australia and Nippon (Japan) for a Gamma Ray Observatory in the Outback*), das Mark 6 Teleskop der Durham-Gruppe, beide in Australien stationiert, und schliesslich das CAT Experiment (*Cherenkov Array at Themis*) in den Pyrenäen zu erwähnen. Zur Zeit werden zwei Nachfolge-Experimente von

HEGRA in Betrieb genommen: H · E · S · S (*High Energy Stereoscopic System*) in Namibia ([Aharonian et al., 1997a](#)) und MAGIC (*Major Atmospheric Gamma-ray Cherenkov detector*) auf La Palma ([Lorenz & The MAGIC Collaboration, 2002](#)). Mithilfe der Cherenkov-Teleskope ist zur Zeit der Energiebereich zwischen ca. 300 GeV und 20 TeV den Beobachtungen zugänglich. Es existiert demnach eine Beobachtungslücke bei den Energien zwischen 10 GeV (obere Grenze des EGRET-Satelliten) und 300 GeV (die Schwelle bestehender Cherenkov-Teleskope). Die kommende Generation der Cherenkov-Teleskope wird jedoch diese Lücke erheblich verkleinern (erwartete Schwelle 30 bis 100 GeV), und das GLAST-Experiment wird sie voraussichtlich schliessen. Im Vergleich zu den Satelliten-Experimenten haben die Cherenkov-Teleskope viel größere effektive Nachweisflächen (etwa 10^5 m^2). Dafür sind aber generell nur Messungen in den mond- und wolkenlosen Nächten möglich, was zu einer Gesamtbeobachtungszeit von ca. 1000 Stunden pro Jahr pro Experiment führt.

Trotz der technischen Schwierigkeiten und geringen Beobachtungszeiten sind bereits mehrere galaktische und extragalaktische Quellen der TeV-Gamma-Strahlung identifiziert und zum Teil von verschiedenen Experimenten bestätigt worden. In Abbildung 2.2 sind alle bis jetzt unabhängig bestätigten oder als glaubhaft einzustufenden Quellen in galaktischen Koordinaten dargestellt. Die TeV-Emitter unterteilen sich in die galaktischen und extragalaktischen Quellen. Zu den bekannten galaktischen Quellen gehören:

- Supernova-Überreste (SN 1006, RXJ 1713+395 and Cas-A)
- Plerione (Krebs-Nebel, Vela-Pulsar und PSR B1706-44)
- Röntgen-Binär-Systeme / Mikroquasare (Centaurus X-3).

Zu den extragalaktischen Quellen gehören:

- AGN (BL Lac Objekte Markarian 421, Markarian 501, H 1426+428, 1ES 1959+650, 1ES 2344+514, PKS 2155+304 und Radiogalaxie M87)
- Starburstgalaxien (NGC 253).

Eine Identifikation der von der HEGRA-Kollaboration entdeckten Quelle TeVJ2035+415 im Sternbild des Schwanen, 0.5° entfernt von Cygnus X-3 ([Aharonian et al., 2002b](#)) ist noch nicht gelungen, wobei ein eher galaktischer Standort vermutet wird. TeVJ2035+415 ist die erste TeV-Gamma-Quelle, die bislang mit keinem aus einem anderen Energiebereich bekannten Objekt eindeutig assoziiert ist.

Die Messungen mit den Cherenkov-Teleskopen erlauben nicht nur die Lokalisierung der TeV-Quelle, sondern auch bei genügender Statistik eine spektroskopische Analyse des Signals. Bei den extragalaktischen Quellen konnten bislang differentielle Energiespektren von vier extragalaktischen BL Lac-Objekten (Markarian 421, Markarian 501, H 1426+428, 1ES 1959+650) und erst kürzlich ([Itoh](#)

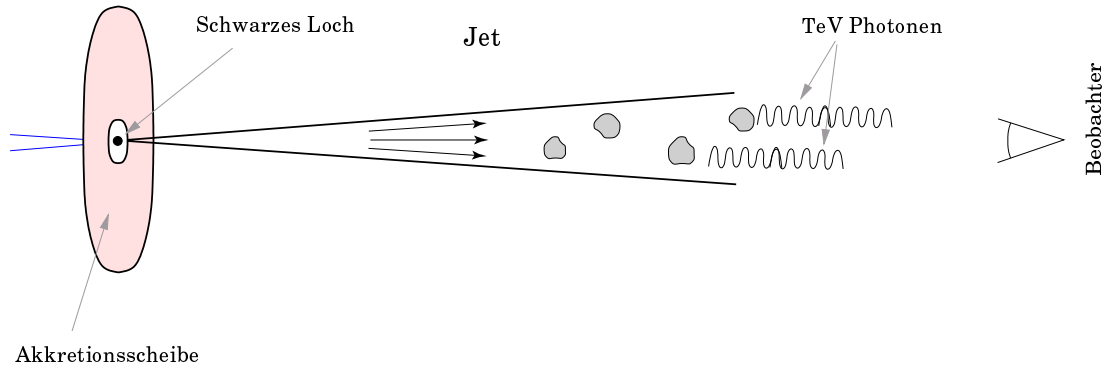


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung eines BL Lac-Objektes. Ein relativistischer Jet ist senkrecht zur Akkretionsscheibe ausgebildet und zeigt in Richtung des Beobachters (Erde). Innerhalb des Jets werden die TeV-Photonen produziert und in einem kleinen Winkel zur Jet-Achse emittiert.

et al., 2003) von einer benachbarten Starburstgalaxie (NGC 253) gemessen werden.

2.4 Erzeugung der hochenergetischen extragalaktischen Photonen

Es ist kaum denkbar, dass es thermische Quellen gibt, die Temperaturen von 10^{15} K aufweisen, die notwendig wären, um die Teilchen und Photonen mit beobachteten Energieflüssen im hochenergetischen Teil des elektromagnetischen Spektrums emittieren zu können. Auch der spektrale Verlauf der Energiespektren der beobachteten Gamma-Quellen spricht für eine nicht-thermische Erzeugung dieser Strahlung. Es gibt mehrere Möglichkeiten, Photonen zu den Energien bis zu einigen TeV zu emittieren: Zerfall neutraler π -Mesonen, Bremsstrahlung, Synchrotronstrahlung und inverse Comptonstreuung (Longair, 1992, 1994). Die Voraussetzung dafür sind relativistische Teilchen: im wahrscheinlichsten Fall entweder Elektronen oder Protonen. Im Falle, dass bei einem Objekt der Ursprung der hochenergetischen Gamma-Strahlung Elektronen sind, spricht man von einem *Elektronenbeschleuniger*. Die Objekte, bei denen Protonen oder Neutronen die Entstehung der γ -Quanten zur Folge haben, werden als *Hadronenbeschleuniger* bezeichnet.

In der vorliegenden Arbeit werden ausschließlich die Energiespektren der extragalaktischen TeV-Gamma-Quellen wegen der Absorption ihrer Strahlung durch das EHL betrachtet. Deshalb sind hier nur die Produktionsmechanismen der extragalaktischen TeV-Gamma-Strahlung von Interesse. Alle vier zweifelsfrei und unabhängig von mehreren Experimenten nachgewiesenen extragalaktischen Quellen gehören zur BL Lac-Familie der AGN-Klasse. In Abbildung 2.3 ist ein BL Lac

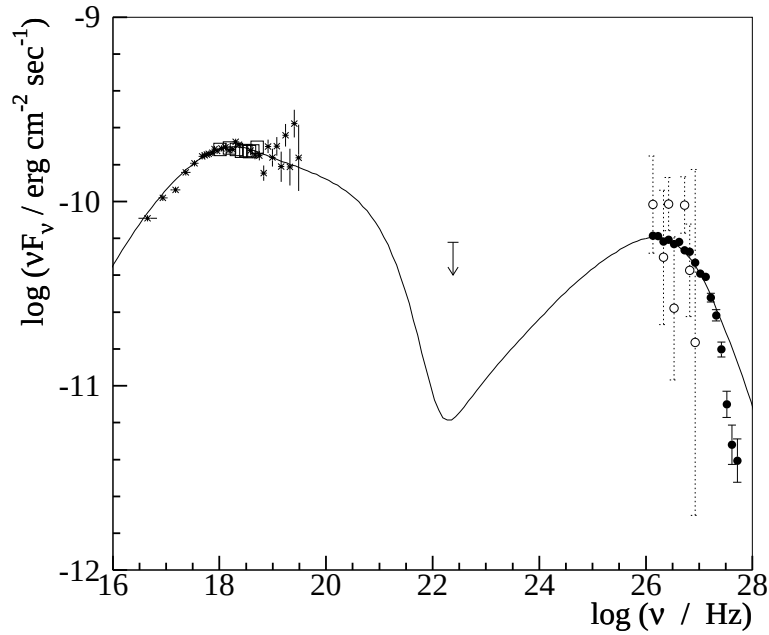


Abbildung 2.4: Photonen-Energiespektrum von Markarian 501 (aus [Krawczynski et al. \(2000\)](#)): das SSC-Modell (durchgezogene Linie) und die Messwerte des Ausbruchs von Mrk 501 im April 1997. BeppoSAX (Sternchen), RXTE (Quadrate) und HEGRA (offene Kreise) Messungen vom 7. April 1997. Gefüllte Kreise: skaliertes gemittelttes Spektrum von HEGRA. Die Parameter des SSC-Modelles können an die Messungen der unterschiedlichen Experimente gut angepasst werden.

schematisch dargestellt. Da diese Objekte mit ihrer *Jet*-Achse zu uns ausgerichtet sind, liegt die Vermutung nahe, dass die beobachtete TeV-Gamma-Strahlung innerhalb des Jets produziert wird. Die Jets bestehen aus einem relativistischen neutralen Plasma (überwiegend Elektronen und Protonen oder Elektronen und Positronen). Es werden starke Magnetfelder vermutet, welche die Jets über längere Strecken (kpc-Bereich) zusammenhalten. Im Folgenden werden zwei Modellgruppen vorgestellt, die eine Emission von TeV-Gamma-Strahlung innerhalb des Jets erklären.

2.4.1 Elektronenbeschleuniger

Die geladenen Teilchen im insgesamt neutralen Jet (bestehend überwiegend aus Elektronen und Protonen) sind starken Magnetfeldern ausgesetzt, wodurch Synchrotronstrahlung entsteht. Da die emittierte Strahlungsleistung umgekehrt proportional zur Masse des Teilchens ist, handelt es sich dabei überwiegend um die durch Elektronen erzeugte Synchrotron-Strahlung. Das Energiespektrum der Elektronen folgt einem Potenzgesetz der Form E^{-s} , wobei E die Energie des Elektrons und s ein positiver Exponent sind. Der spektrale Verlauf der Synchrotronstrahlung folgt bei hohen Energien dem Elektronspektrum (z.B. in [Robson](#)

(1996)). Unter einer kritischen Photon-Energie können jedoch die Elektronen die Synchrotron-Photonen absorbieren, was zu einem Abfall im unteren Bereich des Synchrotronspektrums führt. Dadurch entsteht der charakteristische Verlauf eines Synchrotronspektrums mit einem ausgeprägten Maximum.

Im Rahmen eines SSC-Modells (*Synchrotron Self Compton*) werden die Synchrotronphotonen durch den Invers-Compton-Effekt (IC-Effekt) von derselben Population der Elektronen zu höheren Energien bis in den TeV-Bereich gestreut (Rees, 1967; Urry & Padovani, 1995). Das IC-Spektrum behält die Form der Synchrotronstrahlung, wobei sein Maximum um einen Faktor γ^2 (γ ist der Lorentzfaktor der Elektronen) zu den höheren Energien hin verschoben wird. Das SSC-Modell ist am Beispiel des prominenten Ausbruchs von Markarian 501 im April 1997 (Aharonian *et al.*, 1997b) in Abbildung 2.4 illustriert. Es ist gezeigt, dass die gleichzeitigen Messungen dieses AGN durch die Satelliten-Experimente BeppoSax und RXTE im Röntgen-Bereich und HEGRA-Cherenkov-Teleskope im TeV-Bereich gut mit einem SSC-Modell angepasst werden können. (Krawczynski *et al.*, 2000). Bei niedrigeren Energien ist das Synchrotronspektrum und bei höheren das IC-Maximum zu erkennen.

Eine andere Quelle der *Saat*-Photonen (der Photonen also, die für die IC-Streuung zur Verfügung stehen) können Umgebungsphotonen aus der Akkretionsscheibe sein oder gar die niederenergetischen Photonen der 2.7 K Mikrowellenstrahlung. Es bleibt jedoch bislang offen, woher genau eine für die IC-Streuung notwendige dichte und isotrope Population der Saat-Photonen stammt (Aharonian, 2002b). Dennoch stellt das SSC-Modell bislang die beste Möglichkeit dar, die Beobachtungen in verschiedenen Wellenlängenbereichen im Rahmen des Konzepts eines Elektronenbeschleunigers zu erklären.

2.4.2 Hadronenbeschleuniger

In den hadronischen Beschleunigungsmodellen für AGN sind es vor allem Protonen, die in den Schockfronten der Jets auf sehr hohe Energien beschleunigt werden und bei der Erzeugung der TeV-Photonen eine entscheidende Rolle spielen. An dieser Stelle werden zwei Konzepte zur hadronischen Erzeugung der TeV-Photonen in den BL Lac-Objekten vorgestellt.

Einerseits wird eine Elektronen-Population im Jet zu sehr hohen Energien beschleunigt. In den Magnetfeldern wird von den Elektronen Synchrotronstrahlung emittiert. Die Synchrotronstrahlung der Elektronen ist das Target der sehr hochenergetischen Protonen für die Photomesonproduktion:

$$p + \gamma \longrightarrow \pi + X, \quad (2.3)$$

wobei X für beliebige unter Einhaltung der Erhaltungssätze erzeugte Teilchen und π für ein Pion stehen. Bei der Photomesonproduktion entstehen u.a. neutrale Pionen, die rasch in zwei Photonen zerfallen. Das resultierende Photonspektrum kann bis in den TeV-Bereich hinein reichen.

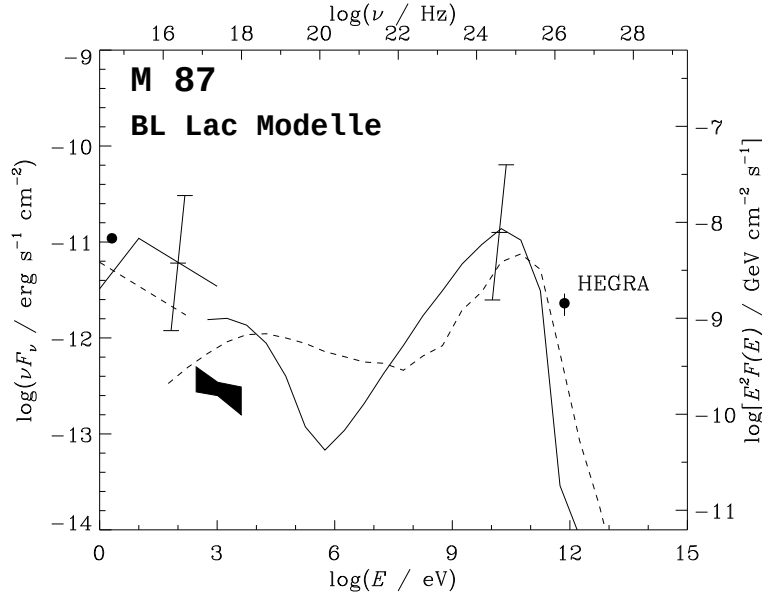


Abbildung 2.5: Proton Synchrotron Blazar Modell von [Donea & Protheroe \(2003\)](#). Für zwei verschiedene Modellparameter der Radiogalaxie M 87 sind die Photon-Energiespektren berechnet worden. Zusätzlich sind die Messpunkte aus unterschiedlichen Energiebereichen, u.a. HEGRA, eingezeichnet.

Andererseits emittieren auch die Protonen in den Magnetfeldern des Jets Synchrotronstrahlung. Die Photonen der Synchrotronstrahlung der Protonen können, bei hohen Protonenenergien und sehr hohen Stärken des Magnetfeldes, Energien bis in den TeV-Bereich erreichen.

Im Synchrotron-Proton-Blazar (SPB) Modell ([Mücke & Protheroe, 2001](#); [Aharonian, 2002b](#)) werden diese beiden Emissionsmechanismen zusammen behandelt. In [Abbildung 2.5](#) ist eine Modellrechnung im Rahmen des SPB-Modells ([Donea & Protheroe, 2003](#)) für das Energiespektrum der Radiogalaxie M 87 zu sehen. Die beiden Linien bei den niedrigen Energien ($E < 10^3$ eV) zeigen das Spektrum der Synchrotronstrahlung der Elektronen, während die beiden Spektren bei den hohen Energien ($E > 10^2$ eV) das resultierende Photonspektrum aus der Photomesonproduktion darstellen. [Donea & Protheroe \(2003\)](#) folgern, dass das Photonspektrum beim Pion-Zerfall über dem der Synchrotronstrahlung der Protonen bei der Radiogalaxie M 87 dominiert.

Es ist anzumerken, dass die Radiogalaxie M 87 kein typischer Vertreter der BL Lac-Familie ist, da ihr Jet nicht, wie bei den vier bekannten TeV-Blazaren, auf uns zeigt, sondern einen Winkel von etwa 30° zwischen der Jet-Achse und der Beobachtungsrichtung aufweist. Über ein TeV-Gamma-Signal von M 87 wurde kürzlich von der HEGRA-Kollaboration berichtet ([Aharonian et al., 2003b](#)), und ein integraler Flusswert konnte bestimmt werden ([Abbildung 2.5](#)). M 87 ist der beste Kandidat für einen möglichen Hadronenbeschleuniger der extragalakti-

schen TeV-Gamma-Strahlung. Eine alternative theoretische Erklärung des TeV-Gamma-Signals im Rahmen des SSC-Modells (voriger Abschnitt) ist bislang vor allem wegen des aus der Richtung der Jet-Achse resultierenden kleinen Lorentz-boostes unwahrscheinlich.

Kapitel 3

Messung von TeV-Energiespektren mit dem System der HEGRA-Cherenkov-Teleskope

3.1 Das HEGRA-Projekt

Das HEGRA-Experiment (für eine Übersicht siehe z.B. [Lindner \(1997\)](#)) war auf der Kanarischen Insel La Palma ($17^{\circ} 53' \text{W}$, $28^{\circ} 45' \text{N}$) in einer Höhe von ca. 2200m über dem Meeresniveau auf dem Gelände des Observatorio del Roque de los Muchachos (ORM) aufgebaut. Dieser Standort weist gute atmosphärische Bedingungen auf, die insbesondere bei der Messung des Cherenkov-Lichtes von Bedeutung sind. Das Experiment begann im Jahre 1987 zunächst mit einem Feld von Szintillationszählern. Das AIROBICC-Feld (*AIR shower Observation By angle Integrating Cherenkov Counters*) folgte mit einer Reihe von Detektoren, die im Wesentlichen aus je einem Photomultiplier mit einem Lichtsammeltrichter bestanden. Das primäre Ziel sowohl der Szintillationszähler als auch des AIROBICC-Feldes war eine Suche nach hochenergetischer Gamma-Strahlung oberhalb von 20 TeV (siehe z.B. [Prah \(1999\)](#)). Die HEGRA-Kollaboration betrieb in den Jahren 1996-2002 sechs Cherenkov-Teleskope, von denen fünf (CT2 bis CT6) in ein stereoskopisches System (auf das Prinzip der Stereoskopie wird in Abschnitt [3.4](#) eingegangen) zusammengeschlossen waren. Das zuerst installierte CT1 ([Mirzoyan et al., 1994](#)) unterschied sich in der Bauart von den anderen Teleskopen und wurde über den gesamten Zeitraum der Messungen separat betrieben. Abbildende Cherenkov-Teleskope (*englische Bezeichnung: Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes, IACT*) sind in der Lage, eine winkeltreue Abbildung der Schauerentwicklung aufzuzeichnen. Auf das Prinzip der Schauerentwicklung wird in Abschnitt [3.2](#) eingegangen. Das HEGRA-IACT-System aus fünf Tele-

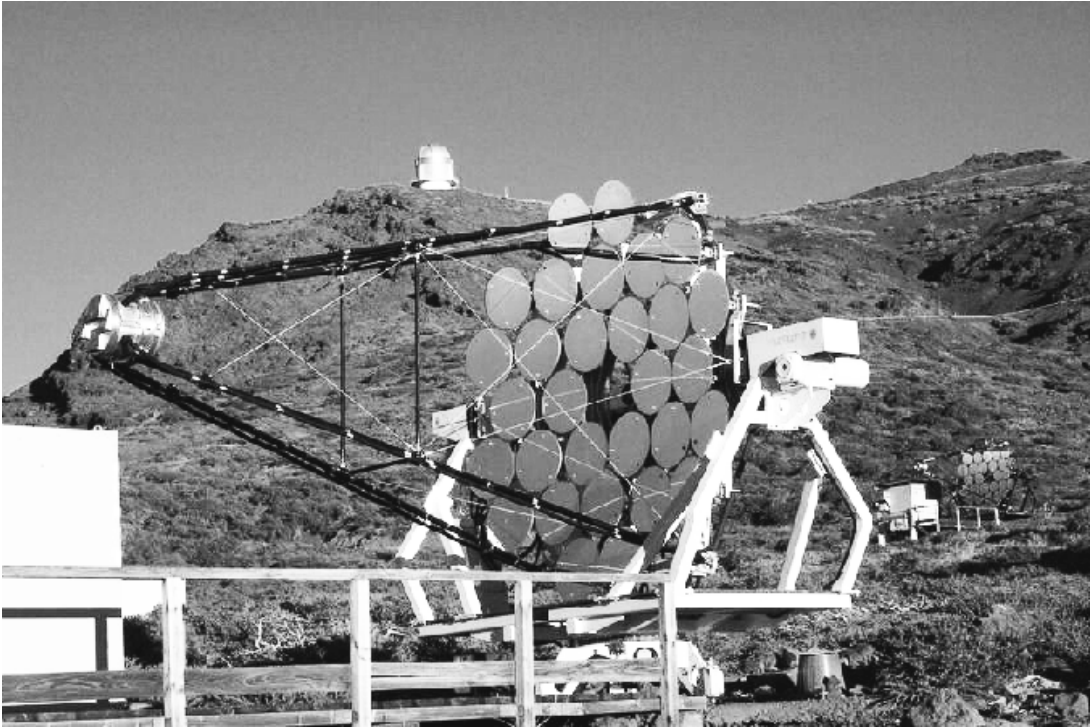


Abbildung 3.1: Das HEGRA-Experiment auf der Kanarischen Insel La Palma. Zwei Cherenkov-Teleskope des IACT-Systems: CT2 im Vordergrund und CT6 im Hintergrund. Jedes Teleskop hat 30 Einzelspiegel und damit eine gesamte Spiegelfläche von 8.5 m^2 sowie eine Fokallänge von ca. 5 m.

skopen (Daum *et al.*, 1997; Pühlhofer *et al.*, 2003) ermöglichte zum ersten Mal eine stereoskopische Beobachtung des Cherenkov-Lichtes von Luftschauern, was zu einer deutlichen Steigerung der Sensitivität der Beobachtungen von Gamma-Quellen geführt hat. Im September 2002 wurde der Betrieb des IACT-Systems eingestellt. Zwei Nachfolgeexperimente sollen die überragenden Ergebnisse des HEGRA-Experimentes mit einer neuen Generation von Cherenkov-Teleskopen fortführen: MAGIC auf La Palma und H.E.S.S. im Khomas Hochland in Namibia in der Nähe vom Gamsberg. Zusammen mit der CANGAROO und VERITAS-Kollaborationen besteht somit die neue Generation der Cherenkov-Teleskope aus drei Experimenten, die eine stereoskopische Beobachtung führen werden.

3.2 Ausgedehnte Luftschauer

Ausbildung eines Luftschauers: Eine direkte Beobachtung der TeV-Photonen vom Erdboden aus ist aufgrund der Undurchlässigkeit der Atmosphäre für diese Strahlung nicht möglich. Der geringe Teilchenfluss der TeV-Photonen verlangt zudem sehr grosse Detektorflächen, sodass ein Nachweis mit Satelliten-

Detektoren nicht möglich ist. Eine indirekte Messung kann jedoch erfolgen, wenn die Erdatmosphäre als Detektor ausgenutzt wird und die sekundäre Strahlung gemessen wird. Hierbei wechselwirken die hochenergetischen Photonen beim Eintritt in die Erdatmosphäre mit den Kernen der Luftmoleküle, wobei elektromagnetische Kaskaden hochenergetischer Sekundärteilchen (auch *ausgedehnte Luftschauer* genannt) entstehen. Zwei Prozesse tragen zur Ausbildung einer elektromagnetischen Kaskade bei: die Bremsstrahlung, die zur Abstrahlung neuer Photonen führt, und die Paarbildung, bei der ein Elektron-Positron-Paar erzeugt wird (Abbildung 3.2). Der Wechselwirkungspunkt des Primärteilchens liegt auf einer Höhe von 20 bis 40 km über dem Meeresniveau. Das Maximum des Luftschauers ist energieabhängig, wobei diejenigen Schauer tiefer in die Atmosphäre eindringen, die von einem höherenergetischeren Photon ausgelöst wurden. Für einen photon-induzierten Schauer mit einer Energie von 1 TeV liegt das Schauermaximum bei etwa 10 km über dem Meeresniveau (Horns, 2001). Der Luftschauer „stirbt aus“, sobald die Energie der einzelnen Schauerteilchen einen kritischen Wert von etwa 86 MeV unterschreitet (Berger & Seltzer, 1964), sodass die Energieverluste durch Ionisation gegenüber der Bremsstrahlung dominant werden. Die Teilchenzahl des Luftschauers ist proportional zur Energie des Primärteilchens. Somit stellt die Atmosphäre ein kalorimetrisches Signal zur Bestimmung der Energie des Primärteilchens zur Verfügung.

Cherenkov-Strahlung: Eine der Möglichkeiten die Kaskaden nachzuweisen, ist eine Messung des von den Kaskaden emittierten sogenannten Cherenkov-Lichtes. Das Prinzip der Entstehung des Cherenkov-Lichtes ist folgendermaßen zu verstehen: Das entlang der Flugbahn der relativistischen Teilchen polarisierte Medium (in diesem Fall die Erdatmosphäre) mit einem Brechungsindex n emittiert elektromagnetische Kugelwellen. Wenn ein Teilchen sich mit einer Geschwindigkeit v bewegt, die größer als die Lichtgeschwindigkeit im Medium $c' = c/n$ (c ist die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit) ist, bewegt sich das Teilchen pro Zeiteinheit weiter als sich die Kugelwellen ausbreiten können (Cherenkov-Effekt (Cherenkov, 1934), vgl. Abbildung 3.3). Dadurch überlagern sich die Wellenfronten zu einem Kegel mit dem Öffnungswinkel Θ_C und bilden das Cherenkov-Licht. Für den Öffnungswinkel gilt:

$$\cos(\Theta_C) = \frac{c'}{v} = \frac{c/n}{\beta c} = \frac{1}{\beta n} \quad (3.1)$$

mit $\beta := v/c$

Mit zunehmender Luftschichtdicke nimmt der Brechungsindex n zu, was zu einer Aufweitung des Abstrahlungswinkels Θ_C führt. Die Größenordnung des Winkels, unter dem die Cherenkovstrahlung emittiert wird, beträgt etwa 1° . Das überlagerte Cherenkov-Licht eines einzelnen Teilchens leuchtet einen Ring auf der Beobachtungsoberfläche aus. Eine Überlagerung der Cherenkov-Licht-Kegel einzelner

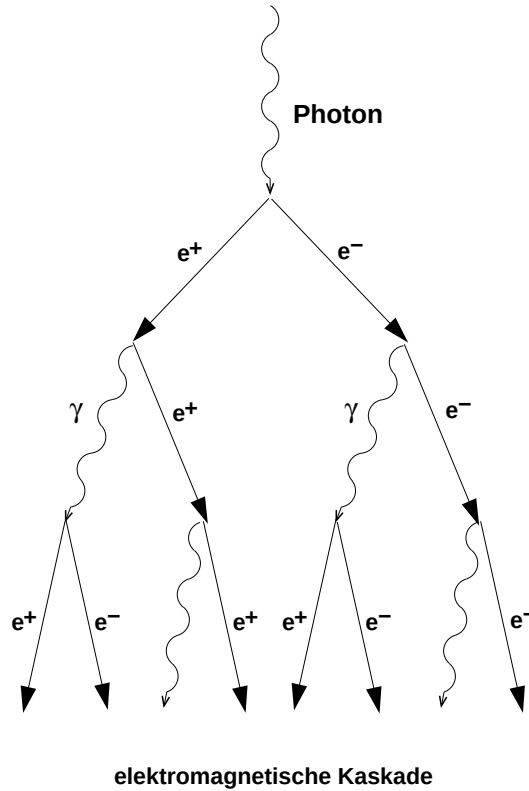


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung einer elektromagnetischen Kaskade, die durch ein hochenergetisches Photon in der Erdatmosphäre ausgelöst wird.

Teilchen führt im Spezialfall eines senkrecht einfallenden Schauers zur Ausleuchtung eines Kreises. Der mittlere Radius der ausgeleuchteten Fläche auf der Höhe von 2200 m (das Beobachtungsniveau des HEGRA-Experimentes) beträgt ca. 120 m. Im Allgemeinfall nicht senkrecht einfallenden Schauers bilden die Auftreffpunkte der Cherenkov-Photonen in der Beobachtungsebene eine Ellipse. Da die Teilchenzahl des Luftschauers proportional zur Energie des Primärteilchens ist, verhält sich auch die deponierte Lichtmenge in der von den Cherenkov-Photonen ausgeleuchteten Fläche proportional dazu. Die abgestrahlten und von der Atmosphäre nicht absorbierten Cherenkov-Photonen liegen im Wellenlängenbereich von $\lambda = 300 - 600 \text{ nm}$, wobei die Strahlungsintensität mit $1 / \lambda^2$ abfällt. Das Aufleuchten eines Schauers ist kurz und dauert nur etwa 10 ns, wodurch der Einsatz von CCD-Kameras nicht möglich ist, die eine im Sekunden-Bereich liegende Belichtungszeit brauchen. Die Photomultiplier der Kameras der Cherenkov-Teleskope sind dagegen für die Eigenschaften der Cherenkov-Strahlung gut geeignet.

Untergrund durch die geladene kosmische Strahlung: Neben den für Gamma-Astronomie interessanten photoninduzierten Luftschauern entstehen in der Erdatmosphäre bei einem typischen Öffnungswinkel der Kamera um einen Fak-

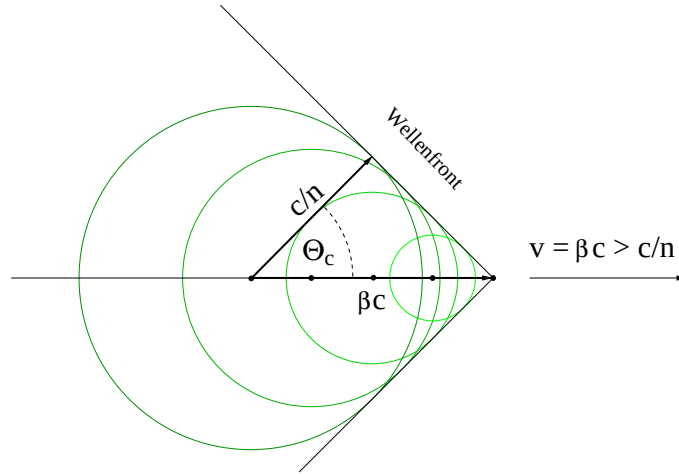


Abbildung 3.3: Prinzip der Cherenkov-Emission eines geladenen Teilchens, das sich schneller in der Luft bewegt als das Licht. Die Lichtgeschwindigkeit in einem Medium mit dem Brechungsindex n ist $c' = c/n$. Im polarisierten Medium überlagern sich die emittierten elektromagnetischen Kugelwellen zu einem Kegel. Die Abstrahlung des Cherenkov-Lichtes erfolgt mit einem Öffnungswinkel von typischerweise $\Theta_C \sim 1^\circ$.

tor 100 bis 10000 häufiger hadroninduzierte Luftschauer. Die geladene kosmische Strahlung, die überwiegend aus Protonen und Helium-Kernen besteht, liefert die Primärteilchen für diese Schauer. Die hadroninduzierten Luftschauer emittieren ebenso das Cherenkov-Licht, das mit den Cherenkov-Teleskopen gemessen wird. Eine der schwierigsten Aufgaben der erdgebundenen Experimente der Gamma-Astronomie ist es, zwischen den hadroninduzierten und den photoninduzierten Luftschauern zu unterscheiden (die sogenannte Gamma-Hadron-Separation), um den starken Untergrund zu unterdrücken.

3.3 Cherenkov-Telesope

Bau der HEGRA-Cherenkov-Teleskope: Ein Teleskop des HEGRA-IACT-Systems bestand aus 30 runden, sphärischen Einzelspiegeln, die eine segmentierte Reflektoroberfläche von insgesamt 8.5 m^2 ausbildeten (vgl. Abbildung 3.1). Die Einzelspiegel waren nach dem Davies-Cotton-Prinzip (Davies *et al.*, 1957) auf einem sphärischen Träger angebracht, dessen Radius der Brennweite der Spiegel entsprach und 4.92 m betrug. Die Teleskope konnten mit Hilfe von Schrittmotoren in Altitude und Azimutwinkel positioniert werden. Jedes Teleskop hatte eine Kamera, die sich in der Fokalebene befand. Die Kameras hatten ein Gesichtsfeld von 4.3° und bestanden aus 271 Photomultipliern, die das optische Signal in ein digitalisiertes Signal umwandelten.

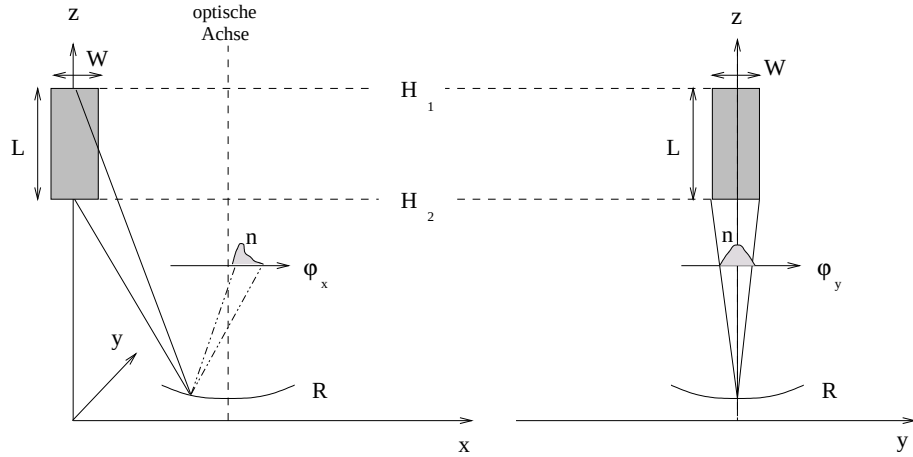


Abbildung 3.4: Skizze zur winkeltreuen Abbildung eines Luftschauers durch das Cherenkov-Licht. Der Luftschauer ist hier vereinfacht als ein Zylinder angenommen. Es entstehen ellipsenförmige Bilder in der Kamera (Abbildung aus Heß (1998)).

Abbildung eines Luftschauers: Das Cherenkov-Licht eines Luftschauers leuchtet eine Fläche von im Mittel etwa 120m aus. Wenn der Reflektor eines Cherenkov-Teleskopes sich innerhalb dieser Fläche befindet, wird das Cherenkov-Licht winkeltreu in die Kamera fokussiert. Dieses Prinzip ist in Abbildung 3.4 skizziert. Der Einfachheit halber ist hier ein zylinderförmiger Luftschauer angenommen. In der Kamera-Ebene entsteht eine ellipsenförmige Lichtverteilung mit unterschiedlichen Lichtdichten innerhalb der Ellipse. Die Form der Ellipse (große und kleine Halbachsen), ihre Größe und die Ausrichtung der großen Halbachse zur Kamera-Mitte hängen von folgenden Parametern ab:

- Abstand zwischen dem Auftreffpunkt der Schauerachse und dem Teleskop
- Zenitwinkel der Beobachtung
- Winkel zwischen Beobachtungsrichtung und Richtung der Schauerachse
- Art des Luftschauers (hadron- oder photoninduziert)
- Energie des Primärteilchens

3.4 Stereoskopisches Teleskop-System und Energie-rekonstruktion

Prinzip der Stereoskopie: Das System aus 5 identischen Cherenkov-Teleskopen des HEGRA-Experimentes bildete ein Quadrat mit einer Kantenlänge von etwa 100 m aus, an dessen Ecken und in der Mitte jeweils ein Teleskop positioniert war. Das Prinzip der stereoskopischen Beobachtung basiert auf einer

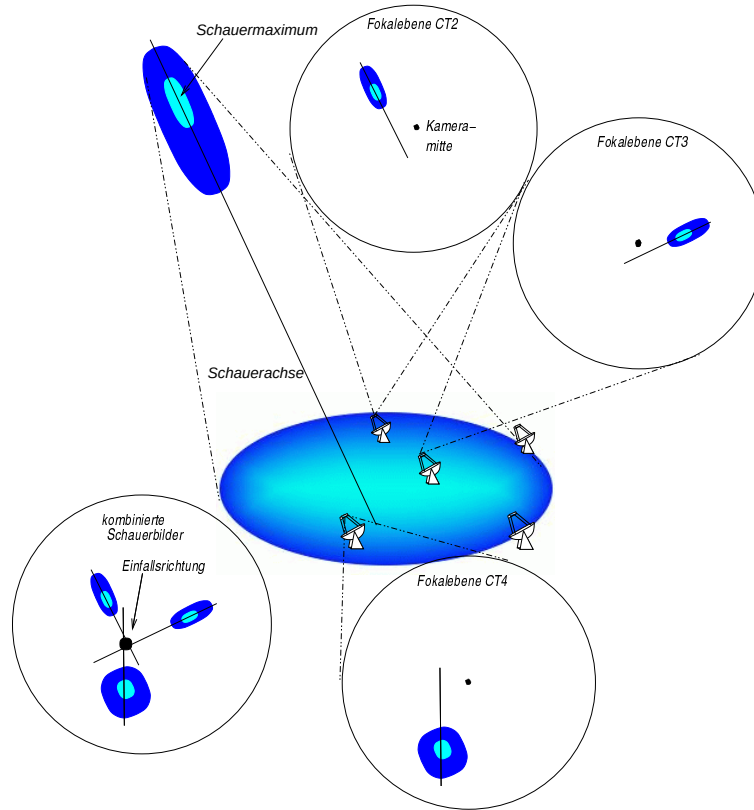


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des stereoskopischen Messprinzips des HEGRA-Teleskop-Systems. Die Lage der Schauerachse im Raum kann durch den Schnittpunkt der Hauptachsen der Kamerabilder von verschiedenen Blickwinkeln rekonstruiert werden. Aus dem Schnittpunkt der Hauptachsen im Koordinatensystem der Teleskope ergibt sich entsprechend der Kernort und die Richtung des Schauers. Die Form der einzelnen Kamerabilder unterscheidet sich in Form je nach Ausrichtung und Abstand des Teleskopes zur Schauerachse (Abbildung aus [Horns \(2001\)](#)).

simultanen Abbildung der Cherenkov-Licht-Verteilung eines Luftschauers aus verschiedenen Perspektiven (vgl. [Abbildung 3.5](#)). Die in den Kameras registrierten elliptischen Abbildungen eines Luftschauers können nach Transformation in eine gemeinsame Fokalebene der Teleskope überlagert werden. Der Schnittpunkt der verlängerten großen Halbachsen der kombinierten Schauerbilder ist die Richtung des Luftschauers. Die Stereoskopie erlaubt eine Genauigkeit in der Richtungsrekonstruktion von typischerweise 0.1° pro Luftschauder. Analog dazu wird in der Beobachtungsebene der Kernort (Auftrittspunkt der Schauerachse) rekonstruiert, sodass eine eindeutige dreidimensionale Rekonstruktion der Schauerachse möglich ist. Da die Ellipsenachsen mit einem Fehler behaftet sind, schneiden sie sich nicht in einem Punkt. Es gibt verschiedene Ansätze, den Schnittpunkt möglichst genau zu bestimmen. In den meisten Publikationen der HEGRA-Kollaboration wird der Algorithmus #3 aus [Hofmann et al. \(1999\)](#) verwendet. Die eindeutige dreidimen-

sionale Rekonstruktion der Schauerachse bringt entscheidende Vorteile bei der Energierekonstruktion des Primärphotons gegenüber einer Ein-Teleskop-Analyse, die lediglich eine zweidimensionale Rekonstruktion ermöglicht.

Neben den oben aufgeführten hat eine stereoskopische Beobachtung noch weitere vielfältige Vorteile. So ist die Unterdrückung des Untergrundes durch Nachthimmel-Rauschen bei einer Forderung, dass mindestens zwei Teleskope einen Schauer detektiert haben, viel effektiver. Die Gamma-Hadron-Separation ist ebenfalls besser als bei einer Ein-Teleskop-Analyse, was insbesondere bei einer Suche nach ausgedehnten Gamma-Quellen von entscheidender Bedeutung ist.

Erstellen eines Energiespektrums: Für die Bestimmung der Energie des Primärphotons wird die integral gemessene Lichtmenge *size* eines Ereignisses in jedem Teleskop in Kombination mit dem jeweiligen Abstand zur rekonstruierten Schauerachse verwendet. Bei einem photoninduzierten Schauer ist die integrale Cherenkov-Lichtmenge direkt proportional zur Energie des Primärphotons. Die in den Teleskopen abgebildeten Schauerellipsen hängen hierbei grundsätzlich von drei Parametern ab: (1) *size*, (2) Zenitwinkel des Luftschauers, (3) Kernortabstand des Luftschauers zum jeweiligen Teleskop. Anhand von Monte-Carlo-Simulationen wurden Funktionen berechnet, die bei einer gegebenen Energie E , Einfallrichtung des Primärphotons θ und einem Kernort des Luftschauers r die Lichtmenge *size* bestimmt (Konopelko *et al.*, 1999). Mit einer inversen Funktion ist es dann möglich, aus der gemessenen Größe *size* und den rekonstruierten Größen θ und r die Energie E des Primärphotons zu bestimmen. Auf diese Weise erhält man für jedes Teleskop einen Schätzwert für die Energie, über den anschließend gemittelt wird. Die relative Energieauflösung $\Delta E/E$ dieser Methode liegt bei 10-20 %, was besonders von den Unsicherheiten in den Monte-Carlo-Simulationen herrührt.

Um aus den gewonnenen Photon-Energien ein Energiespektrum zu erstellen, muss bekannt sein, wie sensitiv der Detektor (das gesamte IACT-System) bei der jeweiligen Energie ist. Es werden sogenannte *effektive Flächen* berechnet, die ein Maß für die Sensitivität sind. Die effektiven Flächen ergeben sich als Funktion der Trigger-Effizienzen der einzelnen Teleskope, also der Fähigkeit des gesamten Teleskop-Systems, einen Luftschauder mit einer bestimmten Energie des Primärteilchens zu detektieren. Die Trigger-Effizienzen hängen nicht nur von der Energie, dem Einfallswinkel und dem Kernort ab, sondern auch von dem jeweiligen Zustand des Detektors, d.h. die Anzahl der funktionierenden Teleskope, Zustand der Spiegel, Zustand der Kameras etc. Dies spielt besonders eine Rolle, wenn ein Energiespektrum aus zeitlich stark getrennten Beobachtungen erstellt werden soll, sodass der Zustand des Detektors erheblich unterschiedlich sein kann (Pühlhofer *et al.*, 2003). Zusätzlich ist ein von den Unsicherheiten in den Monte-Carlo-Simulationen herrührender systematischer Fehler von 15 % auf die absolute Energieskala zu erwähnen.

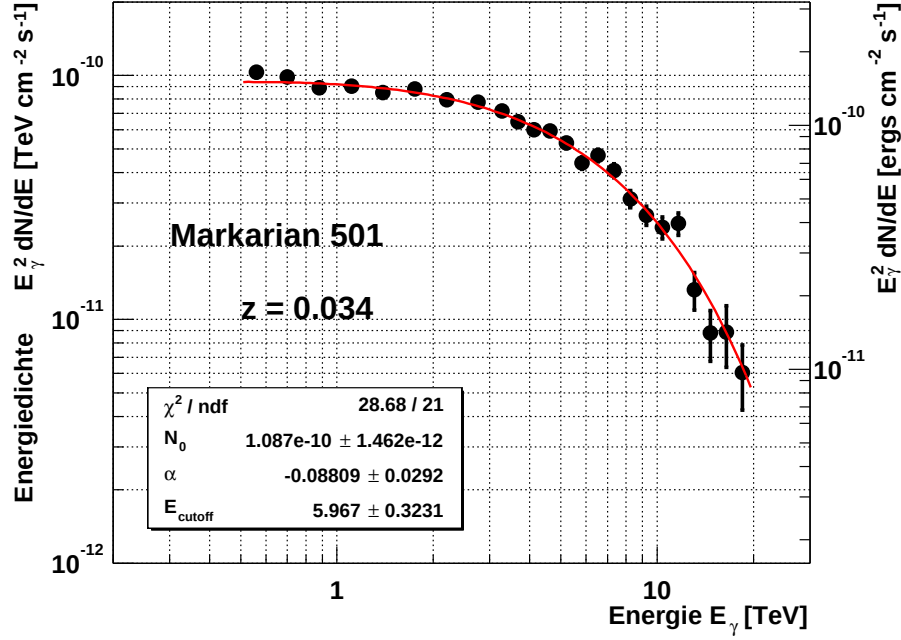


Abbildung 3.6: Differentielles Energiespektrum des BL Lac-Objektes Markarian 501 (aus [Aharonian et al. \(2001b\)](#)). Die HEGRA-Daten aus dem Jahr 1997 sind in der üblichen Darstellung einer mit E^2 multiplizierten differentiellen Energieverteilung des Photonflusses dN/dE dargestellt.

In den 6 Jahren, in denen die HEGRA-Kollaboration das IACT-System betrieben hat, konnten Energiespektren von sieben Gamma-Quellen erstellt werden: drei galaktische (Krebs-Nebel, Cas-A und TeVJ2035+415) und vier extragalaktische (Markarian 421, Markarian 501, H 1426+428 und 1ES 1959+650). Außerdem wurde kürzlich ein Spektralindex der differentiellen Energieverteilung der Radiogalaxie M 87 bestimmt ([Aharonian et al., 2003b](#)).

In [Abbildung 3.6](#) ist die differentielle Energieverteilung mit entsprechenden statistischen Fehlern von Markarian 501 aus den HEGRA-Beobachtungen im Jahre 1997 zu sehen. Der Datensatz ist zeitgemittelt und aus der Analyse in ([Aharonian et al., 1999b](#)) (Daten unter 3 TeV) und der verbesserten Reanalyse in ([Aharonian et al., 2001b](#)) (Daten über 3 TeV) kombiniert. Auf der Y-Achse ist der mit E^2 multiplizierte differentielle Photonfluss dN/dE aufgetragen, um den Einheiten der spektralen Energiedichte zu entsprechen. Die durchgezogene Linie zeigt eine analytische Anpassung an die Daten der Form:

$$E^2 \frac{dN}{dE} = N_0 E^{-\alpha} \exp \left(-\frac{E}{E_{\text{cutoff}}} \right), \quad (3.2)$$

wobei $N_0 = (1.087 \pm 0.015) \times 10^{-10} \text{ TeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ die Normierungskonstante,

$E_{cutoff} = (6.0 \pm 0.3) \text{ TeV}$ die *Cutoff*-Energie und $\alpha = -0.09 \pm 0.03$ der Spektralindex sind. Der zusätzliche Fehler von 15 % in der absoluten Energieskala ist in dieser Darstellung nicht berücksichtigt worden. Die Anpassung hat einen relativ guten χ^2 -Wert von 29 bei 21 Freiheitsgraden. Der Ursprung der *Cutoff*-Energie kann sowohl intrinsische Gründe haben als auch in der Absorption der TeV-Photonen durch das extragalaktische Hintergrundlicht (nächstes Kapitel) liegen.

Kapitel 4

Extragalaktisches Hintergrundlicht

4.1 Ursprung der Strahlung

Eine der wichtigsten Herausforderungen der modernen Astrophysik ist es, die Ausbildung und Entwicklung der Strukturen im Universum zu erklären. Bereits im 19. Jahrhundert ist erkannt worden, dass die Helligkeit des Himmels wichtige astrophysikalische Daten beinhaltet ([Olbers, 1826](#)). Die Hintergrundstrahlung beinhaltet Strahlung aus allen Epochen und trägt daher Informationen über Strukturen und ihre Geschichte im Universum. Ein Teil der gesamten Hintergrundstrahlung wird mit dem Begriff *extragalaktisches Hintergrundlicht* (EHL) bezeichnet. Unter EHL versteht man die gesamte Strahlung im Wellenlängenbereich zwischen 0.1 und $1000 \mu\text{m}$, die nicht aus unserer Galaxis stammt und mit keiner der benachbarten Galaxien assoziiert werden kann. In [Abbildung 4.1](#) ist das Spektrum der Hintergrundstrahlung, das sich über 20 Dekaden in der Energie ausdehnt, schematisch dargestellt. Das EHL ist ein Teil davon und nach der 2.7 K Mikrowellenstrahlung, die als Schwarzkörperstrahlung der Entkoppelungsepoche zwischen den Photonen und den H-Atomen übriggeblieben ist (z.B. [Rowan-Robinson \(1996\)](#)), die dominante Form der elektromagnetischen Energie, die beobachtet wird ([Hauser & Dwek, 2001](#)).

Das EHL stellt das gesamte Licht dar, das über die ganze Geschichte des Universums von den Galaxien emittiert wurde. Die ersten Sterne haben bei einer Rotverschiebung $z \approx 25$ (oder als das Universum um einen Faktor von ca. 26 kleiner war, als es heute ist) gezündet ([Santos et al., 2002](#)). Seitdem erfüllt die frei gewordene und je nach Emissionszeitpunkt rotverschobene Strahlung das Universum und bildet das heute zu erwartende EHL. Alle erloschenen und leuchtenden Sterne tragen zum EHL bei. Auch die Supernovae strahlen aufgrund der Nukleosynthese Energie ab. Wegen Ausdünnung des Strahlungsfeldes durch die Expansion des Universums wird jedoch der Anteil des EHL, der von den Quellen

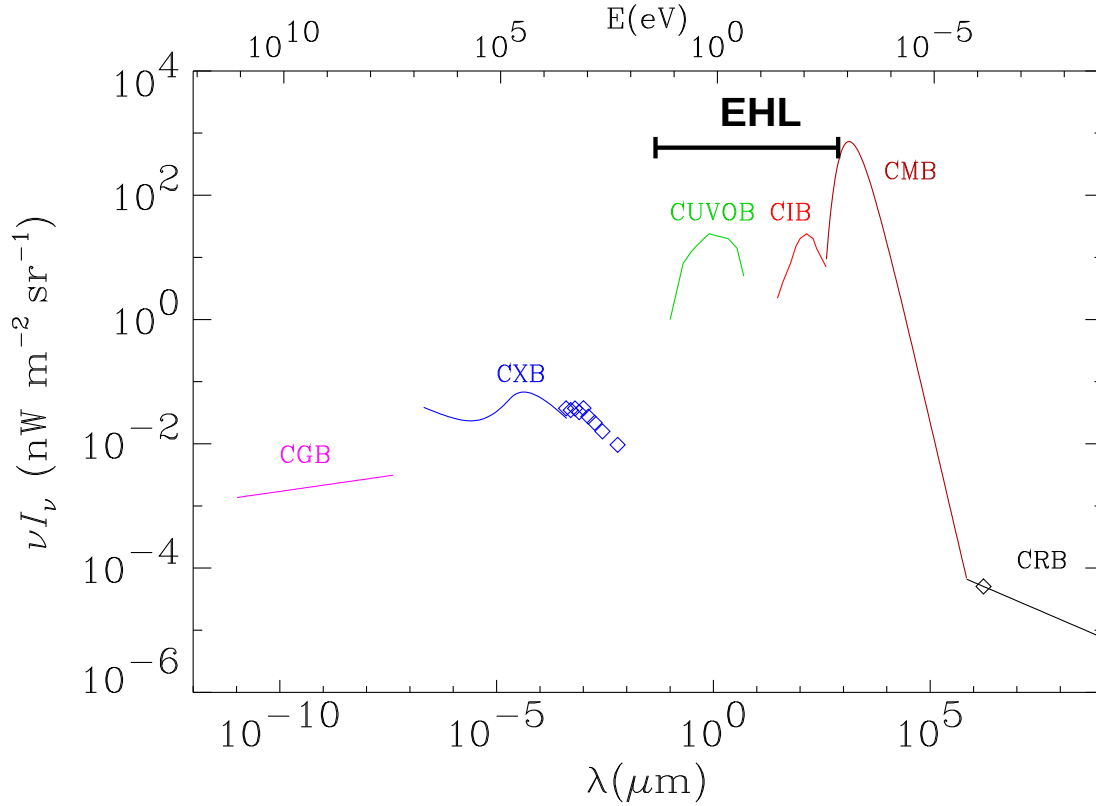


Abbildung 4.1: Extragalaktische Hintergrundstrahlung. Die Energiedichte für verschiedene Energiebänder ist schematisch dargestellt (basierend auf [Hauser & Dwek \(2001\)](#)). CRB — Hintergrund im Radiobereich, CMB — kosmische Mikrowellenstrahlung, EHL — Sammelbegriff für CIB (*cosmic infrared background*) und CUVOB (*cosmic UV-optical background*), CXB — Röntgen-Hintergrund, CGB — Hintergrund der γ -Strahlung.

mit $z \gtrsim 2$ emittiert wurde ([Harwit, 1999](#)), vermindert.

Nicht nur die Nukleosynthese reichert das EHL an. Ein weiterer Teil der Strahlung stammt aus den Aktiven Galaktischen Kernen durch eine Umwandlung der Gravitationsenergie in die elektromagnetische Strahlung. Es wird angenommen, dass bestimmte Spektrallinien aus der Nähe der Schwarzen Löcher einen Beitrag zum gesamten EHL liefern können. Eine einfache Rechnung macht jedoch deutlich, dass diese Energieform nicht die dominante Komponente des EHL sein kann. Der Anteil der Gravitationsenergie, die bei der Akkretion der Materie vom Schwarzen Loch des AGN frei wird, ist zwar größer als der Anteil bei der Nukleosynthese (10 % in Vergleich zu 0.7 %), allerdings beträgt der Anteil der Materie in den zentralen Schwarzen Löchern nur ca. 0.6 % von der Gesamtmasse der stellaren Objekte. Also beläuft sich der gesamte Energiebetrag der AGN auf 10-20 %. Ein geringer Teil des EHL kann auch aus dem Zerfall primordialer (kurz nach dem Urknall erzeugter) Teilchen stammen.

Da die Sterne den größten Anteil des EHL liefern, werden sie auch die spektrale Form der Hintergrundstrahlung dominieren. Ihre gesammelte und rotverschobene Energieverteilung weist nach den Beobachtungen (Kapitel 4.2) das erste verbreitete Maximum bei ca. $1\,\mu\text{m}$ auf. Ein Teil der Galaxienstrahlung (von den Sternen, die die Galaxien ausmachen) wird jedoch vom interstellaren Staub absorbiert und dann bei größeren Wellenlängen reemittiert. Das beobachtete zweite Maximum in der Energiedichte des EHL zwischen Wellenlängen 100 und $140\,\mu\text{m}$ stammt offensichtlich aus der vom Staub reemittierten Strahlung. Die resultierende Energieverteilung ist sowohl von der Dichte als auch von der chemischen Zusammensetzung des Staubes stark abhängig (Kapitel 4.3). Für Modellrechnungen der Stern- und Galaxienbildung (Kapitel 4.3) ist es ein wichtiger Prüfstein, die Energieverteilung des EHL wiederzugeben. In Abbildung 4.2 sind sowohl die Messergebnisse verschiedener Experimente zu sehen, auf die im nächsten Abschnitt eingegangen wird, als auch ein an die Messungen angepasstes Modell von [Primack *et al.* \(1999\)](#). Die beiden Maxima der Energieverteilung um $1\,\mu\text{m}$ und $100\,\mu\text{m}$ sind deutlich zu erkennen.

Die spektrale Energieverteilung des EHL hat vielfältige kosmologische Folgen, die detailliert von verschiedenen Autoren erörtert wurden (z.B. [Harwit & Hauser \(2001\)](#)). Vor allem können Rückschlüsse auf die Entstehungsepoche der Galaxien, ihre Zusammensetzung und Entwicklung mit der Zeit gezogen werden. Eine genaue Kenntnis des EHL-Spektrums, das eine aufintegrierte Überlagerung des Lichtes aus allen universalen Epochen darstellt, kann diese komplizierten Prozesse zwar nicht eindeutig aufschlüsseln, vermag jedoch wichtige Einschränkungen auf unterschiedliche Evolutionsszenarien zu setzen. Durch die Absorption der TeV-Gamma-Strahlung der extragalaktischen Objekte von den Photonen des EHL wird der spektralen Energieverteilung des EHL eine weitere Bedeutung verliehen. Einerseits kann aus der Kenntnis des EHL-Spektrums und aus der Messung der Energiespektren der extragalaktischen TeV-Gamma-Emitter auf die Quellspektren dieser Objekte geschlossen werden. Da aber das EHL-Spektrum in den bestimmten Wellenlängen bislang wenig bekannt ist (Abschnitt 4.2), kann andererseits aus der Messung der Energiespektren der extragalaktischen TeV-Gamma-Emitter und aus bestimmten physikalischen Annahmen über das Aussehen der Quellspektren Einschränkungen auf die EHL-Dichte berechnet werden. Die übliche Vorgehensweise bei solchen Einschränkungen wird in Abschnitt 4.4 beschrieben. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und verwendeten Methoden der Einschränkungen der EHL-Dichte im mittel-infraroten Energiebereich werden in Kapitel 6 vorgestellt und diskutiert.

4.2 Messungen des EHL

Es gibt verschiedene Forderungen, auf denen eine Messung des EHL basiert:

- Es wird erwartet, dass die Strahlung isotrop auf großen Skalen ist, denn

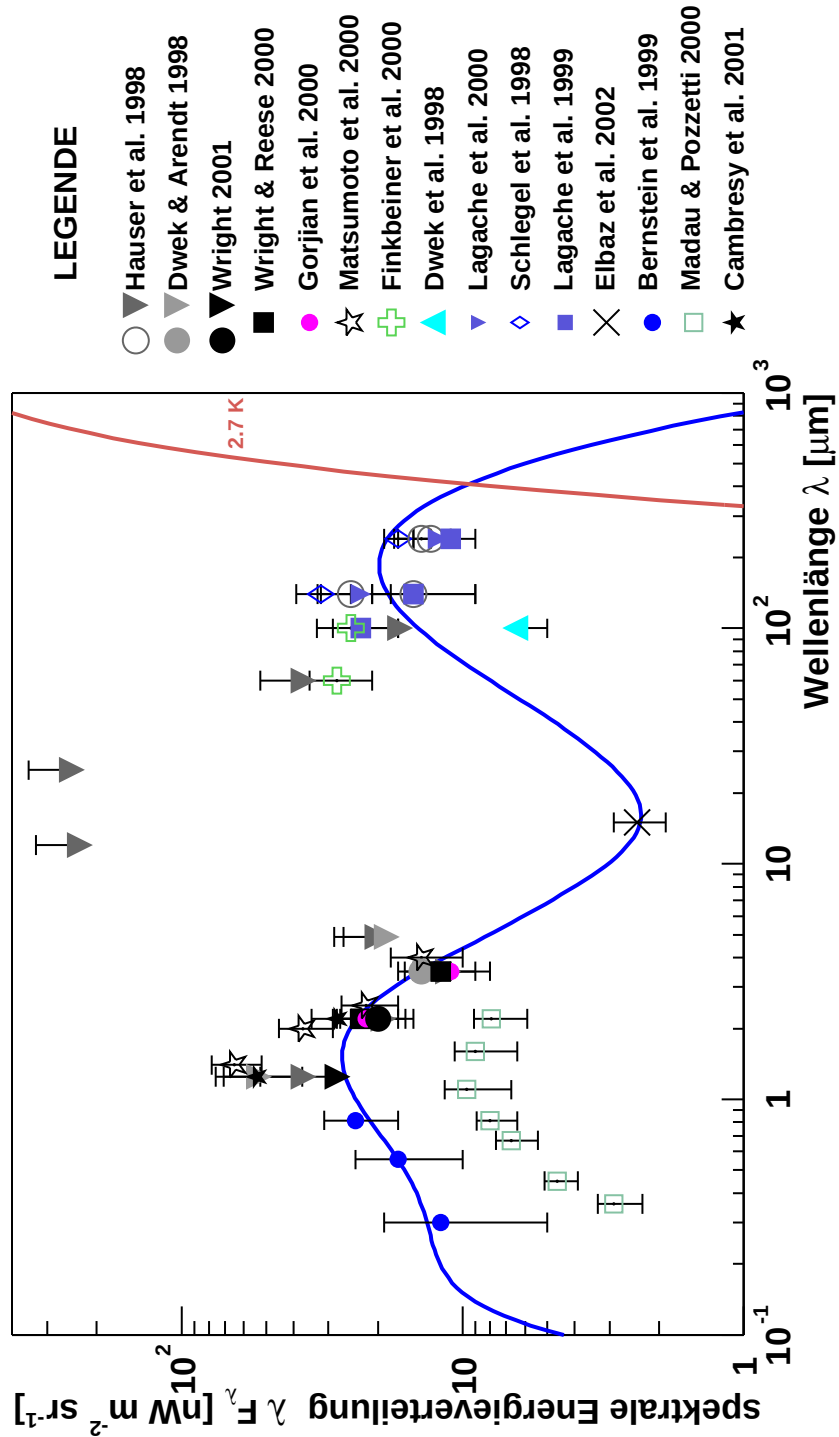


Abbildung 4.2: Eine Auswahl aus den Messungen der Energiedichte des extragalaktischen Hintergrundlichts (EHL) aus den letzten 10 Jahren. Auf die einzelnen Messungen wird im Text eingegangen. Zusätzlich ist ein skaliertes Modell aus [Primack *et al.* \(1999\)](#) eingezeichnet. Bei hohen Wellenlängen ist die kosmische 2.7 K Mikrowellenstrahlung zu sehen. Die Messpunkte von [Madau & Pozzetti \(2000\)](#) sowie von [Elbaz *et al.* \(2002\)](#) werden als untere Grenzen des EHL interpretiert.

ihr Ursprung ist extragalaktisch und ihre Quellen sind auf großen Skalen homogen und isotrop im Universum verteilt.

- Es gibt keine ausgeprägten spektralen Signaturen, denn das Spektrum hängt in komplexer Weise von der Luminosität der Quellen, von ihrer kosmischen Entwicklung und Verteilung, und von der Entwicklung und Verteilung des Staubes im Universum ab (Hauser & Dwek, 2001).
- Auf kleinen Skalen werden Fluktuationen im isotropen Signal erwartet, da diskrete Quellen mindestens ein Teil des EHL ausmachen.

Die Erdatmosphäre schirmt die meiste Infrarotstrahlung ab, weshalb Satelliten eingesetzt werden, von denen aus die Messungen durchgeführt werden. Direkte Messungen des EHL sind mit Satelliten aus zweierlei Gründen schwierig: technisch und astrophysikalisch. Die technische Herausforderung ist die korrekte Ermittlung des Null-Signals. Die Emission in den zu messenden Wellenlängenbereichen von Teleskopen und Instrumenten sowie der Erdatmosphäre muss gut bestimmt sein, um abgezogen werden zu können. Auch reflektiertes Licht von hellen lokalen Quellen der Umgebung (Sonne, Erde, Mond) muss eliminiert werden.

Die astrophysikalischen Herausforderungen liegen vor allem in der Bestimmung und im Aussortieren der galaktischen Strahlungsquellen. Das beinhaltet sowohl diskrete Quellen wie Sterne als auch diffuse Quellen wie das Licht, das von interplanetarem Staub gestreut und emittiert wird. Dabei bereitet das Zodiakallicht (Sonnenlicht, das vom interplanetaren Staub gestreut wird) die größten Schwierigkeiten. Bei den Wellenlängen größer als etwa $400\,\mu\text{m}$ wird die kosmische 2.7 K Mikrowellenstrahlung dominant und muss zur Bestimmung des EHL abgezogen werden.

Direkte Messungen: In Abbildung 4.2 sind die Messungen der EHL-Dichte zusammengefasst. Der bislang stärkste Nachweis des EHL ist aus der *COBE* (Cosmic Background Explorer) Mission entstanden. Der *COBE*-Satellit hatte zwei Instrumente an Bord, die die absolute Himmelselligkeit vermessen haben (Bogges *et al.*, 1992): das DIRBE-Instrument (*Diffuse Infrared Background Explorer*) zur Messung des EHL von 1.25 bis $240\,\mu\text{m}$ und das FIRAS-Instrument (*Far Infrared Absolute Spectrophotometer*) zur Messung des Energiespektrums der 2.7 K Mikrowellenstrahlung, aber auch des EHL von $125\,\mu\text{m}$ an aufwärts. Über die ersten Ergebnisse der Messung des EHL ist bei Schlegel *et al.* (1998) berichtet worden. Eine komplette Analyse aller 10 Wellenlängen-Kanäle des DIRBE-Instruments ist kurze Zeit später bei Hauser *et al.* (1998) durchgeführt worden. Systematische Unsicherheiten der Bestimmung von Vordergrund-Emissionen dominierten die Ergebnisse des DIRBE-Teams. Dennoch konnte gezeigt werden, dass die Messungen bei 140 und $240\,\mu\text{m}$ nicht durch Ungewissheiten in den Modellen des interstellaren Mediums (ISM), die diesen Wellenlängenbereich dominieren (Dwek *et al.*, 1998), erklärt werden können. Somit waren dies die ersten Messwerte des EHL.

Darüber hinaus wurde ein unterer Grenzwert bei $100\,\mu\text{m}$ erzielt. In den anderen Wellenlängen-Kanälen konnte das DIRBE-Team lediglich obere Grenzwerte ermitteln. Finkbeiner *et al.* (2000) unternahmen einen Versuch, durch zwei verschiedene Methoden die Unsicherheiten in den Modellen des interplanetarischen Staubes (IPD) zu umgehen. Den konstanten Hintergrund bei 60 und $100\,\mu\text{m}$ haben Finkbeiner *et al.* (2000) dann als das EHL identifiziert. Weitere Untersuchungen ergaben allerdings, dass der angegebene Fluss bei $60\,\mu\text{m}$ nicht nur extragalaktischer Natur sein kann und deswegen zu hoch für das EHL ist (Renault *et al.*, 2001; Horns, 2001; Finkbeiner *et al.*, 2001; Wright, 2003).

Die FIRAS-Daten im fern-infraroten Bereich sind erstmals in Puget *et al.* (1996) erschienen. Der Anteil der kosmischen Mikrowellenstrahlung sowie derjenige des IPD wurde ermittelt und von den Daten abgezogen. Verschiedene Autoren haben alternative Methoden bei der Analyse der FIRAS-Daten angewandt (Fixsen *et al.*, 1998; Lagache *et al.*, 1999; Lagache & Puget, 2000). Die Ergebnisse sind konsistent miteinander innerhalb des 2σ -Niveaus, wobei eine Eichung mit den DIRBE-Daten in dem gemeinsamen Energiebereich möglich war.

Vor allem das Zodiakallicht-Modell und der Beitrag der Nachbar-Sterne trägt zu den Unsicherheiten bei der Bestimmung des EHL im nah-infraroten Bereich bei. Dwek & Arendt (1998) haben angenommen, dass das EHL bei $2.2\,\mu\text{m}$ gleich dem Licht ist, das man aus den Galaxienzählungen erhält. Darüberhinaus haben sie das Zodiakallicht-Modell von Kelsall *et al.* (1998) verwendet. Dwek & Arendt (1998) haben die DIRBE-Daten auf $2.2\,\mu\text{m}$ geeicht und ein signifikantes positives Residuum bei $3.5\,\mu\text{m}$ ermittelt. Die Methode hat bei 1.25 und $4.9\,\mu\text{m}$ lediglich zu oberen Grenzen des EHL geführt. Gorjian *et al.* (2000) haben ein anderes Zodiakallicht-Modell berechnet, bei dem sie verlangt haben, dass nach dem Abziehen des Modells von den Daten kein Residuum bei $25\,\mu\text{m}$ übrigbleibt. Ein signifikantes positives Residuum wurde bei 2.2 und $3.5\,\mu\text{m}$ bestimmt, das als EHL identifiziert wurde. Wright & Reese (2000) haben ähnliche Ergebnisse bei 2.2 und $3.5\,\mu\text{m}$ erzielt, obwohl ihr Verfahren sich wesentlich von demjenigen von Gorjian *et al.* (2000) unterscheidet.

Eine bessere Berechnung des Anteils von Sternen zur Vordergrund-Emission bei $2.2\,\mu\text{m}$ ist seit dem Erscheinen des 2MASS-Katalogs möglich (*Two Micron All Sky Survey*), das sich auf die erdgebundenen Messungen mit zwei identischen Teleskopen, eines auf der Nord- und das zweite auf der Südhalbkugel, stützt (Cutri *et al.*, 2000). Eine Kombination der DIRBE-Daten mit dem 2MASS-Katalog ist bei Wright (2001) und Cambrésy *et al.* (2001) vorgestellt worden. Während die beiden Untersuchungen bei $2.2\,\mu\text{m}$ ähnliche Ergebnisse zeigen, gehen sie bei $1.25\,\mu\text{m}$ stark auseinander. Wright (2001) hat bis jetzt den stärksten oberen Grenzwert für das EHL bei $1.25\,\mu\text{m}$ gesetzt. Cambrésy *et al.* (2001) geben dagegen einen deutlich höheren Fluss an, den sie als EHL identifiziert haben.

Ein anderes Instrument zur Bestimmung des EHL ist NIRS (*Near Infrared Spectrometer*) (Noda *et al.*, 1994), das 30 Tage an Board des IRTS-Satelliten (*Infrared Telescope in Space*) (Murakami *et al.*, 1994) operiert hat. Über eine vorläufi-

ge Analyse der Daten wurde von [Matsumoto et al. \(2000\)](#) berichtet. Demnach ist eine Messung des isotropen EHL bei den Wellenlängen von 1.4 bis $4\,\mu\text{m}$ gelungen. In Abbildung 4.2 sind nur vier Messpunkte aus [Matsumoto et al. \(2000\)](#) eingezeichnet, um die Übersicht zu wahren. Während die EHL-Messungen von [Matsumoto et al. \(2000\)](#) im Bereich von 2 bis $4\,\mu\text{m}$ mit [Gorjian et al. \(2000\)](#), [Wright & Reese \(2000\)](#) und [Wright \(2001\)](#) gut übereinstimmen, weisen die Flüsse bei kleineren Wellenlängen deutlich höhere Werte auf. Da die Ergebnisse von [Matsumoto et al. \(2000\)](#) wegen technischer Schwierigkeiten auf Messdaten aus nur 3 Tagen basieren, und aufgrund der Tatsache, dass weder bei [Matsumoto et al. \(2000\)](#) noch in späteren Publikationen die Details systematischer Unsicherheiten erläutert wurden, müssen diese Daten noch kritisch betrachtet werden. Allerdings stehen die Ergebnisse sowohl in Übereinstimmung mit den Werten aus [Cambrésy et al. \(2001\)](#) als auch mit theoretischen Vorhersagen aus der Behandlung der ersten Sterne ([Santos et al., 2002](#)).

Der UV-optische Bereich des EHL wird von dem starken Zodiakallicht und dem atmosphärischen Leuchten dominiert. Frühere Publikationen (siehe Referenzen in [Hauser & Dwek \(2001\)](#)) haben nur oberen Grenzwerte angeben können. [Bernstein et al. \(2002\)](#) haben eine kombinierte Analyse aus den gleichzeitig genommenen Daten des Hubble Space Teleskopes und des duPont Teleskopes am LCO (*Las Campanas Observatory*) durchgeführt. Der Nachweis des EHL ist hier wegen beachtlicher systematischer Unsicherheiten nur vorläufig ([Mattila, 2003](#); [Hauser & Dwek, 2001](#)).

Fluktuationsmessungen: Da ein Teil der Hintergrundstrahlung von diskreten Quellen kommt, werden Fluktuationen auf kleinen Skalen in den Beobachtungsfeldern erwartet. Die Fluktuationen beinhalten Informationen über die Anzahl und Verteilungen ihrer Quellen. Sowohl die DIRBE- als auch die FIRAS- und die NIRS-Daten wurden auf Fluktuationen hin untersucht ([Kashlinsky et al., 1996](#); [Kashlinsky & Odenwald, 2000](#); [Matsumoto et al., 2000](#)). Nach dem Modellieren des Fluktuationsanteils in einem isotropen Signal der Hintergrundstrahlung, was zusätzliche systematische Unsicherheiten mit sich bringt, wird die Höhe des gesamten EHL berechnet. Die Methode liefert niedrigere obere Grenzen im Mittel-Infrarot als die Suche nach einem isotropen Signal bei [Hauser et al. \(1998\)](#). Eine Übersicht der Ergebnisse der Fluktuationsanalysen ist bei [Hauser & Dwek \(2001\)](#) zu finden.

Galaxienzählungen: Die Galaxienzählungen liefern weitere wichtige Einschränkungen auf die Hintergrundstrahlung. Die gesamte beobachtete Galaxien-Helligkeit ist eine strikte untere Grenze des EHL. [Madau & Pozzetti \(2000\)](#) haben für den Wellenlängenbereich zwischen $0.3\,\mu\text{m} < \lambda < 2\,\mu\text{m}$ die tiefen Galaxienzählungen des Hubble Space Teleskopes durch wenige bodengestützte Beobachtungen ergänzt und zusammengefasst. Eine Analyse der ISOCAM- und ISOPHOT-Instrumente

an Bord des ISO-Satelliten von [Elbaz *et al.* \(2002\)](#) führt zu einem Nachweis einer extragalaktischen Komponente in den Daten bei $15\,\mu\text{m}$. Abgesehen von relativ unsicheren Fluktuationsanalysen der DIRBE-Daten und sehr hohen oberen Grenzwerten von [Hauser *et al.* \(1998\)](#) ist die Messung von [Elbaz *et al.* \(2002\)](#) bei $15\,\mu\text{m}$ die einzige Information über das EHL im Mittel-Infrarot zwischen 4 und $60\,\mu\text{m}$.

Aktueller Stand: Der aktuelle Stand der EHL-Messungen kann wie folgt zusammengefasst werden: In den beiden spektralen Fenstern, in denen die Atmosphäre für die Strahlung durchlässig ist (im Bereich von $3.5\,\mu\text{m}$ und größer als $100\,\mu\text{m}$), sind überzeugende Messungen des EHL gelungen. Dagegen sind die Nachweise im UV-optischen Bereich aufgrund der starken Emission und Streuung von nahen (irdischen und galaktischen) Quellen eher vage. Dasselbe gilt bis in den nah-infraroten Bereich (1 bis $2.2\,\mu\text{m}$). Die Messungen sind vorläufig und weisen eine Diskrepanz bis zu einem Faktor 2 auf. Im mittel-infraroten Bereich (4 bis $60\,\mu\text{m}$) gibt es vor allem wegen des starken Zodiakallichtes noch keine Messungen des EHL. Die oberen und unteren Grenzen liegen hier um einen Faktor 100 auseinander.

4.3 Modelle zur Berechnung von EHL

Wenn das Universum staubfrei wäre, dann würde sich die spektrale Intensität des EHL aus dem Integral über alle Quellen ergeben. Dafür bräuchte man lediglich die Spektren von allen Quellen, ihre Verteilung im Raum und ihre Änderung mit der Zeit. Mit dem Staub bleibt die totale Intensität unverändert, aber die Energie wird anders über das Spektrum verteilt, und zwar wird ein Teil zu den größeren Wellenlängen hin verschoben. Dabei ist aber die Kenntnis des Energiespektrums des Staubs notwendig, auch seine Verteilung im Raum und die zeitliche Entwicklung.

Wie in Kapitel 4.1 erläutert wurde, sind die Quellen des EHL die Nukleosynthese in den Sternen und in den Sternentstehungsregionen, die Gravitationsenergie der Schwarzen Löcher und der Braunen Zwerge und der Zerfall primordialer Teilchen. Nach dem aktuellen Stand der Forschung stammt der größte Beitrag (80–90 %) aus der Nukleosynthese. Im Folgenden wird eine Übersicht nur über gängige Modelle gegeben, die Nukleosynthese als Quelle der Hintergrundstrahlung behandeln. Für weitere Details sei auf [Hauser & Dwek \(2001\)](#) und Referenzen darin verwiesen.

Es gibt diverse Modelle, die die Evolution der kosmischen spektralen luminosität als Funktion der Rotverschiebung berechnen und deshalb auch das EHL ermitteln. Da die Modelle teilweise einen ganz unterschiedlichen Zugang zur Problemstellung haben, werden sie im Allgemeinen in vier Kategorien unterteilt. Eine geringfügig andere Einteilung ist bei [Kneiske *et al.* \(2002\)](#) zu finden.

Rückwärtsevolutionsmodelle: Rückwärtsevolutionsmodelle extrapolieren spektrale Eigenschaften der lokalen Galaxien zu den höheren Rotverschiebungen. In der einfachsten Form nehmen sie an, dass es keine Evolution der spektralen Energieverteilung gab. Die spektrale Luminositätsdichte ist deswegen unabhängig von der Rotverschiebung. Die Komposition des Staubs in den Galaxien wird im Allgemeinen in drei Komponenten eingeteilt: (1) heißer Staub aus ionisiertem Wasserstoff H II; (2) warmer Staub aus diffusem Wasserstoff H I; (3) kalter Staub aus Molekülwolken, die unter anderem aus PAH-Molekülen (*polycyclic aromatic hydrocarbon*) verschiedener Größe bestehen. Die Rückwärtsevolutionsmodelle liefern in der Regel deutlich kleinere Galaxienzahlen und niedrigere Werte der EHL-Dichte als die Beobachtungen. Um den Beobachtungen gerecht werden zu können, führen andere Modelle eine Evolution der spektralen Eigenschaften der Galaxien ein, die im einfachsten Fall mit $(1+z)^\gamma$ charakterisiert werden. Dabei steht z für die Rotverschiebung und γ für einen empirischen Exponenten. In den neusten Modellen wird eine Mischung eingeführt, wo nur ein Teil der Galaxien eine Evolution durchmacht oder, alternativ, ein Teil der nichtevolutionierenden Galaxien eine kurze *Starburst*-Phase durchlebt. Die Anzahl der freien Parameter erlaubt diesen Modellen eine gute Übereinstimmung mit den beobachteten Galaxienzählungen im Fern-Infrarot-Bereich. Die kalkulierten Verläufe der unterschiedlichen Modelle im Mittel-Infrarot-Bereich, wo die Detektion des EHL noch nicht möglich ist, variieren dagegen erheblich.

Vorwärtsevolutionsmodelle: In den Vorwärtsevolutionsmodellen wird eine Anzahl von Parametern verwendet, die die Galaxien- und Sternentwicklungen charakterisieren, anfangend mit der Epoche der Entstehung der ersten Sterne. Die kosmologischen Parameter wie die Hubble-Konstante H_0 , der Anteil der Dunklen Materie Ω_{DM} und die kosmologische Konstante Λ werden als Eingangsparameter benötigt. Die Evolutionsparameter sind ähnlich denen in den Rückwärtsevolutionsmodellen. Die Eingangsparameter der Vorwärtsevolutionsmodelle und deren Abhängigkeit von der Zeit werden an die beobachteten Galaxienzählungen, spektralen Energieverteilungen und Metallizität angepasst. Auch hier ist der interstellare Staub im Universum, seine Zusammensetzung, räumliche Verteilung und Evolution eine große Unbekannte. Eine Annahme, dass der Staub auch in früheren Zeiten ähnliche Charakteristika hatte wie im lokalen Universum, führt im Fern-Infrarot-Bereich zu um einen Faktor 5 kleineren Flüssen des EHL als von FIRAS beobachtet (*UVO*-Spektrum in [Dwek et al. \(1998\)](#)). Im Allgemeinen ist es gelungen, die üblichen Grenzen des EHL im Rahmen der Vorwärtsevolutionsmodelle zu reproduzieren. Die Lösungen, d.h. die Werte der Ausgangsparameter und deren zeitliche Entwicklung, sind jedoch nicht eindeutig.

Semianalytische Modelle: Die Weiterentwicklung der Vorwärtsevolutionsmodelle führt zu den sogenannten *semianalytischen* Modellen, wenn die Aus-

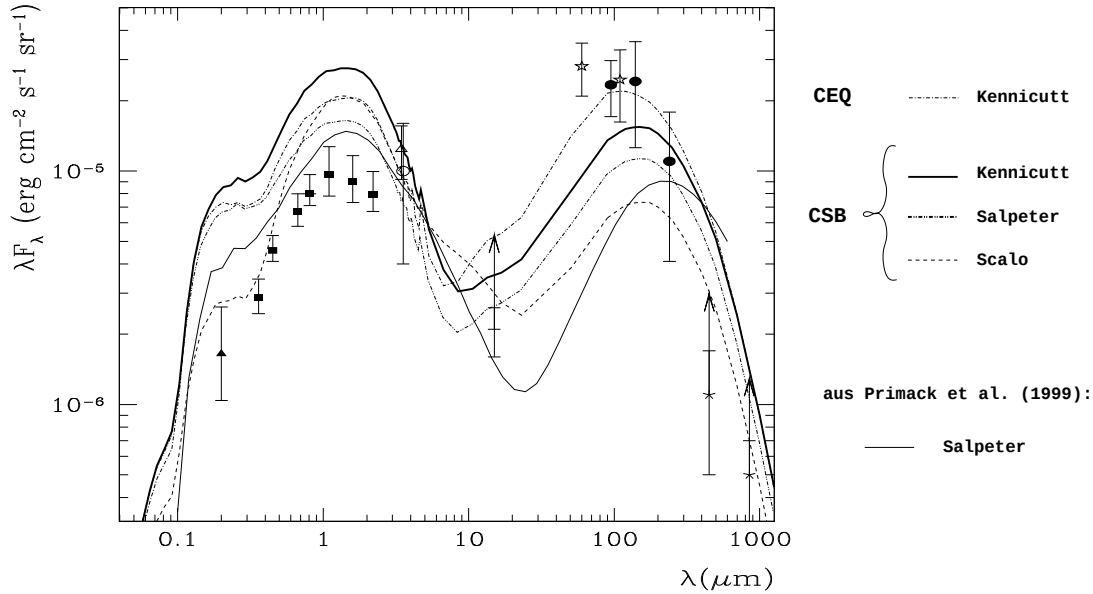


Abbildung 4.3: Verschiedene semianalytische Modellverläufe des extragalaktischen Hintergrundlichts (adaptiert von [Primack \(2002\)](#)). Das resultierende EHL für zwei verschiedene Evolutionsszenarien ist dargestellt. Das eine Szenario beinhaltet eine konstante Sternentstehungsrate (CEQ), ein zweites implementiert dagegen eine kurze intensive Star Burst Phase (CSB) in jeder Galaxie. Für jedes Szenario sind drei verschiedene *stellar Initial Mass Functions* angenommen. Während für das CSB-Szenario alle drei dargestellt sind, ist für das CEQ-Szenario nur der Kennicutt-Fall zu sehen. Zusätzlich ist ein früheres Modell aus [Primack et al. \(1999\)](#) eingezeichnet. Auch einige Messpunkte des EHL sind dargestellt.

gangparameter nicht nur eine phänomenologische Entwicklung durchmachen, sondern eine Anzahl der physikalischen Prozesse angenommen wird, die diese Entwicklung vorantreiben. Die Annahmen in diesen Modellen werden im Folgenden anhand des Primack-Modells ([Primack, 2002](#); [Somerville et al., 2001](#)) kurz erläutert. Eine ältere Version dieses Modells aus [Primack et al. \(1999\)](#) wurde in mehreren Publikationen der HEGRA-Kollaboration verwendet, um die Absorption von TeV-Gamma-Strahlung durch das EHL zu ermitteln ([Aharonian, 2001](#); [Aharonian et al., 2002a, 2003a](#)).

Das Modell basiert auf einem hierarchischen Entstehungsszenario der Galaxien, das von CDM (*cold dark matter*) dominiert wird. Das Ziel des Modells ist, das EHL zwischen 0,1 und 1000 μm zu bestimmen. Die hinter dem Begriff CDM-Kosmologie liegenden Parameter sind hier: ein flaches Universum, Dichteparameter $\Omega_\Lambda = 0,7$, $\Omega_M = 0,3$ und eine Hubble-Konstante $H_0 = 65 \text{ km/Mpc/s}$. Ausgangspunkt der Modellierung sind die sogenannten *stellar Initial Mass Functions* (IMF), die die Anfangs-Massenverteilung der Sterne in den Galaxien beschreiben. In diesen Szenarien werden folgende physikalische Prozesse berücksichtigt: Gravitationskollaps und Verschmelzen der Halos aus der *Dunklen Materie*, Kühlung

und Herausschleudern des Gases, Sternentstehung, Wechselwirkung mit Supernovae und Metallproduktion. Anschliessend werden zwei verschiedene Szenarien der Galaxienentwicklung berechnet. Die Unterschiede liegen dabei in der Frage, ob die Galaxiengeschichte monoton oder mit einer kurzen *collisional star burst* Epoche verlaufen ist. Im zweiten und zur Zeit favorisierten Fall erreicht die Sternentstehungsrate früher (bei $z \approx 2 - 2.5$) ihr Maximum als bei dem Szenario mit konstanter Sternentstehungsrate ($z \approx 1.5$).

In Abbildung 4.3 sind verschieden kalkulierte Verläufe des EHL zu sehen. Zusätzlich sind einige Messpunkte des EHL, die in Kapitel 4.2 besprochen wurden, eingezeichnet. Alle Spektren des EHL haben eine deutliche Zwei-Maxima-Struktur: das Intensitätsmaximum bei kleinen Wellenlängen aus dem Sternlicht und bei großen Wellenlängen aus der Reemission durch Staub. Im Vergleich zu dem Modell aus Primack *et al.* (1999) ist das Minimum der Energieverteilung geringfügig zu den kleineren Wellenlängen gewandert. Dies ist auf das verbesserte Verständnis der Staubzusammensetzung, namentlich die Hinzunahme von den PAH-Molekülen, zurückzuführen.

Aus Abbildung 4.3 wird deutlich, dass eine Berücksichtigung physikalischer Prozesse das Bestimmen des EHL-Spektrums nicht eindeutiger macht. Die semianalytischen Modelle sind sensitiv auf viele Parameter, insbesondere auf die Zusammensetzung und räumliche Verteilung des Staubes. Die Modellergebnisse liefern grundsätzlich kleinere EHL-Werte im fern-infraroten Bereich als die Messungen. Andererseits bieten die Modelle einen physikalischen Zugang zu den wichtigen Vorgängen der Galaxienentstehung und Galaxienevolution. Es ist zu erwarten, dass die semianalytischen Modelle in Zukunft ihre Ausgangsparameter mehr einschränken können und dass ihre Voraussagen über das EHL konkreter werden.

Kosmisch-chemische Modelle: Ein anderer Weg zur Bestimmung des EHL ist durch die kosmisch-chemischen Modelle gegeben. Ihr Ansatz betrachtet gemittelte globale Parameter und deren Entwicklung in großen mitbewegten Volumenelementen. Solche Parameter sind Anteil an neutralem und ionisiertem Wasserstoff (H I und H II), Metallizität und chemische Zusammensetzung des interstellaren Mediums. Die kosmisch-chemischen Modelle benötigen kein detailliertes Wissen über physikalische Prozesse der Galaxienentstehung und ihrer Evolution. Der globale Ansatz liefert jedoch keine Voraussagen über Galaxienzählungen. Mit wachsender Verbesserung der Kenntnis über die Eingangsparameter nähern sich die Ergebnisse der verschiedenen kosmisch-chemischen Modelle an. Ob es zu einer Konvergenz führen wird, ist noch nicht abzusehen.

Höhere Energiedichte im Nah-Infrarot-Bereich: Die Tatsache, dass Matsumoto *et al.* (2000) und Cambrésy *et al.* (2001) eine höhere Energiedichte im nah-infraroten Bereich des EHL berichtet haben als die von Wright (2001) ge-

setzte obere Grenze, regte eine wissenschaftliche Diskussion über einen physikalischen Grund einer solchen zusätzlichen Struktur an, die in üblichen Modellen des EHL (siehe oben) nicht vorhanden ist. Theoretische Untersuchungen (z.B. [Schneider et al. \(2002\)](#); [Salvaterra & Ferrara \(2003\)](#)) zeigten, dass es sich hierbei um eine hochinteressante kosmologische Signatur der ersten Sterne („Population III“) handeln kann. Dem liegt das folgende Szenario zugrunde (z.B. [Santos et al. \(2002\)](#)): Die „Population III“-Sterne zünden bei einer Rotverschiebung von $z \approx 25$ und existieren bis mindestens $z \approx 7$. Die sie umgebenden Wasserstoffwolken HI absorbieren das Licht dieser Sterne und emittieren anschließend die Lyman α -Linie (Laborwellenlänge $\lambda = 121.6$ nm). Die Überlagerung dieser Emissionslinie aus verschiedenen Epochen (entsprechend rotverschoben) liefert eine zusätzliche Struktur im nah-infraroten Bereich des EHL. Da das Universum bei $z \approx 7$ reionisiert wurde (kein neutraler Wasserstoff im interstellaren Medium mehr), hat diese zusätzliche Struktur eine relativ scharfe Kante bei etwa $\lambda = 1 \mu\text{m}$. Die Höhe und Form dieser Struktur hängen von der Menge und Masse der „Population III“-Sterne sowie von der Menge an neutralem Wasserstoff in ihrer Umgebung ab.

Fazit: Die Fülle der theoretischen Modelle zur Bestimmung des EHL unterstreicht seine kosmologische Bedeutung. Die Messergebnisse des EHL schränken die Vielfalt der möglichen Lösungen auf wenige Szenarien der Galaxienentstehung und Galaxienevolution ein. Jedoch konnten zwei Fragen bislang nicht ausreichend geklärt werden:

- Sind die chemische Zusammensetzung des Staubes, seine Absorptions- und Emissionseigenschaften sowie seine Evolution im Wesentlichen verstanden?
- Könnte die eventuell erhöhte Energiedichte im Nah-Infrarot-Bereich des EHL auf die ersten Sterne („Population III“) zurückgeführt werden?

Die Form des EHL-Spektrums im mittel-infraroten Bereich wird von dem ersten der beiden obengenannten Punkte stark beeinflusst und variiert daher in verschiedenen Modellen erheblich. Alle Modelle liefern jedoch ein ausgeprägtes Minimum in der EHL-Dichte im Bereich zwischen 6 und $50 \mu\text{m}$. Die gängigen Modelle haben Schwierigkeiten, die Messergebnisse des EHL-Spektrums im nah-infraroten Bereich zu reproduzieren, und liegen deutlich niedriger. Eine zusätzliche Signatur der ersten Sterne in diesem Bereich kann nicht ausgeschlossen werden. Die Modelle liefern tendenziell in allen Wellenlängenbereichen eine geringere Energiedichte als die vorhandenen Messungen. Dies kann auf einen Beitrag zum EHL aus nicht-nukleosynthetischen Quellen (z.B. AGN) zurückgeführt werden.

4.4 Frühere Einschränkungen der EHL-Dichte durch die TeV-Gamma-Astronomie

Eine Einschränkung der EHL-Dichte ist mit Hilfe der TeV-Gamma-Astronomie in einem bestimmten Wellenlängenbereich möglich. Ein Strahl von hochenergetischen Photonen (γ_{TeV}) einer extragalaktischen Quelle wird durch die niederenergetischen Photonen des EHL (γ_{EHL}) im Prozess der Erzeugung eines Elektron-Positron-Paares (Paarerzeugung) absorbiert. Wenn jede weitere Produktion der TeV-Photonen aus der Richtung der Quelle vernachlässigt werden kann, ist der beobachtete Energiefluss $F_{\text{beob.}}(E_\gamma)$ einer TeV-Gamma-Quelle bei der Energie E_γ gegeben durch:

$$F_{\text{beob.}}(E_\gamma) = F_0(E_\gamma) \exp[-\tau_{\gamma\gamma}(E_\gamma)], \quad (4.1)$$

wobei die $\tau_{\gamma\gamma}$ die optische Tiefe für die Paarerzeugung und $F_0(E_\gamma)$ der intrinsische Energiefluss der TeV-Quelle sind. Die optische Tiefe für die TeV-Gamma-Photonen ist proportional zur Entfernung der TeV-Emission und kann aus dem EHL-Energiespektrum berechnet werden (Kapitel 5), wobei die spektrale Form des EHL eine entscheidende Rolle spielt. Erst seit der Messung eines Signals der ersten extragalaktischen TeV-Gamma-Quelle Markarian 421 (Punch *et al.*, 1992) und vor allem seit der Messung der Energiespektren der extragalaktischen BL Lac-Objekte Markarian 501 (Aharonian *et al.*, 1997b) und Markarian 421 (Aharonian *et al.*, 1999a) konnte der Einfluss des EHL untersucht werden. Man spricht von einem indirekten Nachweis des EHL, wenn es gezeigt werden kann, dass es zur einer intergalaktischen Absorption der TeV-Quellspektren kommt.

Wenn die Quellspektren im TeV-Bereich stark verändert (sowohl in der spektralen Form als auch im erwarteten Fluss) beobachtet werden, dann trägt diese Veränderung eine Signatur des EHL. Ausgehend von folgenden drei Annahmen können Einschränkungen auf das EHL gemacht werden (Hauser & Dwek, 2001): (1) Kenntnis über das intrinsische Spektrum der TeV-Gamma-Quelle; (2) Kenntnis über die spektrale Form des EHL; und (3) Annahme, dass die Absorption im intergalaktischen Medium stattfindet und nicht in der Quelle selbst. Die größte Schwierigkeit dabei ist die Kenntnis der intrinsischen Spektren im TeV-Bereich. Mit Hilfe von Annahmen über das intrinsische Energiespektrum sind bereits mehrere Versuche unternommen worden, die Dichte des EHL einzuschränken (siehe Hauser & Dwek (2001) für eine Übersicht). Die Methoden unterscheiden sich in Plausibilität und Komplexität der Annahmen und basieren bislang auf dem Energiespektrum einer der beiden Markarian-Objekte. Aus dem Energiebereich der beobachteten TeV-Spektren der extragalaktischen Quellen konnten bislang Einschränkungen überwiegend im mittel-infraroten Bereich des EHL (5 bis 60 μm) ermittelt werden, in dem bis jetzt keine direkte Messungen des EHL gelangen. Die Ergebnisse der Einschränkungen unterscheiden sich jedoch erheblich, was sowohl am großen Wellenlängenbereich des EHL liegt, der für die Absorption der TeV-Gamma-Strahlung (etwa zwei Größenordnungen für Photonen im TeV-Bereich)

verantwortlich ist, als auch von den Unterschieden in den angenommenen intrinsischen TeV-Gamma-Spektren stammt.

Die vorliegende Arbeit ist dabei die erste, in der die beobachteten Energiespektren aller vier bekannten und bestätigten extragalaktischen TeV-Objekte verwendet werden, um die Energiedichte des EHL einzuschränken (Kapitel 6).

Kapitel 5

Absorption der TeV-Gamma-Strahlung

In diesem Kapitel wird die Absorption der extragalaktischen TeV-Photonen behandelt. Zunächst wird in Abschnitt 5.1 die Wechselwirkung beschrieben, die zur Absorption führt, und der Wirkungsquerschnitt der Paarerzeugung erläutert. Abschnitt 5.2 beschäftigt sich mit der Berechnung der optischen Tiefe $\tau(E)$ für die TeV-Photonen und mit verschiedenen Größen, die darauf einen Einfluss haben. Der entscheidende Einfluss des spektralen Verlaufes der Dichte des extragalaktischen Hintergrundlichtes (EHL) (Unterabschnitt 5.2.1), unterschiedliche Werte der kosmologischen Parameter (5.2.2) und eine Berücksichtigung der Effekte der Expansion des Universums (5.2.4) werden anhand der resultierenden Unterschiede der optischen Tiefen dargelegt. Alle Berechnungen der optischen Tiefe für die TeV-Photonen sind mit Hilfe des im Rahmen dieser Arbeit erstellten Programms `attenuation` berechnet worden.

5.1 Absorption durch den Prozess $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$

5.1.1 Paarerzeugung

Die TeV-Gamma-Strahlung der extragalaktischen Quellen durchquert große Entfernungen bevor sie in die Erdatmosphäre eintritt. Die von uns entfernteste bislang gemessene TeV-Quelle ist das BL Lac-Objekt H 1426+428 mit der Rotverschiebung $z = 0.129$, was etwa 540 Mpc entspricht. Unter den Bedingungen, dass ein Strahlungsfeld das Universum erfüllt und dass die Schwerpunktsenergie der beteiligten Photonen ausreicht, kommt es zu einer Wechselwirkung zwischen den γ -Quanten und den Photonen der intergalaktischen Strahlungsfelder. So wird sowohl die Paarerzeugung als auch die γ - γ -Streuung ermöglicht. Da das Universum zusätzlich nicht ganz leer von Materie ist, können die TeV-Photonen außerdem mit dem intergalaktischen Medium wechselwirken (z.B. Compton-Streuung mit

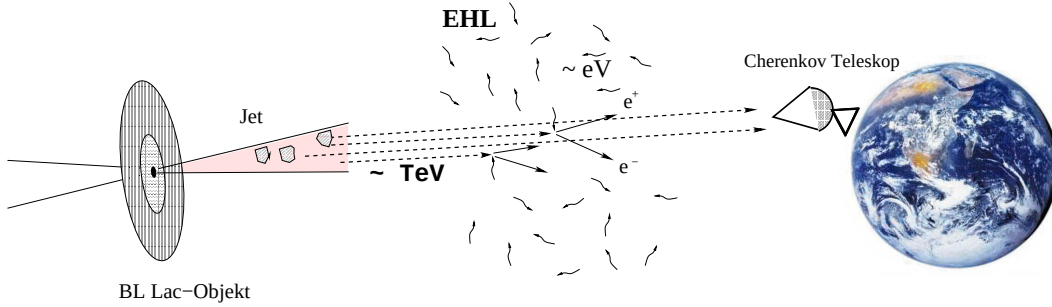


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Absorption der TeV-Gamma-Strahlung durch das extragalaktische Hintergrundlicht.

den Elektronen). Bei einem genauen Studium der Zusammensetzung des intergalaktischen Mediums, der Energiedichten der Strahlungsfelder und der energieabhängigen Wechselwirkungsquerschnitte stellt sich heraus, dass die Wechselwirkungen der TeV-Photonen von einem einzigen Prozess dominiert werden: die Paarerzeugung mit den niederenergetischen Photonen der intergalaktischen Strahlungsfelder (siehe Abbildungen 5.1 und 5.2). Die intergalaktischen Strahlungsfelder werden zwar von der 2.7 K Mikrowellenstrahlung dominiert, ihre Photonen haben jedoch nicht genug Energie, um zusammen mit TeV-Photonen der Energien kleiner als etwa 50 TeV die Paarbildung zu machen. Das bedeutet, dass für die TeV-Photonen im beobachteten Energiebereich (Energie kleiner 20 TeV) das Strahlungsfeld der 2.7 K Mikrowellenstrahlung transparent ist. Die Photonen des extragalaktischen Hintergrundlichtes (EHL, Kapitel 4) liefern dagegen ein optimales Target-Strahlungsfeld, um durch das Effekt der Paarerzeugung die hochenergetischen Photonen im GeV-TeV-Energiebereich zu absorbieren. In Abbildung 5.1 ist die Absorption der TeV-Gamma-Strahlung eines BL Lac-Objektes durch das Strahlungsfeld des EHL skizziert, wobei die Maßstäbe nicht wahrheitsgetreu dargestellt sind.

Der Prozess der Paarerzeugung ist im Rahmen der Quantenelektrodynamik gut verstanden und besteht aus der Reaktion von zwei Photonen (in diesem Fall einem TeV-Photon γ_{TeV} und einem Photon aus dem EHL γ_{EHL}), wobei die Photonen vernichtet werden und ein Elektron-Positron-Paar erzeugt wird (Abbildung 5.2):

$$\gamma_{\text{TeV}} \gamma_{\text{EHL}} \longrightarrow e^+ e^- \quad (5.1)$$

Die Energieschwelle der Paarerzeugung beträgt $2 \cdot 0.511 \text{ MeV}$ im Schwerpunktsystem, und der Impuls sowie die übrige Energie werden zwischen den entstandenen Elektronen und Positronen überwiegend gleichverteilt. Die entstandenen Leptonen können ihre Energie an das umgebende und von der Energiedichte dominierende Strahlungsfeld der 2.7 K Mikrowellenstrahlung durch die Compton-Streuung abgeben. Die gestreuten Photonen können wiederum in $\gamma\gamma$ -Streuprozessen $e^+ e^-$ -Paare erzeugen. Auf diese Weise entstehen intergalaktische elektro-

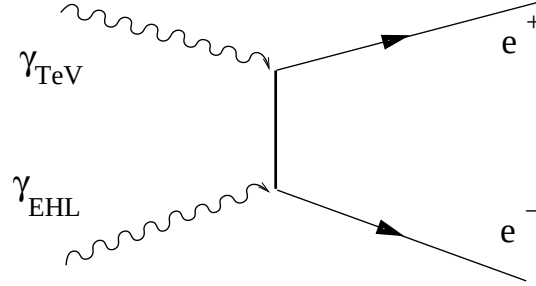


Abbildung 5.2: Feynman-Diagramm der Paarzeugung. Die beiden Photonen bilden ein Elektron-Positron-Paar.

magnetische Teilchenkaskaden, die zu einem diffusen GeV-Hintergrund beitragen (Coppi & Aharonian, 1997). Die Energie der auf dieser Weise entstehenden Photonen reicht jedoch nicht bis in den TeV-Bereich. Es ist also ein einziger Prozess, der den Energiefluss einer TeV-Gamma-Quelle verändert: die Paarbildung mit den niederenergetischen Photonen des EHL. Die optische Tiefe für die TeV-Photonen hängt demnach allein von der Energiedichte des EHL und der Entfernung der TeV-Gamma-Quelle ab. Im folgenden Unterabschnitt wird auf den Wirkungsquerschnitt der Paarzeugung eingegangen.

5.1.2 Wirkungsquerschnitt der Paarzeugung

Der Wirkungsquerschnitt der Paaproduktion $\sigma_{\gamma\gamma}$ kann analytisch mit Hilfe der Quantenelektrodynamik bestimmt werden (Heitler, 1960):

$$\sigma_{\gamma\gamma}(E, \epsilon, \theta) = \frac{3\sigma_T}{16} (1 - \beta^2) \left[2\beta(\beta^2 - 2) + (3 - \beta^4) \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right] \quad (5.2)$$

$$\text{mit } \beta := \left(1 - \frac{2m_e^2 c^4}{E\epsilon(1 - \cos\theta)} \right)^{1/2}$$

Dabei ist E die Energie des TeV-Photons, ϵ die Energie des EHL-Photons, σ_T der Thomson-Wirkungsquerschnitt¹ und θ der Winkel zwischen den beiden Photonen im Schwerpunktsystem. In Abbildung 5.3 ist der Wechselwirkungsquerschnitt der Paarbildung in Einheiten von σ_T dargestellt. Die X-Achse ist in Einheiten der Schwelle der Paarbildung x aufgetragen: $x = (E\epsilon)/(m_e^2 c^4)$. In Abbildung 5.3 links ist der Wechselwirkungsquerschnitt für einen Winkel $\theta = 180^\circ$ dargestellt und rechts der totale über alle Winkel gemittelte Wechselwirkungsquerschnitt. Der steile Anstieg des Wirkungsquerschnittes in der Nähe der Schwelle ist deutlich zu erkennen. Das Maximum des Wirkungsquerschnittes wird bei $x_{max} \approx 3.6$ erreicht. Das bedeutet z.B. für Photonen mit $E = 10$ TeV, dass sie ihren maximalen Wirkungsquerschnitt der Absorption (abgesehen von den Effekten der

¹ $\sigma_T = 6.6524 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$

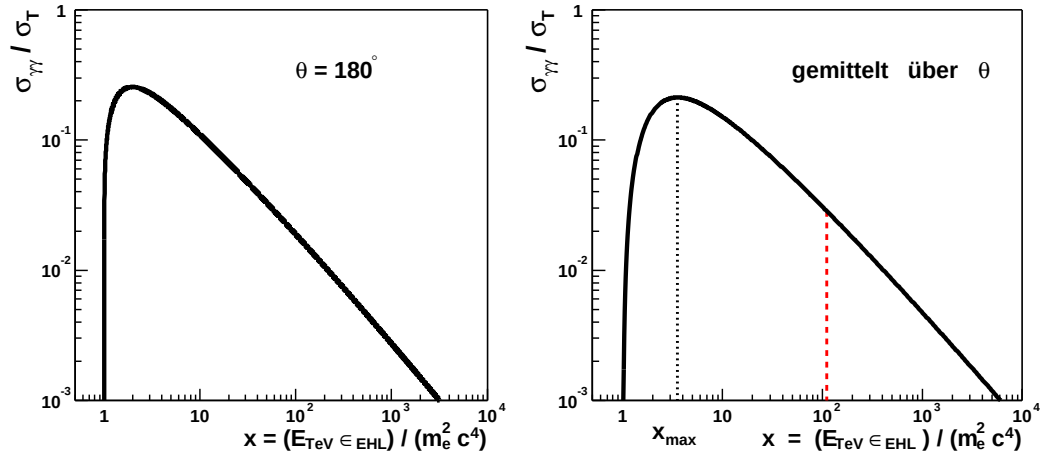


Abbildung 5.3: Der Wirkungsquerschnitt für $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ in Einheiten von σ_T (nach Gleichung 5.2). Links: der differentielle Wirkungsquerschnitt bei einem Winkel $\theta = 180^\circ$ zwischen den beiden Photonen. Rechts: der totale, über die Winkel zwischen den Photonenrichtungen gemittelte Wirkungsquerschnitt. Das Maximum wird bei $x_{\max} \approx 3.6$ erreicht. Die senkrechte punktierte Linie markiert die Stelle, an der der Wirkungsquerschnitt maximal wird, während die gestrichelte Linie die Stelle zeigt, an der der Wirkungsquerschnitt auf $1/e^2$ des maximalen Wertes abgefallen ist.

Expansion des Universums, Abschnitt 5.2.4) mit den EHL-Photonen $\lambda \approx 13 \mu\text{m}$ erreichen. Die Schwelle der Paarerzeugung liegt für Photonen mit $E = 10 \text{ TeV}$ bei den Photonen des EHL mit der Energie $\epsilon \approx 0.026 \text{ eV}$ oder der Wellenlänge $\lambda \approx 47 \mu\text{m}$. Allgemein lässt sich die Energie der EHL-Photonen, bei welcher der Wirkungsquerschnitt der Paarerzeugung mit den TeV-Photonen maximal wird, in folgender Weise ausdrücken:

$$\epsilon_{EHL} \approx \frac{1 \text{ TeV}}{E_{\text{TeV}}} \text{ eV} \quad \text{oder} \quad \lambda_{EHL} \approx 1.24 \frac{E_{\text{TeV}}}{1 \text{ TeV}} \mu\text{m} \quad (5.3)$$

Da die Reaktionsschwelle für Photonen mit $E = 20 \text{ TeV}$ bei $\lambda \approx 100 \mu\text{m}$ liegt, ist die 2.7 K Mikrowellenstrahlung ($\lambda > 300 \mu\text{m}$) für die Absorption der beobachteten Spektren von TeV-Quellen (bis ca. 20 TeV) ohne Bedeutung.

Man beachte ferner den Bereich der Energien der EHL-Photonen, der für eine bestimmte Energie des TeV-Photons relevant ist: er erstreckt sich über ca. zwei Größenordnungen. Die gestrichelte Linie in Abbildung 5.3 rechts markiert die Stelle, an der die Reaktionsrate auf $1/e^2$ abgefallen ist.

5.2 Optische Tiefe für TeV-Photonen

5.2.1 Berechnung der optischen Tiefe

Die optische Tiefe τ ist ein übliches Maß der Absorption in der Astrophysik und charakterisiert die Veränderung des Energieflusses $F_0(E)$ einer Quelle für eine Energie E beim Durchqueren eines Mediums der Dicke d :

$$F(E, d) = F_0(E) \exp[-\tau(E, d)], \quad (5.4)$$

Dabei ist τ eine Funktion der Photonen-Energie E , der Dicke des Mediums d und der Art der Wechselwirkungen. Im Fall der Absorption der TeV-Photonen handelt es sich, wie oben erläutert, ausschliesslich um die Paarerzeugung, das absorbierende Medium ist das EHL, und die Dicke des EHL ist die Entfernung der TeV-Gamma-Quelle.

Die optische Tiefe $\tau(E, d)$ für Photonen der Energie E von einer Quelle, die sich im Abstand d vom Beobachter befindet, kann dann wie folgt bestimmt werden:

$$\begin{aligned} \tau(E, d) &= d \int_{-1}^1 d\mu \frac{1-\mu}{2} \int_0^\infty d\epsilon n(\epsilon) \sigma_{\gamma\gamma}(\epsilon, E, \mu) \\ \mu &:= \cos \theta \\ n(\epsilon) &:= \text{Energiedichte des EHL} \end{aligned} \quad (5.5)$$

Dabei wird vorausgesetzt, dass die Energiedichte des EHL $n(\epsilon)$ unverändert über die Entfernung d ist. Diese Annahme ist gerechtfertigt, solange die Entfernung d eine Rotverschiebung von ca. $z = 0.5$ nicht überschreitet. Bei größeren Entfernungen können die Evolutionseffekte des EHL nicht mehr vernachlässigt werden (Hauser & Dwek, 2001; Kneiske *et al.*, 2002). Da aber die entfernteste bislang gemessene TeV-Quelle das BL Lac-Objekt H 1426+428 mit $z = 0.129$ ist, wird im Folgenden eine homogene EHL-Dichte angenommen.

Eine Bestimmung der für die Berechnung der optischen Tiefe nötigen Entfernung d ist im Allgemeinen nicht trivial. In der Regel liegt für die Objekte der TeV-Gamma-Strahlung eine Rotverschiebung z vor. Mit der Kenntnis der Kosmologie kann dann die Entfernung mit Hilfe eines Wegintegrals über mitbewegte Volumen-Elemente berechnet werden. In dieser Arbeit wird von einem kosmologischen Modell ausgegangen, das ein flaches Universum mit kalter Dunkler Materie und einer nicht verschwindenden kosmologischen Konstante Λ annimmt. Der Anteil der kosmologischen Konstante an der optischen Tiefe wird in Abschnitt 5.2.3 untersucht. Zunächst finden folgende Parameter eine Anwendung (Rowan-Robinson, 1996):

- Λ : kosmologische Konstante

- H_0 : Wert der Hubble-Konstante heute
- ρ_m : Materiedichte im Universum (leuchtende und Dunkle Materie)
- $\rho_c = 3 H^2 / (8\pi G)$: kritische Dichte
- $\Omega_m = \frac{\rho_m}{\rho_c}$: Dichteparameter der Materie (leuchtende und Dunkle Materie)
- $\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H^2}$: Dichteparameter der kosmologischen Konstante
- $\Omega_k = \frac{k c^2}{H^2 R^2}$: Dichteparameter der Krümmung des Universums

Es gilt ferner (Schurs-Theorem):

$$1 = \Omega_m + \Omega_\Lambda + \Omega_k \quad (5.6)$$

Da ein flaches Universum angenommen wird ($\Omega_k = 0$), folgt:

$$1 = \Omega_m + \Omega_\Lambda \quad (5.7)$$

Zusätzlich ist zu beachten, dass die Expansion des Universums für die beteiligten Photonen am Ort der Paarbildung bei nicht verschwindend kleinen Entfernungen zu berücksichtigen ist. Findet die Wechselwirkung an einem Ort statt, der zum Beobachter eine Rotverschiebung z aufweist, so sind die beteiligten Photonen-Energien entsprechend verschoben. Ausserdem vergrößert sich die Dichte des Strahlungsfeldes aufgrund des mit z schrumpfenden Volumenelementes:

- $E \longrightarrow E(1+z)$
- $\epsilon \longrightarrow \epsilon(1+z)$
- $n(\epsilon) \longrightarrow n(\epsilon)(1+z)^3$

Dementsprechend lautet β im Ausdruck 5.2 anders:

$$\beta = \left(1 - \frac{2m_e^2 c^4}{E \epsilon (1+z)^2 (1 - \cos \theta)} \right)^{1/2} \quad (5.8)$$

Die Formel 5.5 kann schließlich geschrieben werden als:

$$\tau(E, z_s) = \frac{c}{H_0} \int_0^{z_s} dz \frac{(1+z)^2}{\sqrt{(1+z)^3 \Omega_m + \Omega_\Lambda}} \int_{-1}^1 d\mu \frac{1-\mu}{2} \int_{\epsilon_t}^{\infty} d\epsilon n(\epsilon, z) \sigma_{\gamma\gamma}(\epsilon, E, \mu, z) \quad (5.9)$$

Dabei ist z_s die Rotverschiebung der TeV-Gamma-Quelle und ϵ_t die Schwellenenergie der EHL-Photonen, die sich wie folgt berechnen lässt:

$$\epsilon_t = 2(m_e c^2)^2 / (E(1-\mu)(1+z)^2) \quad (5.10)$$

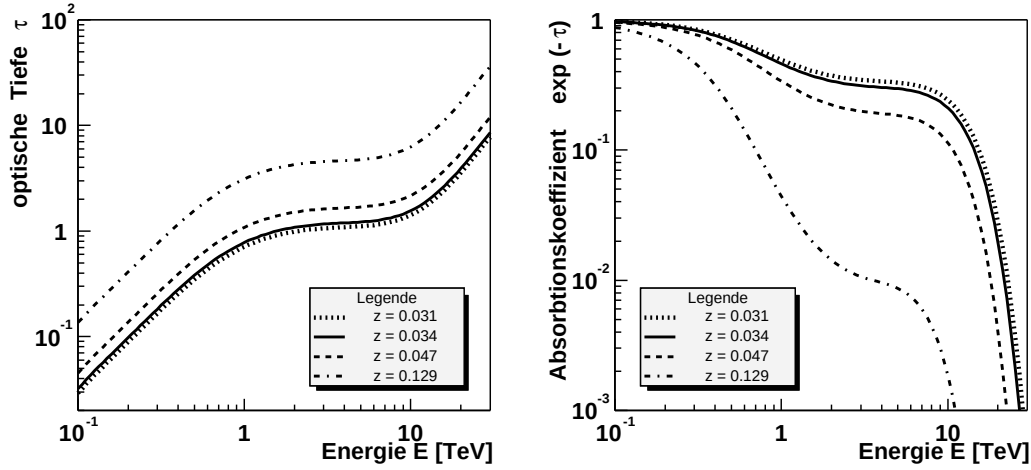


Abbildung 5.4: Die optische Tiefe für die TeV-Photonen unter der Annahme des EHL Spektrums aus Abbildung 4.2. Gezeigt sind Kurven für vier verschiedene Entfernungen entsprechend den vier BL Lac Objekten: Mrk 421 ($z = 0.031$), Mrk 501 ($z = 0.034$), 1 ES 1959 ($z = 0.047$) und H 1426 ($z = 0.129$). Links: Die optische Tiefe $\tau(E)$ in Abhängigkeit der Energie der TeV-Photonen. Rechts: Die Absorptionskoeffizienten $e^{-\tau(E)}$.

Für die Berechnung der optischen Tiefe nach Gleichung 5.9 wurde im Rahmen dieser Arbeit das Programm `attenuation` entwickelt, das eine numerische Integration von $\tau(E, z_s)$ bei bekannter EHL-Dichte $n(\epsilon)$ ausführt. Jedes einzelne Integral der Gleichung 5.9 wurde mit Hilfe des Simpsonschen Regel (z.B. in [Globel & Lohrmann \(1998\)](#)) berechnet. Die schwierigste Integration ist die über den Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}$ wegen des sehr steilen Anstieges im Wirkungsquerschnitt mit der wachsenden Schwerpunktsenergie in der Nähe der Schwelle (vgl. Abbildung 5.3). Diese Schwierigkeit wurde durch den Übergang zu einer logarithmischen Integration über logarithmisch äquidistante Intervalle gelöst. Außerdem ist zu beachten, dass der Ausdruck 5.9 bei einem Winkel $\theta = 0^\circ$ eine Singularität aufweist und an dieser Stelle nicht definiert ist. Hierbei und in der gesamten Arbeit (bis auf Abschnitt 5.2.3) werden folgende Werte der kosmologischen Parameter verwendet:

- $H_0 = 72 \text{ km/s/Mpc}$
- $\Omega_m = 0.3$
- $\Omega_\Lambda = 0.7$

In Abbildung 5.4 links sind die mit `attenuation` berechneten optischen Tiefen der TeV-Photonen im Bereich zwischen 0.1 und 30 TeV dargestellt. Für den Verlauf des EHL-Spektrums wurde ein skaliertes Modell aus [Primack et al. \(1999\)](#)

verwendet (siehe Abbildung 4.2 auf Seite 28). Die Kurven in Abbildung 5.4 entsprechen den Entfernungen von vier extragalaktischen BL Lac-Objekten: Markarian 421 ($z = 0.031$), Markarian 501 ($z = 0.034$), 1ES 1959+650 ($z = 0.047$) und H 1426+428 ($z = 0.129$). In Abbildung 5.4 rechts sind die zugehörigen Absorptionskoeffizienten $e^{-\tau(E)}$ für die Energieflüsse der Quellspektren zu sehen. Die optische Tiefe überschreitet den Wert 1 für die beiden Markarian Objekte ab ca. 3 TeV. Für den um einen Faktor 4 weiter entfernten H 1426+428 wird $\tau(E) > 1$ bereits ab $E > 400$ GeV überschritten. Die Stärke der Absorption lässt darauf schließen, dass besonders das beobachtete Energiespektrum von H 1426+428 eine deutliche Signatur des EHL trägt. Wegen eines steilen Anstieges der optischen Tiefe für Energien ab 10 TeV sind Nachweise eines Multi-TeV-Signals von einer extragalaktischen Quelle aufgrund eines entsprechend niedrigen Flusses unwahrscheinlich.

5.2.2 Einfluss der spektralen EHL-Dichte

Der spektrale Verlauf der EHL-Energiedichte ist für die optische Tiefe der TeV-Photonen von entscheidender Bedeutung. Um dies zu illustrieren, ist in Abbildung 5.5 links eine Auswahl von vier möglichen Energiespektren des EHL dargestellt. Die gestrichelte Kurve ist das „fast evolution“-Modell aus [de Jager & Stecker \(2002\)](#) basierend auf einer Rechnung des diffusen infraroten Hintergrunds von [Malkan & Stecker \(2001\)](#). Der dünne strich-punktierte Verlauf ist ein nach oben skaliertes Modell von [Primack *et al.* \(1999\)](#). Diese Skalierung liefert eine EHL-Dichte, die tendenziell höhere Energiedichten bei $\lambda > 200 \mu\text{m}$ als die direkten Messungen aufweist, stimmt jedoch im UV-optischen und nah-mittel-infraroten Bereich mit den Messungen gut überein. Der dick-gestrichelte Verlauf ist im Bereich $\lambda < 30 \mu\text{m}$ identisch mit dem „model of choice“ in [Aharonian \(2001\)](#), berücksichtigt allerdings den hohen Messwert bei $60 \mu\text{m}$ von [Finkbeiner *et al.* \(2000\)](#). Die durchgezogene Kurve wird einer möglichen höheren Energiedichte des EHL im nah-infraroten Bereich um $1 \mu\text{m}$ gerecht. Alle vier Verläufe der EHL-Energiedichte sind mit den direkten und indirekten Messungen (Kapitel 4.2) im Rahmen des $2\text{-}\sigma$ Fehlerbereichs verträglich. Ausgehend von den vier unterschiedlichen EHL-Spektren wurden optische Tiefen τ für ein TeV-Gamma-Objekt, das eine Rotverschiebung $z = 0.034$ aufweist, berechnet (Abbildung 5.5 rechts). Der starke Einfluss verschiedener Formen der EHL-Verläufe ist deutlich zu erkennen. Da ein ca. 2 Größenordnungen umfassender EHL-Bereich für die Absorption einer bestimmten TeV-Energie verantwortlich ist, entsteht der in Abbildung 5.5 rechts gezeigte Verlauf der Absorptionskoeffizienten. Nicht nur die Höhe, sondern vor allem die Form der Energieabhängigkeit der Absorption ist sehr unterschiedlich. Während sich aus Modellen von [de Jager & Stecker \(2002\)](#) eher ein monotoner Verlauf der Absorptionskoeffizienten ergibt, weisen EHL-Verläufe, die eine größere Energiedichte im UV-optischen Bereich haben, eine Art „S“-Form auf. Trotz der Unterschiede ist eine exponentiell zunehmende Absorption

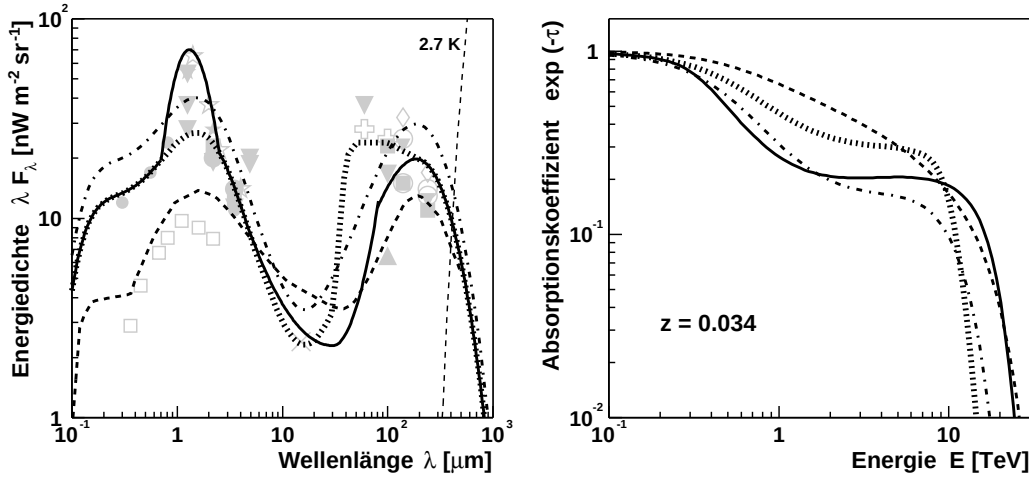


Abbildung 5.5: Einfluss des EHL-Spektrums auf die optische Tiefe der TeV-Photonen. Links sind vier verschiedene mit den Datenpunkten verträgliche EHL-Modelle (siehe Text) eingezeichnet. In hell-grau sind die Messungen der EHL-Dichte ohne zugehörige Fehler dargestellt. Die entsprechenden Verläufe der Absorptionskoeffizienten $e^{-\tau(E)}$ sind rechts zu sehen.

bei Energien ab 10 TeV für alle vier EHL-Verläufe zu erkennen.

5.2.3 Einfluss der Kosmologie

Die in der Berechnung der optischen Tiefe für die TeV-Photonen benötigten kosmologischen Parameter, wie die Hubble-Konstante H_0 , die Dichteparameter der Materie Ω_m und der kosmologischen Konstante Ω_Λ , haben einen Einfluss auf die Ausdehnung und die Form des Universums. Das führt dazu, dass die Rotverschiebung der extragalaktischen Quellen (meistens der einzige Zugang zu ihrer Entfernung) je nach diesen Parametern unterschiedlichen Entfernungen entspricht, folglich auch zu einer unterschiedlich starken Absorption der Strahlung führt. Nach dem Stand der modernen Astrophysik ist das Universum entweder flach, oder seine Krümmung ist sehr gering, was bereits in Gleichung 5.7 berücksichtigt wurde. Die Dichteparameter Ω_Λ und Ω_m nehmen je nach kosmologischem Modell die Werte zwischen $0.0 < \Omega_\Lambda < 0.7$ bzw. $0.3 < \Omega_m < 1.0$ an. Im Laufe der letzten 5 Jahre haben sich die Werte $\Omega_\Lambda = 0.7$ und $\Omega_m = 0.3$ etabliert. Die Größe für die aktuelle Hubble-Konstante variiert je nach Bestimmungsmethode zwischen 55 km/s/Mpc (Bell & Comeau, 2003) und 85 km/s/Mpc (Tully & Pierce, 2000). Die Ergebnisse des *Hubble Space Telescope Key* Projektes liefern einen Wert $H_0 = 72 \pm 8 \text{ km/s/Mpc}$ (Freedman et al., 2001).

Der Einfluss der kosmologischen Parameter H_0 , Ω_Λ und Ω_m auf die optische Tiefe für die TeV-Photonen ist für die in Tabelle 5.1 aufgeführten Parametersätze

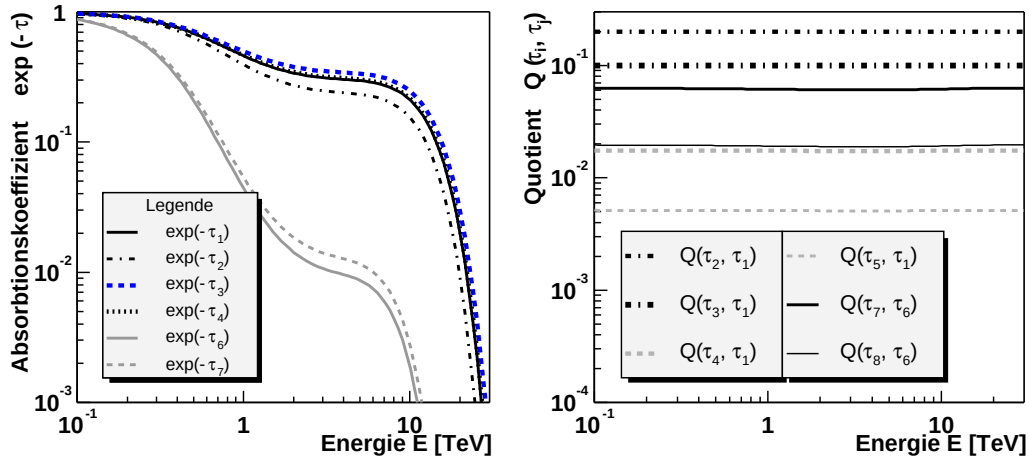


Abbildung 5.6: Einfluss der kosmologischen Parameter auf die optische Tiefe für die TeV-Photonen. Links: für vier verschiedene Parametersätze für $z = 0.034$ sind Absorptionskoeffizienten aufgetragen. Rechts: Quotienten $Q(\tau_i, \tau_j)$ nach Gleichung 5.11 sind dargestellt. Die zugehörigen Parametersätze sind in Tabelle 5.1 zu finden.

	Bezeichnung in Abbildung 5.6	Rotverschiebung z	Hubble-Konstante H_0	Ω_Λ	Ω_m
Einfluss von H_0	τ_1	0.034	72 km/s/Mpc	0.7	0.3
	τ_2		60 km/s/Mpc		
	τ_3		80 km/s/Mpc		
Einfluss der Dichte- parameter	τ_4	0.034	72 km/s/Mpc	0.0	1.0
	τ_5			0.5	0.5
	τ_6	0.129	72 km/s/Mpc	0.7	0.3
	τ_7			0.0	1.0
	τ_8			0.5	0.5

Tabelle 5.1: Sätze der kosmologischen Parameter, die in Abbildung 5.6 verwendet wurden.

in Abbildung 5.6 dargestellt. Für die Untersuchung ist der EHL-Verlauf gewählt, der in Abbildung 4.2 auf Seite 28 dargestellt ist. In der linken Abbildung sind die Absorptionskoeffizienten für den Fall einer Rotverschiebung $z = 0.034$ und $z = 0.129$ entsprechend den TeV-Gamma-Quellen Markarian 501 und H 1426+428 zu sehen. Rechts ist der Verlauf der Quotienten aus verschiedenen Parametersätzen dargestellt, wobei die Quotienten auf folgende Weise bestimmt worden sind:

$$Q(\tau_i, \tau_j) = \frac{|\tau_i(E) - \tau_j(E)|}{\tau_j(E)}. \quad (5.11)$$

Die optische Tiefe $\tau(E)$ ist umgekehrt proportional zur Hubble-Konstante H_0 (vgl. Gleichung 5.9). Daher ist die Abhängigkeit der Absorptionskoeffizienten

$\exp(-\tau(E))$ von H_0 trivial. Die Abhängigkeit der Absorptionskoeffizienten von den Dichteparametern Ω_m und Ω_Λ ist komplizierter (vgl. Gleichung 5.9). Wie in Abbildung 5.6 rechts dargestellt ist, verhalten sich die Quotienten für verschiedene Wertepaare der Dichteparameter als annähernd konstant als Funktion der Energie, wobei deren Einfluss für eine Quelle mit $z = 0.034$ höchstens 1% in der optischen Tiefe ausmacht. Für $z = 0.129$ steigt dieser Einfluss auf ca. 7% an. Da die Abhängigkeit der optischen Tiefe sowohl von der Hubble-Konstante als auch von den Parametern Ω_m und Ω_Λ zu den relativ konstanten Quotienten führt, bewirkt sie eine einfache Skalierung in der Höhe der Quellspektren der extragalaktischen TeV-Emitter, ohne einen Einfluss auf die Form der Quellspektren zu haben. Dies ist von entscheidender Bedeutung, denn die im Kapitel 6 folgende Untersuchung der möglichen Einschränkung der EHL-Dichte aufgrund der physikalischen Annahmen über die Quellspektren der BL Lac-Objekte nutzt lediglich Überlegungen über die Form der Quellspektren und nicht über deren absolutes Flussniveau. Deswegen ist eine Festlegung auf einen Satz kosmologischer Parameter gerechtfertigt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit sind es:

- $H_0 = 72 \text{ km/s/Mpc}$
- $\Omega_m = 0.3$
- $\Omega_\Lambda = 0.7$

5.2.4 Vernachlässigung der Expansion des Universums unter Annahme von $\rho_\Lambda = 0$

Die Berechnung der optischen Tiefe vereinfacht sich erheblich, wenn angenommen werden kann, dass die Expansion des Universums (d.h. eine damit verbundene Energieverschiebung der beteiligten Photonen und eine Verkleinerung des mitbewegten Volumenelements) eine vernachlässigbare Auswirkung hat. Dies ist auch bei $z \ll 1$ der Fall. Bei einer zusätzlichen Annahme, dass der Anteil der kosmologischen Konstante gleich Null ist ($\Omega_\Lambda = 0$), lässt sich Gleichung 5.9 umformen zu:

$$\tau(E) = \frac{c z_s}{H_0} \int_{-1}^1 d\mu \frac{1-\mu}{2} \int_{\epsilon_t}^{\infty} d\epsilon n(\epsilon) \sigma_{\gamma\gamma}(\epsilon, E, \mu) \quad (5.12)$$

Dieser Ausdruck kann viel schneller numerisch berechnet werden als der Ausdruck 5.9. Ausserdem kann Gleichung 5.12 analytisch berechnet werden, was zusätzliche Rechenzeit spart. Die analytische Lösung ist jedoch nur in dem Fall möglich, wenn der Verlauf der EHL-Energiedichte durch eine Stufenfunktion angenähert wird (Biller, 1999; Horns, 2001). Um den Einfluss der Rotverschiebungseffekte auf die optische Tiefe zu studieren, wurde die folgende Untersuchung

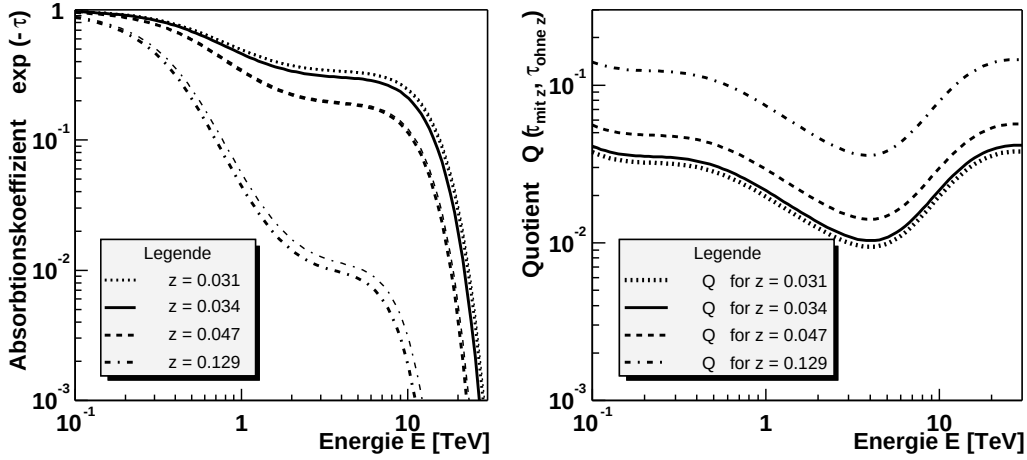


Abbildung 5.7: Einfluss der Vernachlässigung der Expansion des Universums unter Annahme eines flachen Universums mit $\rho_\Lambda = 0$. Links sind die Absorptionskoeffizienten für vier Entfernungen dargestellt: $z = 0.031, 0.034, 0.047$ und 0.129 . Dicke Kurven wurden mit einer Berücksichtigung der Rotverschiebungseffekte und dünne ohne eine solche Berücksichtigung berechnet. Rechts sind die Quotienten aus den beiden Methoden für die jeweiligen Entfernung dargestellt.

durchgeführt: Ausgehend von demselben EHL-Spektrum aus Abbildung 4.2 wurden mit beiden Methoden (Gleichungen 5.9 und 5.12) Absorptionskoeffizienten für Entfernungen der vier extragalaktischen TeV-Gamma-Quellen berechnet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.7 präsentiert. Die dicken Kurven im linken Bild wurden mit Berücksichtigung der Rotverschiebungseffekte und die dünnen Kurven ohne Berücksichtigung der Rotverschiebungseffekte berechnet. Um die Unterschiede deutlich darzustellen, sind in Abbildung 5.7 rechts die Quotienten Q der beiden Methoden für die jeweilige Entfernung eingezeichnet. Die Quotienten sind analog zu Gleichung 5.11 nach der folgenden Vorschrift bestimmt worden:

$$Q(\tau_{\text{mit } z}, \tau_{\text{ohne } z}) = \frac{|\tau_{\text{mit } z}(E) - \tau_{\text{ohne } z}(E)|}{\tau_{\text{mit } z}(E)}, \quad (5.13)$$

wobei $\tau_{\text{mit } z}(E)$ und $\tau_{\text{ohne } z}(E)$ die jeweiligen Absorptionskoeffizienten sind. Die Unterschiede bei $z = 0.031, 0.034$ und 0.047 schwanken zwischen 1 und 5 %. Bei $z = 0.129$ sind die Unterschiede weit deutlicher, die 10 %-Marke wird überschritten. Das bedeutet, dass die Expansion des Universums nicht mehr vernachlässigt werden darf. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher für sinnvoll erachtet, die Näherungen nicht zu verwenden und allgemein für jede Entfernung einer TeV-Gamma-Quelle die Absorption der Strahlung nach Gleichung 5.9 zu berechnen, um die systematischen Fehler möglichst klein zu halten.

Kapitel 6

Einschränkungen der spektralen Energiedichte des extragalaktischen Hintergrundlichtes

6.1 Mögliche Strategien

In diesem Kapitel werden Methoden zur Einschränkung der Energiedichte des extragalaktischen Hintergrundlichtes (EHL, Kapitel 4) mit Hilfe der gemessenen TeV-Energiespektren von verschiedenen BL Lac-Objekten erläutert. Grundsätzlich sind zwei Strategien zur Herleitung von Einschränkungen auf die EHL-Dichte aus der Absorption der TeV-Gamma-Strahlung möglich.

Strategie A: Diese Strategie besteht im Wesentlichen aus fünf Schritten:

1. Es wird vom gemessenen Energiespektrum einer extragalaktischen Gamma-Quelle im TeV-Bereich ausgegangen.
2. Für verschiedene mit den Messungen der EHL-Dichte verträgliche Verläufe des EHL-Spektrums werden die optischen Tiefen (bzw. Absorptionskoeffizienten) für TeV-Photonen für die Entfernung der jeweiligen TeV-Gamma-Quelle berechnet.
3. Das gemessene Energiespektrum wird mit Hilfe der berechneten Absorptionskoeffizienten auf das Quellspektrum korrigiert.
4. Das resultierende Quellspektrum wird auf seine physikalische Plausibilität hin untersucht.
5. Im Falle einer nicht ausreichenden Plausibilität des ermittelten Quellspektrums wird der verwendete Verlauf des EHL-Energiespektrums verworfen.

Gesucht wird die Menge der Verläufe des EHL-Spektrums, für die sich für alle vier bislang gemessenen TeV-Spektren von BL Lac-Objekten solche Quellspektren berechnen lassen, welche den verschiedenen Modellen der Erzeugung von TeV-Gamma-Strahlung nicht widersprechen würden. Eine ähnliche Vorgehensweise, jedoch unter Verwendung des gemessenen Energiespektrums nur einer TeV-Gamma-Quelle, Markarian 501, ist bei [Guy *et al.* \(2000\)](#) und [Renault *et al.* \(2001\)](#) basierend auf den Daten der CAT-Kollaboration realisiert worden.

Strategie B: Eine andere Strategie kann wie folgt beschrieben werden:

1. Es wird ein Quellspektrum eines extragalaktischen TeV-Gamma-Emitters angenommen.
2. Der Verlauf der EHL-Dichte wird parametrisiert.
3. Für jeden mit den Messungen kompatiblen EHL-Verlauf werden die Absorptionskoeffizienten für TeV-Photonen der jeweiligen TeV-Gamma-Quelle berechnet.
4. Das angenommene Quellspektrum wird mit Hilfe der berechneten Absorptionskoeffizienten auf das durch die Absorption modulierte Spektrum korrigiert.
5. Dieses Spektrum wird mit dem tatsächlich gemessenen Spektrum verglichen.
6. Die Parameter des EHL-Verlaufes werden solange variiert, bis eine gute Übereinstimmung der beiden Spektren erreicht wird.

Um bei dem Schritt (1.) plausible Annahmen über den Verlauf des Quellspektrums eines extragalaktischen TeV-Gamma-Emitters machen zu können, werden Messungen bei niedrigeren Energien, so weit vorhanden, herangezogen (z.B. Beobachtungen mit Röntgen-Satelliten). Die theoretischen Modelle der Erzeugung eines TeV-Gamma-Signals werden an die niederenergetischen Daten angepasst, um so die Menge der theoretisch möglichen TeV-Gamma-Quellspektren für das konkrete Objekt einzuschränken. Bei dem Schritt (2.) wird in der Regel eine kleine Anzahl von Parametern verwendet, da mit Hilfe der gemessenen TeV-Gamma-Spektren nur eine grobe Struktur des EHL aufgelöst werden kann.

Eine vom Prinzip her ähnliche Strategie wurde von verschiedenen Autoren anhand der Daten von Markarian 501 (z.B. [Aharonian *et al.* \(1999b\)](#)) und Markarian 421 (z.B. [Biller *et al.* \(1998\)](#)) verfolgt¹. Der Nachweis eines TeV-Signals von dem bislang entferntesten gemessenen TeV-Blazar H 1426+428 mit $z = 0.129$

¹ für eine Übersicht siehe [Hauser & Dwek \(2001\)](#)



Abbildung 6.1: Die Entfernungen der vier BL Lac-Objekte: Markarian 421, Markarian 501, 1ES 1959+650 und H 1426+428 ausgedrückt in ihren Rotverschiebungen.

hat ebenfalls zu einer Suche nach möglichen EHL-Verläufen geführt, die ein angenommenes Quellspektrum zu dem gemessenen transformieren würden (Aharonian, 2001; Aharonian *et al.*, 2002a). Die Ergebnisse hängen jedoch entscheidend davon ab, von welchem Verlauf für das Quellspektrum einer TeV-Gamma-Quelle ausgegangen wird. Des weiteren können unterschiedliche EHL-Verläufe gefunden werden, um eine bestimmte optische Tiefe für die TeV-Photonen zu liefern. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden mehrere Versuche unternommen, um aus einer Hypothese für das Quellspektrum der TeV-Gamma-Quellen das passende EHL-Spektrum zu bestimmen. Die Lösungen waren jedoch mehrdeutig und konnten nicht als Einschränkung der Energiedichte des EHL interpretiert werden. Deshalb wird im Folgenden ausschließlich die Strategie A verfolgt.

Im nächsten Abschnitt werden die für die Analyse verwendeten Energiespektren vorgestellt. In Abschnitt 6.3 werden die Kriterien für eine physikalische Plausibilität der ermittelten Quellspektren sowie eine Methode, um diese zu quantifizieren, in Abschnitt 6.4 erläutert. Die Ergebnisse der Analyse werden in Abschnitt 6.5 zusammengefasst und in Abschnitt 6.6 diskutiert.

6.2 Verwendete TeV-Gamma-Spektren

Für die vorliegende Arbeit standen differentielle Energiespektren der vier BL Lac-Objekte Markarian 421 ($z = 0.030$), Markarian 501 ($z = 0.034$), 1ES 1959+650 ($z = 0.047$) und H 1426+428 ($z = 0.129$) zur Verfügung. Alle vier Quellen zeigen ein variables Verhalten der Strahlungsemission, sodass je nach relativer Stärke des Signals von „high state“ oder „low state“ gesprochen wird. Wegen der besseren statistischen Basis wurden hier ausschließlich die „high state“-Energiespektren verwendet.

Markarian 421: Die Daten von Markarian 421 stammen aus den HEGRA-Messungen in den Jahren 2000/2001, in denen das Objekt in einem hohen Flusszustand war (Aharonian *et al.*, 2002c). Das Energiespektrum erstreckt sich von etwa 0.7 TeV bis 18 TeV und ist mit guter Statistik gemessen. Der Verlauf des

Spektrums kann mit einem Potenzgesetz mit einer *Cutoff*-Energie $E_{cutoff} = 3.6^{+0.4}_{-0.3}$ TeV gut beschrieben werden (Aharonian *et al.*, 2002c).

Markarian 501: Das Energiespektrum von Markarian 501 ist der Publikation Aharonian *et al.* (2001b) entnommen worden, in der die Messungen des prominenten Ausbruchs von Markarian 501 im Jahre 1997 neu analysiert wurden (vgl. auch Abbildung 3.6 auf Seite 23). Die hohe Statistik und niedrige Schwellenenergie der Messung (0.56 TeV) führt zu einem Spektrum, das sich von etwa 0.5 TeV bis 20 TeV erstreckt. Der Verlauf des Spektrums kann mit einem Potenzgesetz mit einer *Cutoff*-Energie $E_{cutoff} = (6.2 \pm 0.4)$ TeV gut beschrieben werden (Aharonian *et al.*, 1999b). Das von den HEGRA-Teleskopen gemessene TeV-Spektrum von Markarian 501 bleibt bislang das Energiespektrum einer extragalaktischen Quelle in der TeV-Gamma-Astronomie, das sich über den größten Energiebereich erstreckt und (wegen der hohen Statistik) am genauesten bestimmt ist.

H 1426+428: Das Energiespektrum der bislang entferntesten gemessenen TeV-Gamma-Quelle, des BL Lac-Objektes H 1426+428, stammt aus Aharonian *et al.* (2003c) und beinhaltet die Daten, die mit den HEGRA-Teleskopen in den Jahren 1999-2000 gemessen wurden. Das Energiespektrum erstreckt sich im Bereich zwischen 0.7 und 10 TeV, wobei die einzelnen Energie-Bins wegen der geringen Statistik relativ hohe Fehler aufweisen. Die um einen Faktor 4 größere Entfernung von H 1426+428 als die der beiden Markarian-Objekte macht die Messung eines TeV-Gamma-Signals im Hinblick auf die Absorption der Strahlung durch das EHL besonders interessant. Insbesondere wird eine deutliche Signatur des spektralen Energieverlaufes des EHL im gemessenen Spektrum von H 1426+428 erwartet. Eine Erweiterung des gemessenen Energiespektrums zu den niedrigeren Energien ist von besonderem Interesse, da die TeV-Photonen mit Energien kleiner 0.7 TeV wesentlich weniger stark absorbiert werden als die mit den HEGRA-Teleskopen zugänglichen TeV-Photonen (vgl. Abbildung 5.4 auf der Seite 45) und somit das gemessene Spektrum in diesem Bereich mehr Informationen über das Quellspektrum beinhaltet. Dies hat eine Kombination der HEGRA-Daten mit den veröffentlichten Energiespektren von H 1426+428 der CAT-Kollaboration (Djannati-Ataï *et al.*, 2002) und des Whipple-Teleskopes (Petty *et al.*, 2002) motiviert. Obwohl eine Kombination der Messungen von den drei Experimenten zu einem gemeinsamen Datensatz zusätzliche Unsicherheiten zur Folge hat – die Messungen fanden teilweise in verschiedenen Zeiträumen statt – kann aufgrund einer guten Übereinstimmung der Daten im Überlappbereich zwischen 0.7 und 1.7 TeV geschlossen werden, dass eine solche Kombination berechtigt ist. Das kombinierte Spektrum erstreckt sich damit insgesamt über einen Energiebereich von 250 GeV (Energieschwelle des CAT-Teleskopes) bis zu 10 TeV.

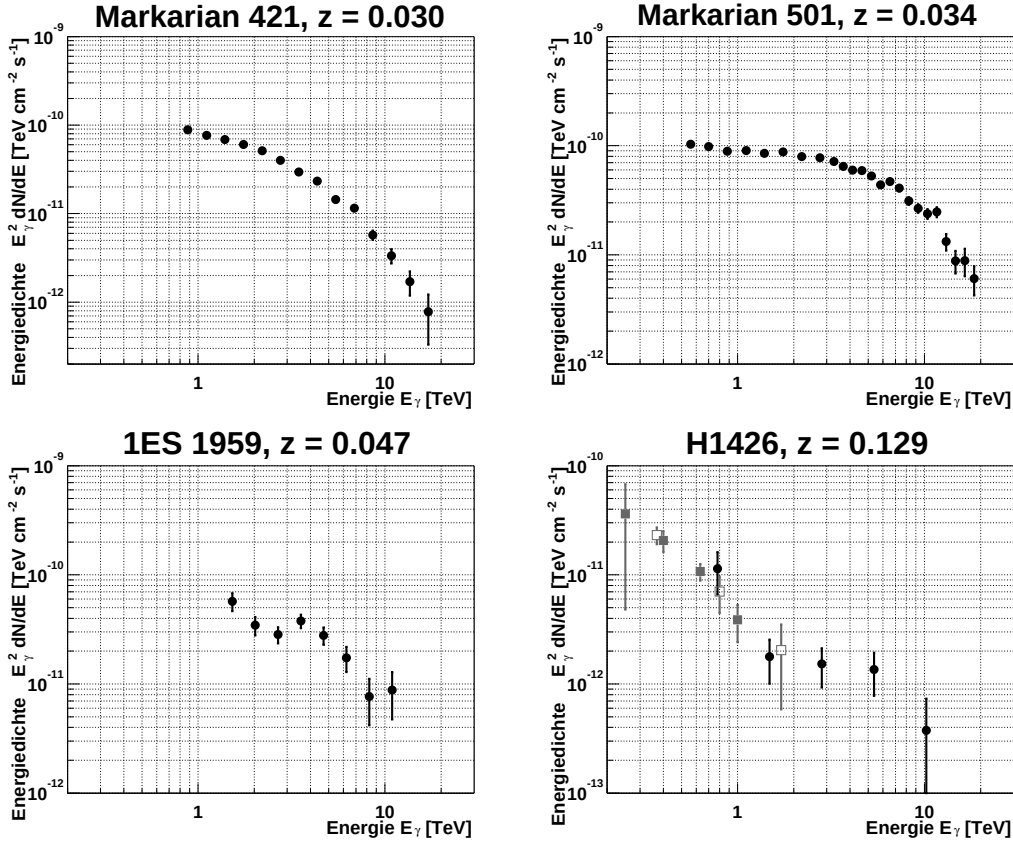


Abbildung 6.2: Die gemessenen spektralen Energieverteilungen der vier BL Lac-Objekte Markarian 421 ($z = 0.030$), Markarian 501 ($z = 0.034$), 1ES 1959+650 ($z = 0.047$) und H 1426+428 ($z = 0.129$). Die HEGRA-Messdaten sind durch schwarze Kreise dargestellt. Im Energiespektrum von H 1426+428 sind zusätzlich die CAT (gefüllte graue Quadrate) und Whipple-Messungen (offene graue Quadrate) dargestellt. Das Energiespektrum von H 1426+428 zeigt eine deutliche Abflachung zwischen etwa 1.5 und 6 TeV.

1ES 1959+650: Der sich in etwa zwischen den beiden Markarian-Objekten und dem H 1426+428 befindende AGN 1ES 1959+650 ist die vierte extragalaktische TeV-Gamma-Quelle im Nordhimmel. Eine starke Flusszunahme im Mai und im Juli 2002 führte zu einer hohen Überschuss-Ereigniszahl in den HEGRA-Daten, auf deren Basis ein Energiespektrum erstellt werden konnte (Aharonian *et al.*, 2003a). Durch einen relativ hohen mittleren Zenitwinkel der Beobachtung (38.8°) liegt die Energieschwelle der HEGRA-Teleskope bei 1.4 TeV. Die beiden anderen Experimente (CAT und Whipple) haben zwar den Ausbruch von 1ES 1959+650 von Mitte Mai bis Anfang Juni beobachtet, die Qualität der Daten reichte zur Messung eines Spektrums jedoch nicht aus (Dieter Horns, private Kommunikation bzw. Holder *et al.* (2003)). Somit konnte bislang nur das HEGRA-Spektrum von 1ES 1959+650 veröffentlicht werden, das im Vergleich zu den Markarian-

Objekten einen kleineren Energiebereich abdeckt, nämlich von 1.4 bis 11 TeV, wobei die statistischen Fehler wegen der kurzen Zeit des beobachteten Ausbruchs des Objektes auf die einzelnen Energieflusswerte 20 bis 40 % betragen.

In Abbildung 6.2 sind die oben beschriebenen Energiespektren der vier extragalaktischen TeV-Gamma-Quellen dargestellt. Die gefüllten Kreise sind die Messungen der HEGRA-Teleskope. Im Spektrum des BL Lac-Objektes H 1426+428 sind zusätzlich die CAT- und Whipple-Messungen zu sehen. Alle vier Objekte zeigen ein zu höheren Energien abfallendes Spektrum. Sowohl der Verlauf des gemessenen Energiespektrums von Markarian 501 als auch von Markarian 421 kann gut durch ein Potenzgesetz mit einer *Cutoff*-Energie beschrieben werden (siehe oben), wobei das Energiespektrum von Markarian 501 einen deutlich härteren Verlauf aufweist. Für die Unterschiede in der Spektralform in den gemessenen Spektren dieser beiden Objekte kann das EHL nicht verantwortlich sein, da die beiden sehr ähnliche Entfernung haben und demnach eine fast gleiche Abschwächung des Flusses durch die Absorption mit Photonen des EHL erfahren. Der Unterschied in den Werten der *Cutoff*-Energie für die beiden Verläufe beträgt $\Delta E = (2.6 \pm 0.6_{stat} \pm 0.6_{syst})$ TeV. Dadurch kann auch der *Cutoff* in den gemessenen Spektren nicht allein auf die Absorption durch das EHL zurückgeführt werden (Aharonian *et al.*, 2002c). Es ist folglich zu vermuten, dass die Unterschiede intrinsische Gründe haben müssen.

Das aus drei verschiedenen Experimenten kombinierte Energiespektrum von H 1426+428 fällt zu höheren Energien insgesamt ab und zeigt eine Abflachung in der Spektralform im Bereich zwischen etwa 1.5 und 6 TeV. Ob diese Abflachung auf die Absorption durch das EHL zurückgeführt werden kann oder ob es dafür intrinsische Gründe geben muss, wird im Verlauf der vorliegenden Arbeit näher untersucht. Das Energiespektrum von 1ES 1959+650 zeigt eine Art Stufe bei der Energie um 3 TeV. Eine statistische Fluktuation als Grund für diesen Verlauf kann nicht ausgeschlossen werden. Es ist gleichwohl möglich, dass diese Stufe auf die Absorption durch das EHL zurückgeführt werden kann, was ebenfalls im Laufe dieser Arbeit untersucht wird.

6.3 Annahmen über das EHL-Spektrum

Eine Überprüfung der Energiedichte des extragalaktischen Hintergrundlichtes (EHL) kann in dem Wellenlängenbereich stattfinden, der für die Absorption der TeV-Gamma-Strahlung „zuständig“ ist (Abschnitt 5.1.2). Da sich die gemessene TeV-Gamma-Strahlung der extragalaktischen Objekte im Wesentlichen im Energiebereich zwischen 1 und 20 TeV befindet, ist die Sensitivität der Überprüfung in dem Wellenlängenbereich des EHL am größten, in welchem das Maximum des Wechselwirkungsquerschnittes für die Paarerzeugung liegt (siehe Gleichung 5.3): also von 1 bis etwa $25 \mu\text{m}$. Wegen des großen Bereiches der Energien der EHL-

Photonen, der für eine bestimmte Energie eines TeV-Photons relevant ist, erhöht sich die Spanne der weniger sensitiven EHL-Wellenlängen auf $0.5 < \lambda < 50 \mu\text{m}$.

Der spektrale Verlauf des EHL kann durch die vorhandenen Messungen bislang lediglich zwischen 2 und $4 \mu\text{m}$ sowie bei den Wellenlängen größer als $140 \mu\text{m}$ als gut bestimmt betrachtet werden (Abschnitt 4.2, Abbildung 4.2). Die vorhandenen Messungen zeichnen einen Verlauf ab, der zwei ausgeprägte Maxima aufweist: das erste bei den Wellenlängen zwischen 1 und $2 \mu\text{m}$ und das zweite zwischen 100 und $140 \mu\text{m}$. Im mittel-infraroten Bereich wird ein Minimum der Energiedichte zwischen 6 und $50 \mu\text{m}$ erwartet, seine Lage und Höhe konnten bislang jedoch nicht bestimmt werden. Ein wichtiger und, abgesehen von den oberen Grenzen aus den DIRBE-Daten (Hauser *et al.*, 1998), einziger Hinweis auf die Energiedichte in diesem Bereich ist das Ergebnis der Galaxienzählungen aus den Daten des ISOCAM-Instrumentes bei $15 \mu\text{m}$ (Elbaz *et al.*, 2002), das als eine strikte untere Grenze des EHL bei dieser Wellenlänge interpretiert wird.

Die EHL-Modelle von de Jager & Stecker (2002) liegen sowohl im UV-optischen als auch im fern-infraroten Bereichen 1 bis 3σ unterhalb der vorhandenen Messwerte der EHL-Dichte (vgl. Abbildung 5.5 auf Seite 47). Deswegen wird im Folgenden von der Anwendung dieser Modelle abgesehen. Ein spektraler EHL-Verlauf, der den Messpunkt bei $60 \mu\text{m}$ von Finkbeiner *et al.* (2000) berücksichtigen würde, erscheint zwar unrealistisch hoch und wird allgemein angezweifelt (siehe z.B. Renault *et al.* (2001); Horns (1999)), wird jedoch der Vollständigkeit halber in Abschnitt 6.5.3 untersucht. Die Messpunkte der EHL-Dichte werden gut von einer nach oben skalierten Modellkurve aus Primack *et al.* (1999) (das „model of choice“ in Aharonian (2001), die durchgezogene Kurve in Abbildung 6.3) beschrieben. Hier und im Folgenden wird dieses Modell bei den Wellenlängen $\lambda < 4 \mu\text{m}$ und $\lambda > 80 \mu\text{m}$ verwendet und mit dem Begriff SAM, für *Semi Analytical Model*, bezeichnet. Dieser Verlauf berücksichtigt insbesondere die obere Grenze bei $1.25 \mu\text{m}$ aus Wright (2001). Eine von Matsumoto *et al.* (2000) und Cambrésy *et al.* (2001) berichtete höhere Energiedichte des EHL im Bereich von 1 bis $2.2 \mu\text{m}$ wird durch einen anderen Verlauf (gestrichelte Linie in Abbildung 6.3) berücksichtigt. Für diesen höheren Verlauf der EHL-Dichte im Bereich $0.7 < \lambda < 2.5 \mu\text{m}$ wird im Folgenden der Begriff „Hut“ verwendet. Der „Hut“ hat die Form von zwei Parabelästen in doppelt-logarithmischer Darstellung, die sich im Maximum bei $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ und $\lambda F_\lambda = 70 \text{ nW m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ treffen und an das SAM bei 0.7 und $2.5 \mu\text{m}$ angeschlossen sind.

Das Hauptaugenmerk der vorliegenden Arbeit gilt der absoluten Position des Minimums und dem Verlauf der EHL-Dichte im Tal-Bereich. Einerseits beeinflusst der Verlauf des Tales entscheidend die Absorption der extragalaktischen TeV-Gamma-Strahlung. Andererseits ist der Verlauf der EHL-Dichte im Mittel-Infrarot-Bereich bislang wenig bestimmt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird versucht, durch eine Variation des Verlaufes der EHL-Dichte im Mittel-Infrarot-Bereich mit Hilfe der weiter oben erläuterten Strategie A Einschränkungen auf die Lage des Minimums herzuleiten. Eine plausible Annah-

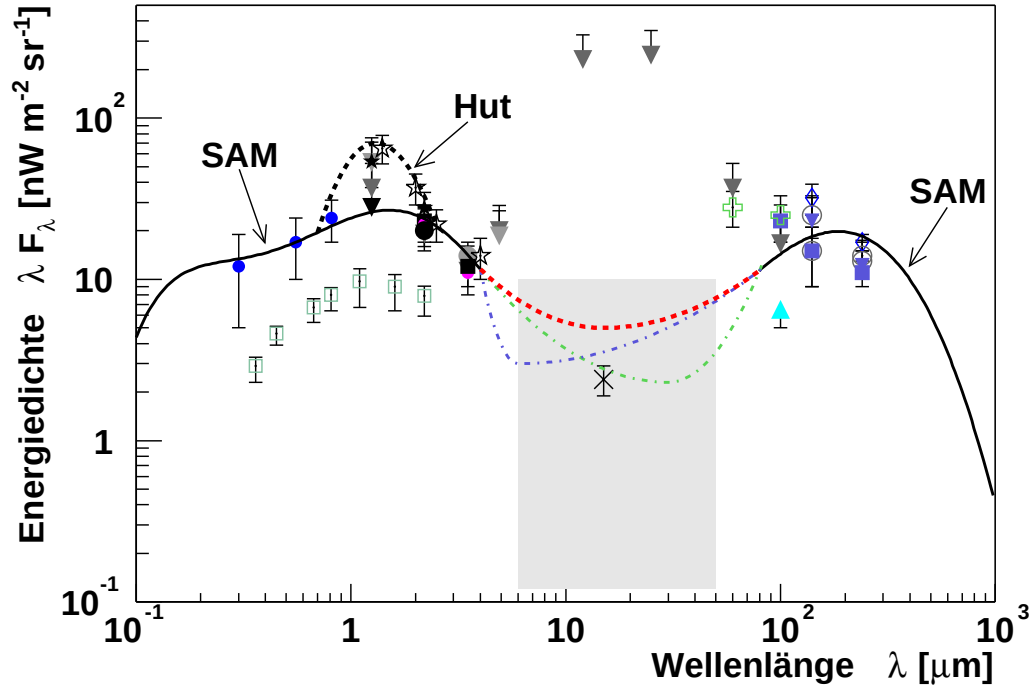


Abbildung 6.3: Die Lage der Messwerte und oberen bzw. unteren Grenzen des extragalaktischen Hintergrundlichtes (Symbole wie in Abbildung 4.2 auf Seite 28) erlaubt mehrere Verläufe der Energiedichte. Hier sind die Verläufe dargestellt, die in der vorliegenden Arbeit angenommen wurden. Das besondere Interesse gilt dem Mittel-Infrarot-Bereich zwischen 4 und 80 μm . In diesem Bereich wird der Verlauf durch zwei Parabeläste angenähert, wobei das Minimum im Bereich zwischen 6 und 50 μm gelegt wird (markiert durch die graue Box). Bei 4 und 80 μm schließen die Parabeläste an das SAM (siehe Text) an. Als Beispiel sind drei unterschiedliche Täler im Mittel-Infrarot-Bereich entsprechend drei unterschiedlichen Minimas eingezeichnet. Zusätzlich erlaubt die Lage der Messwerte im Nah-Infrarot-Bereich zwei verschiedene Verläufe. Eine höhere Energiedichte zwischen 0,7 und 2,5 μm wird durch den „Hut“ (gestrichelte Linie, siehe Text) berücksichtigt.

me über die Form des Tal-Verlaufes ist, dass dieser durch zwei Parabeläste (in doppelt-logarithmischer Darstellung) angenähert werden kann (Renault *et al.*, 2001). Das Minimum wird im Bereich zwischen 6 und 50 μm gewählt. Es wird weiterhin ein glatter, stetiger Verlauf gefordert, sodass Parabelverläufe in der ersten Ableitung ihre Nullstelle an der Stelle des Minimums aufweisen. Ferner werden die Parabeläste eindeutig bestimmt, indem sie bei 4 und 80 μm an das SAM angeschlossen werden.

In Abbildung 6.3 sind die Annahmen über die Verläufe der EHL-Dichte für die folgende Analyse der differentiellen Energiespektren der BL Lac-Objekte zusam-

mengefasst. Bei den Wellenlängen kleiner als $4\text{ }\mu\text{m}$ werden zwei Verläufe verwendet: entweder das SAM (durchgezogene Kurve) oder SAM mit „Hut“ (gestrichelte Linie). Im fern-infraroten Bereich ($\lambda > 80\text{ }\mu\text{m}$) wird ausschließlich das SAM verwendet. Im mittel-infraroten Bereich des EHL $4\text{ }\mu\text{m} < \lambda < 80\text{ }\mu\text{m}$ werden die Werte für das Minimum der EHL-Dichte variiert (skizziert durch die graue Box in Abbildung 6.3). Als Minimum des Tales im Mittel-Infrarot-Bereich wurde eine der vier Wellenlängen gewählt: $\lambda_1 = 6\text{ }\mu\text{m}$, $\lambda_2 = 15\text{ }\mu\text{m}$, $\lambda_3 = 30\text{ }\mu\text{m}$ oder $\lambda_4 = 50\text{ }\mu\text{m}$. Bei jedem gewählten λ -Wert des Minimums wird der zugehörige Wert der Energiedichte des EHL zu einem der 50 logarithmisch äquidistanten Werten zwischen 0.1 und $10\text{ nW m}^{-2}\text{ sr}^{-1}$ bestimmt. Nach der Wahl des Minimums wird es, wie oben beschrieben, bei 4 und $80\text{ }\mu\text{m}$ durch zwei Parabel-Äste mit dem SAM-Verlauf verbunden. Drei solche Verläufe sind dargestellt, wobei die eine durch eine gestrichelte Linie (Minimum bei λ_2 und $\lambda F_{\lambda_2} = 5\text{ nW m}^{-2}\text{ sr}^{-1}$) und die zwei anderen durch strich-punktierte Linien (λ_1 , $\lambda F_{\lambda_1} = 3\text{ nW m}^{-2}\text{ sr}^{-1}$ und λ_3 , $\lambda F_{\lambda_3} = 2.3\text{ nW m}^{-2}\text{ sr}^{-1}$) dargestellt sind.

Für jeden ausgewählten Verlauf des EHL-Spektrums werden in einem weiteren Schritt die Absorptionkoeffizienten $\exp(-\tau(E))$ numerisch nach Gleichung 5.9 für die TeV-Gamma-Strahlung einer Quelle mit Rotverschiebung z berechnet.

6.4 Herleitung von Einschränkungen der EHL-Dichte im mittel-infraroten Bereich

Nachdem die ersten zwei Schritte der Strategie A vollzogen sind (Festlegung auf beobachtetes TeV-Gamma-Energiespektrum der extragalaktischen Quellen und Berechnung der Absorptionkoeffizienten nach der Wahl eines EHL-Spektrums), können die beobachteten TeV-Gamma-Spektren auf die Quellspektren korrigiert werden. In Abbildung 6.4 sind als Beispiel das gemessene und das so berechnete Spektrum von Markarian 501 dargestellt, wobei der EHL-Verlauf nach dem SAM mit Minimum bei $\lambda_2 = 15\text{ }\mu\text{m}$ und $\lambda F_{\lambda_2} = 5\text{ nW m}^{-2}\text{ sr}^{-1}$ gewählt wurde (Abbildung 6.3). Bei den Energien ab 10 TeV ist ein deutlicher Anstieg der Energiedichte im Quellspektrum zu sehen.

Die resultierenden Quellspektren werden nun auf ihre physikalische Plausibilität hin untersucht. Es wird angenommen, dass die Quellspektren der extragalaktischen TeV-Gamma-Quellen im Multi-TeV-Bereich eine konvexe Form haben (Guy *et al.*, 2000; Renault *et al.*, 2001). Diese konservative Annahme basiert auf der Vorstellung, dass es keinen naheliegenden physikalischen Prozess gibt, der nach dem Maximum der Invers-Compton-Streuung zum Anstieg der Energiedichte beitragen kann. Analog dazu wird bei den Modellen mit einem hadronischen Ursprung der TeV-Photonen vorhergesagt, dass die Energiedichte der TeV-Gamma-Strahlung spätestens ab einigen TeV konvex wird und abfällt. Obwohl ein Anstieg der Energiedichte in den Quellspektren ab einigen TeV bislang nicht

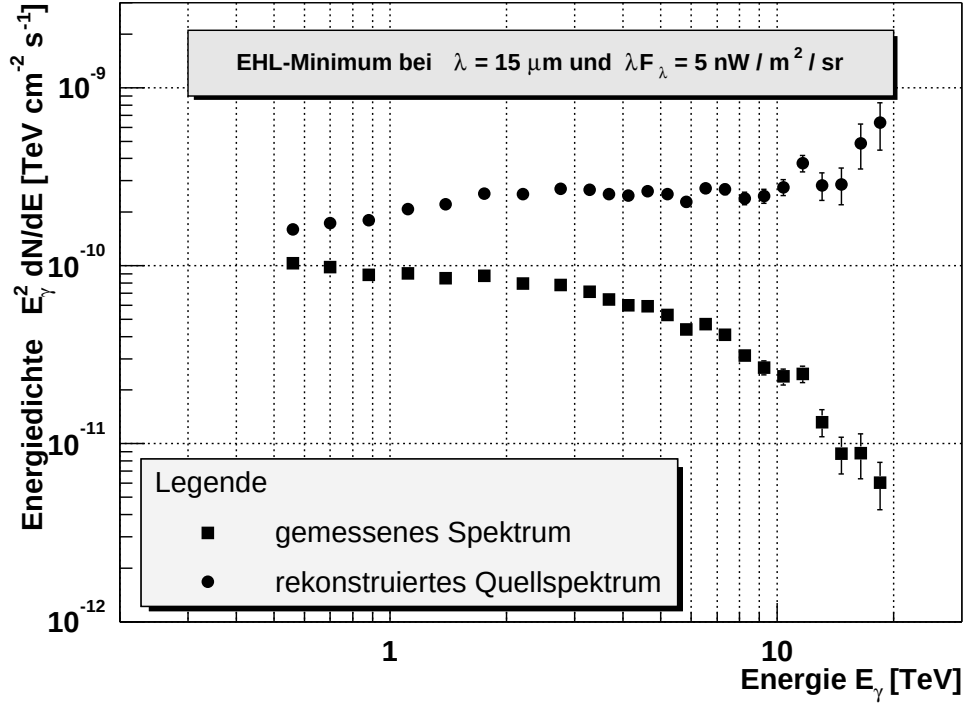


Abbildung 6.4: Das gemessene und korrigierte Energiespektrum von Markarian 501. Das EHL-Spektrum ist zum SAM-Verlauf (ohne „Hut“) mit dem Minimum bei $\lambda_2 = 15 \mu\text{m}$ und $\lambda F_{\lambda_2} = 5 \text{ nW m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ gewählt (Abbildung 6.3). Das resultierende Quellspektrum von Markarian 501 zeigt ab 10 TeV einen Anstieg der Energiedichte.

gänzlich ausgeschlossen werden kann, wie in Aharonian (2001) gezeigt wurde, bleibt dieses Szenario sehr unwahrscheinlich.

Um die konvexe Form des Quellspektrums zu quantifizieren, wird eine Parabel in der doppelt-logarithmischen Darstellung an das Quellspektrum angepasst:

$$\log_{10}\left(E^2 \frac{dN}{dE}\right) = \text{Const} + A \cdot \left(\log_{10}(E) - \log_{10}(E_{peak})\right)^2 \quad (6.1)$$

Dabei ist E_{peak} die Energie, bei der das Maximum der Energiedichte erreicht wird. Die Parabel stellt die einfachste Parametrisierung eines gekrümmten Verlaufes dar. Aus der Forderung nach der konvexen Form folgt, dass die zweite Ableitung des spektralen Verlaufes an jeder Stelle negativ ist:

$$\frac{d^2 \log_{10}(E^2 dN/dE)}{d(\log_{10}(E))^2} = A \leq 0 \quad (6.2)$$

Da nicht vorausgesetzt werden kann, dass der Höchstwert der spektralen Energiedichte bereits im gemessenen Energiebereich liegt, wird der Wert des Schei-

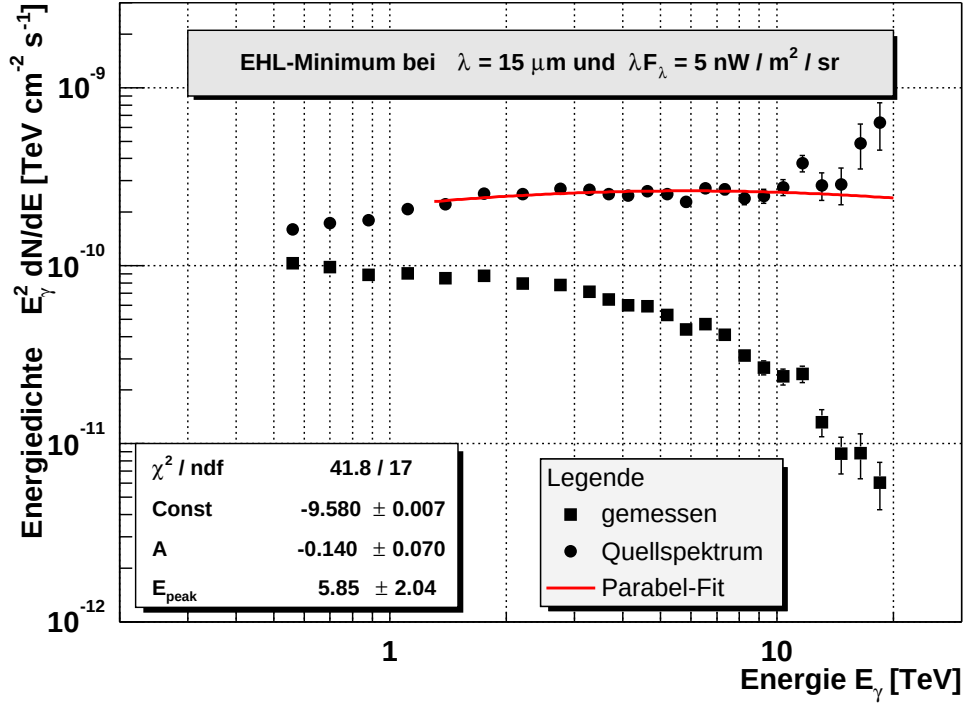


Abbildung 6.5: Das gemessene und korrigierte Energiespektrum von Markarian 501 wie in Abb 6.4. Das Quellspektrum wird im Bereich von 1.3 bis 20 TeV durch eine Parabel angepasst. Der Anstieg der Energiedichte bei den Energien ab 10 TeV spiegelt sich im hohen χ^2 -Wert der Anpassung wider.

telpunktes der Anpassung freigehalten. Ferner soll vermieden werden, dass das Spektrum eine symmetrische Form zu kleineren wie zu größeren Energien vom Maximum aus aufweist. Deswegen werden die niederenergetischen Daten (in der Regel kleiner als 1 TeV) von der Anpassung ausgeschlossen, wodurch der Anpassungsbereich etwa zwischen 1 und 20 TeV liegt.

Die Güte der Anpassung spiegelt sich im χ^2 -Wert pro Anzahl der Freiheitsgrade wider. In Abbildung 6.5 ist ein Beispiel der Methode dargestellt. Das dabei verwendete EHL-Spektrum ist identisch mit dem aus Abbildung 6.4. Der bereits in der letzteren Abbildung notierte Anstieg der Energiedichte bei den Energien ab 10 TeV wird nun durch den hohen χ^2 -Wert der Anpassung quantifiziert. Ein χ^2 -Wert in Abhängigkeit von der Anzahl der Freiheitsgrade entspricht einer Wahrscheinlichkeit, dass die Datenpunkte durch die Funktion (in diesem Fall eine Parabel) beschrieben werden (siehe z.B. Brandt (1992)). Im Beispiel in Abbildung 6.5 beträgt der χ^2 -Wert 41.8 bei 17 Freiheitsgraden, was einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 99.9% entspricht, dass die Parabel-Anpassung bei der Datenlage nicht zutrifft. Somit kann geschlossen werden, dass der angenommene

EHL-Verlauf (SAM mit Minimum bei $\lambda = 15 \mu\text{m}$ und $\lambda F_\lambda = 5 \text{ nW m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$) wegen eines unphysikalischen Anstieges in der Energiedichte des Quellspektrums unrealistisch ist.

6.5 Ergebnisse

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden drei verschiedene Untersuchungen durchgeführt. Die Ergebnisse der Ermittlung von oberen Grenzen auf die EHL-Dichte im Mittel-Infrarot-Bereich werden im folgenden Abschnitt vorgestellt. Die dabei hergeleiteten Einschränkungen auf die Höhe des Minimums sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Eine mögliche Einschränkung der EHL-Dichte im Nah-Infrarot-Bereich durch einen zu steilen Anstieg in den Quellspektren wird in Abschnitt 6.5.2 erläutert. Schließlich wird der Einfluss einer Berücksichtigung des Messwertes bei $60 \mu\text{m}$ aus Finkbeiner *et al.* (2000) in einem EHL-Verlauf auf die Quellspektren der BL Lac-Objekte in Abschnitt 6.5.3 erläutert.

6.5.1 Obere Grenzen auf das Minimum im Mittel-Infrarot-Bereich

Alle im folgenden Abschnitt angegebenen oberen Grenzen auf die Lage des Minimums im Tal des EHL-Verlaufes entsprechen einem Vertrauensniveau von 99%. Das bedeutet, dass das Minimum im Tal der EHL-Dichte mit einer Wahrscheinlichkeit von 99% unterhalb des angegebenen Energieflusswertes liegt. Im Folgenden werden die Ergebnisse der einzelnen BL Lac-Objekte vorgestellt.

Markarian 421: Die Analyse des Energiespektrums des BL Lac-Objektes Markarian 421 liefert Einschränkungen auf die Energiedichte des EHL. In Abbildung 6.6 sind die oberen Grenzen auf das Minimum der EHL-Energiedichte in Abhängigkeit von der Lage des Minimums auf der Wellenlängenachse dargestellt. Im Falle eines reinen SAM-Verlaufes kann die EHL-Dichte nur eingeschränkt werden, wenn sich das Minimum des Tales bei kürzeren Wellenlängen befindet als $\lambda \approx 10 \mu\text{m}$. Bei der Lage des Minimums bei $\lambda_1 = 6 \mu\text{m}$ liegt die Energiedichte an der Stelle des Minimums mit einer Wahrscheinlichkeit von 99% bei Werten kleiner als $\lambda F_{\lambda_1} = 3.31 \text{ nW m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. Im Falle eines SAM+„Hut“-Modelles (Abbildung 6.6, unten) kann die EHL-Dichte sowohl bei λ_1 als auch bei λ_2 eingeschränkt werden. Die zugehörigen oberen Grenzen sind $\lambda F_{\lambda_1} = 1.58 \text{ nW m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ bzw. $\lambda F_{\lambda_2} = 6.92 \text{ nW m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. Wenn sich das Minimum jedoch bei den Wellenlängen λ_3 oder λ_4 befindet, kann anhand der Methode keine Einschränkung auf die EHL-Dichte im mittel-infraroten Bereich unterhalb von $10 \text{ nW m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ hergeleitet werden, da in diesem Fall das rekonstruierte Quellspektrum von Markarian 421 keinen unphysikalischen Anstieg zu höheren Energien zeigt.

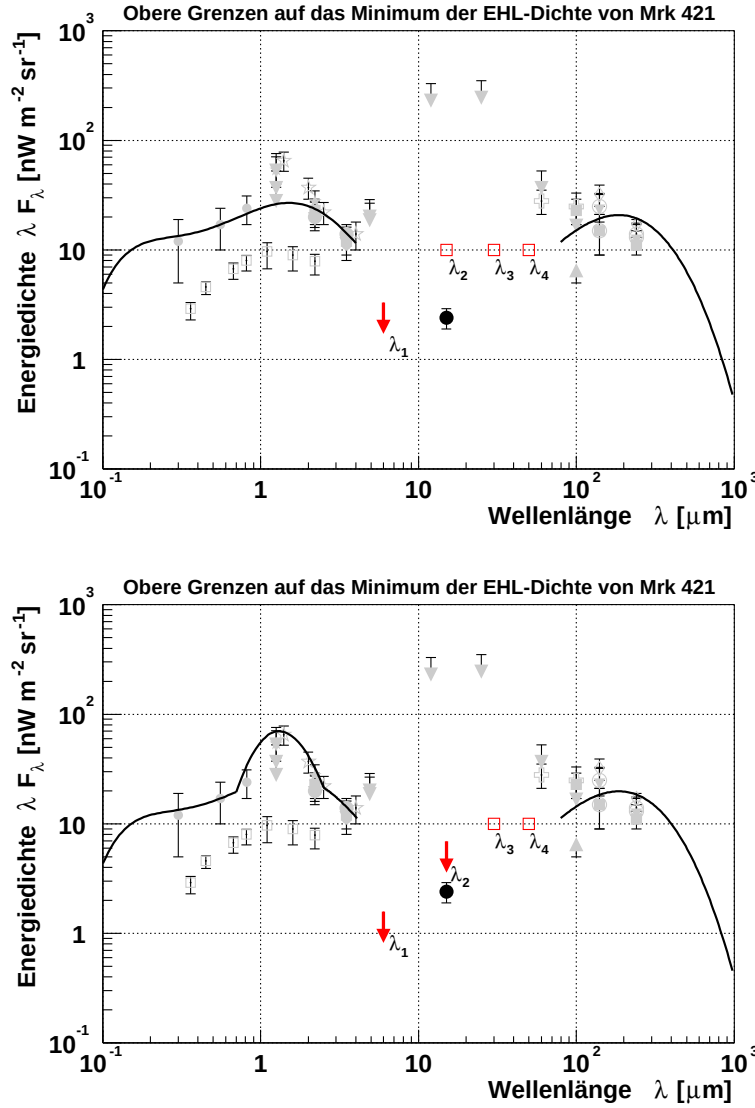


Abbildung 6.6: Die oberen Grenzen (durch dicke Pfeile dargestellt) auf das Minimum der EHL-Dichte aus der Analyse des Energiespektrums von Markarian 421. *Oben:* Der SAM-Verlauf beschreibt die Verteilung der EHL-Dichte. Wenn das Minimum der EHL-Dichte bei $\lambda_1 = 6 \mu\text{m}$ liegt, kann eine obere Grenze auf die EHL-Dichte bestimmt werden. Bei einem Minimum bei den Werten λ_2 , λ_3 oder λ_4 konnten keine oberen Grenzen unterhalb von $10 \text{ nW m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ bestimmt werden. *Unten:* Der SAM+„Hut“-Verlauf beschreibt die Verteilung der EHL-Dichte. Wenn das Minimum der EHL-Dichte bei λ_1 oder bei λ_2 liegt, kann eine obere Grenze auf die EHL-Dichte bestimmt werden.

Markarian 501: Das BLLac-Objekt Markarian 501 liefert die stärksten Einschränkungen der Energiedichte des EHL im Mittel-Infrarot-Bereich. Wie der

Abbildung 6.7 entnommen werden kann, werden bei allen vier angenommenen Werten für ein Minimum $\lambda_{1...4}$ obere Grenzen erhalten. Hinzu kommt, dass einige obere Grenzen (in Tabelle 6.1 mit einem Kreuz gekennzeichnet) mit der Messung bei $15\text{ }\mu\text{m}$ aus den tiefen Galaxienzählungen von Elbaz *et al.* (2002), die mit $(2.4 \pm 0.5)\text{ nW m}^{-2}\text{ sr}^{-1}$ eine strikte untere Grenze auf das EHL in diesem Wellenlängenbereich setzt, im Widerspruch stehen. So würden bei einem Minimum $\lambda_1 = 6\text{ }\mu\text{m}$ die durch die vorliegende Analyse erlaubte Täler sowohl beim SAM- als auch beim SAM+„Hut“-Verlauf unterhalb der Messung von Elbaz *et al.* (2002) bei $15\text{ }\mu\text{m}$ verlaufen.

Bei der Lage des EHL-Minimums bei $\lambda_2 = 15\text{ }\mu\text{m}$ liegt die untere Grenze von Elbaz *et al.* (2002) unter Annahme des SAM-Verlaufes auf dem gleichen Niveau wie die hier hergeleitete obere Grenze von $2.51\text{ nW m}^{-2}\text{ sr}^{-1}$, während unter Annahme des SAM+„Hut“-Verlaufes die hergeleitete obere Grenze bei $\lambda_2 = 15\text{ }\mu\text{m}$ mit $1.45\text{ nW m}^{-2}\text{ sr}^{-1}$ deutlich unterhalb der Messung von Elbaz *et al.* (2002) liegt.

Ein EHL-Minimum, das sich bei den Wellenlängen λ_3 oder λ_4 befindet, liefert deutliche Einschränkungen auf die Höhe des Minimums (Abbildung 6.7) und steht nicht im Widerspruch mit der Messung von Elbaz *et al.* (2002). Somit kann auch die Wellenlänge des Minimums eingeschränkt werden.

1ES 1959+650: Bei der Analyse des Energiespektrums des BL Lac-Objektes 1ES 1959+650 liefert die Methode keine Einschränkungen auf das Minimum des EHL-Verlaufes im Bereich von 0.1 bis $10\text{ nW m}^{-2}\text{ sr}^{-1}$. Dieses Ergebnis gilt sowohl für den SAM- als auch für den SAM+„Hut“-Verlauf und war zu erwarten, da die Absorptionskoeffizienten im Bereich von 2 bis 8 TeV (fast der gesamte Energiebereich des 1ES1959-Spektrums) nahezu konstant sind, wenn der Verlauf der EHL-Dichte die angenommene Struktur mit zwei Maxima und einem Minimum dazwischen hat (Aharonian *et al.* (1999b), siehe Abbildungen 5.4 und 5.5). Dies führt dazu, dass sich die Form des rekonstruierten Quellspektrums von der Form des gemessenen Spektrums nicht wesentlich unterscheidet, weswegen Einschränkungen auf das Minimum im Tal der EHL-Dichte nicht möglich sind. Die großen statistischen Fehler im Energiespektrum von 1ES 1959+650 stellen einen weiteren Grund dafür dar, dass keine oberen Grenzen auf das Minimum der EHL-Dichte abgeleitet werden.

H 1426+428: Das Energiespektrum von H 1426+428 reicht bis 10 TeV und liefert deutliche Einschränkungen auf die Höhe des Minimums der EHL-Dichte bei allen vier Wellenlängen $\lambda_{1...4}$, ohne im Widerspruch mit dem Ergebnis von Elbaz *et al.* (2002) zu stehen. In Abbildung 6.8 sind die oberen Grenzen in Abhängigkeit der Wellenlänge des Minimums dargestellt. Die Einschränkungen sind bei dem SAM-Verlauf stärker als bei dem SAM+„Hut“-Verlauf, denn der „Hut“ sorgt für höhere rekonstruierte Flüsse im niederenergetischen Teil des Spektrums, was

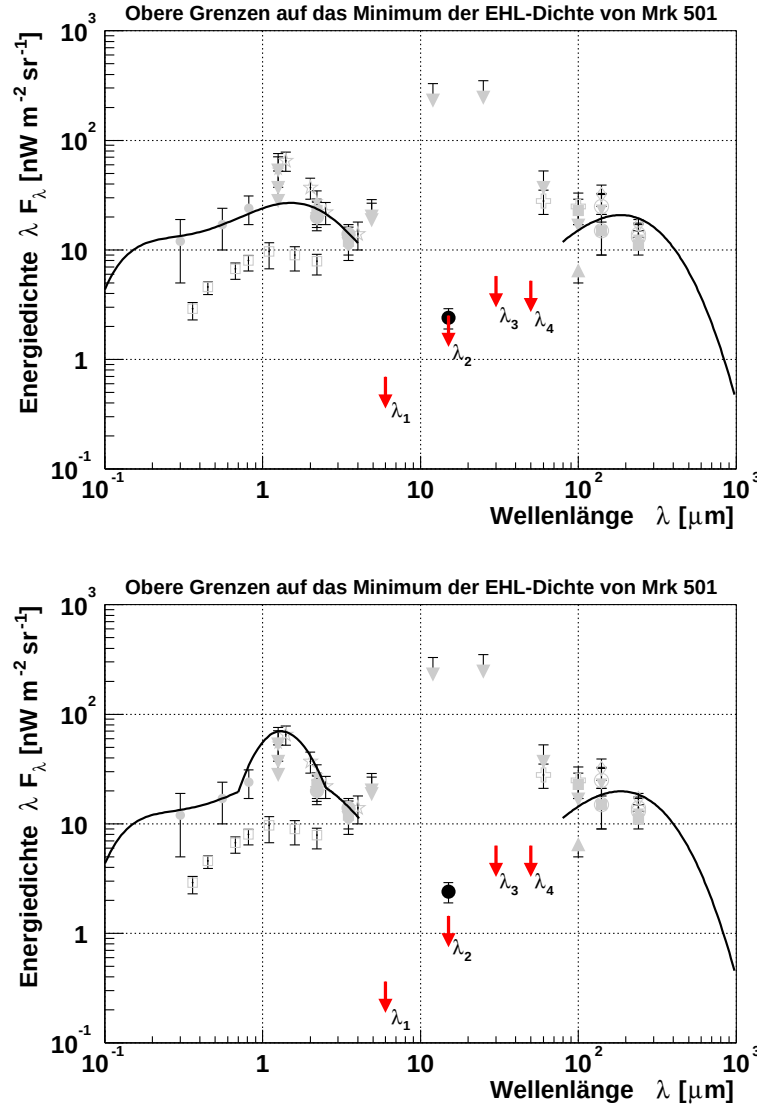


Abbildung 6.7: Die oberen Grenzen auf das Minimum der EHL-Dichte aus der Analyse des Energiespektrums von Markarian 501. Für alle gewählten Möglichkeiten λ_1 , λ_2 , λ_3 und λ_4 kann eine obere Grenze auf die EHL-Dichte bestimmt werden. *Oben:* Der EHL-Verlauf im Nah-Infrarot-Bereich ist das SAM. Die errechnete obere Grenze im Falle eines Minimums bei λ_1 ist im Konflikt mit der unteren Grenze bei 15 μm von [Elbaz et al. \(2002\)](#). *Unten:* Der EHL-Verlauf im Nah-Infrarot-Bereich ist das SAM+„Hut“. Die errechneten oberen Grenzen im Falle eines Minimums bei λ_1 oder λ_2 stehen ebenfalls im Widerspruch zum Ergebnis von [Elbaz et al. \(2002\)](#).

ebenfalls höhere Energieflüsse im hochenergetischen Bereich des Spektrums erlaubt.

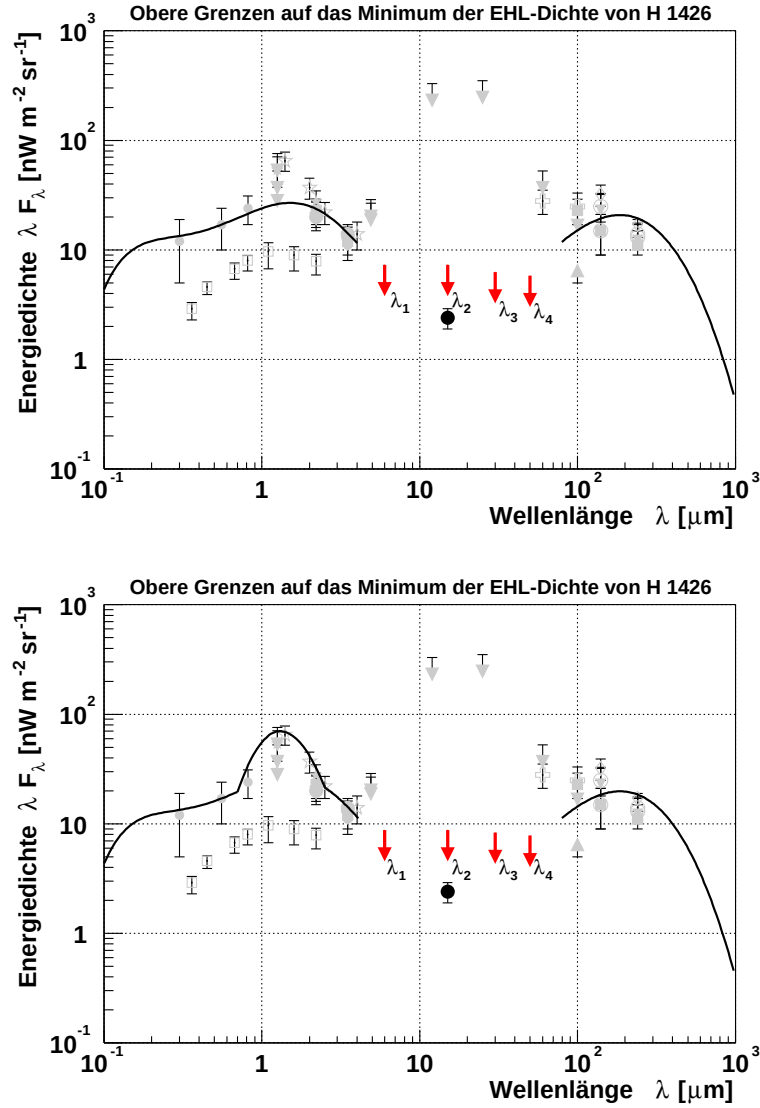


Abbildung 6.8: Die oberen Grenzen auf das Minimum der EHL-Dichte aus der Analyse des Energiespektrums von H 1426+428. *Oben:* Der EHL-Verlauf im Nah-Infrarot-Bereich ist das SAM. *Unten:* Der EHL-Verlauf im Nah-Infrarot-Bereich ist das SAM + „Hut“. Für alle vier Wellenlängen λ_1 , λ_2 , λ_3 und λ_4 kann eine obere Grenze auf die EHL-Dichte unterhalb von $10 \text{ nW m}^{-2} \text{sr}^{-1}$ bestimmt werden.

Zusammenfassung der oberen Grenzen im Mittel-Infrarot-Bereich: Die Ergebnisse der Einschränkung der Energiedichte des EHL im Mittel-Infrarot-Bereich sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Die Wellenlänge des Minimums im Tal in der Energiedichte des EHL wurde, wie beschrieben in vier Schritten, zwischen 6 und $50 \mu\text{m}$ und die Höhe des Minimums zwischen 0.1 und $10 \text{ nW m}^{-2} \text{sr}^{-1}$ variiert. Für die verschiedenen EHL-Verläufe wurden die Absorptionskoeffizien-

	Obere Grenzen (99% cl) auf die EHL-Dichte SAM+„HUT“-Verlauf [$\text{nWm}^{-2}\text{sr}^{-1}$]			
Minimum bei	Mrk 421	Mrk 501	1ES 1959	H 1426
6 μm	1.58*	0.36[†]	—	8.8
15 μm	6.92	1.45[†]	—	8.8
30 μm	—	6.31	—	8.3
50 μm	—	6.31	—	7.8

	Obere Grenzen (99% cl) auf die EHL-Dichte SAM-Verlauf [$\text{nWm}^{-2}\text{sr}^{-1}$]			
Minimum bei	Mrk 421	Mrk 501	1ES 1959	H 1426
6 μm	3.31	0.69[†]	—	7.3
15 μm	—	2.51*	—	7.3
30 μm	—	5.75	—	6.3
50 μm	—	5.25	—	5.8

Tabelle 6.1: Zusammenfassung der oberen Grenzen auf das Minimum der EHL-Energiedichte im Mittel-Infrarot-Bereich. Die Quellspektren von vier verschiedenen BL Lac-Objekten wurden unter Annahme eines Minimums in der EHL-Dichte bei vier verschiedenen Wellenlängen untersucht. Fett sind die stärksten oberen Grenzen gekennzeichnet. Mit einem Kreuz sind die Ergebnisse gekennzeichnet, die im Widerspruch mit der unteren Grenze aus [Elbaz et al. \(2002\)](#) stehen. Die oberen Grenzen, die solche EHL-Verläufe erlauben, welche auf dem Niveau der unteren Grenze aus [Elbaz et al. \(2002\)](#) bei 15 μm verlaufen oder tiefer liegen, sind mit einem Sternchen gekennzeichnet und als unwahrscheinlich einzustufen.

ten der vier BL Lac-Objekte berechnet und die gemessenen Energiespektren auf die Quellspektren korrigiert. Mit der Annahme, dass die Quellspektren bis zu den höchsten gemessenen Energien konvex bleiben sollen, konnten obere Grenzen auf die Lage des Minimums in der EHL-Dichte bestimmt werden. Dank der hohen Statistik und großen Reichweite (bis 20 TeV) im Energiespektrum von Markarian 501 konnten die größten Einschränkungen anhand dieser Daten hergeleitet werden (fette Zahlen in Tabelle 6.1), die weit unter den oberen Grenzen aus den direkten Messungen liegen. Die Ergebnisse von Markarian 421 bestätigen im Wesentlichen diese oberen Grenzen, wobei die niedrige Statistik bei den hohen Energien und insgesamt ein weicherer Spektrum als das von Markarian 501 es nicht erlauben, striktere obere Grenzen zu bestimmen. Das bislang entfernteste gemessene BL Lac-Objekt H 1426+428 schränkt die Lage des Minimums der EHL-Dichte ebenfalls ein. Die oberen Grenzen aus der Analyse dieses TeV-Spektrums liegen jedoch oberhalb derer von Markarian 501. Anhand des Energiespektrums von 1ES 1959+650 konnten keine Einschränkungen bestimmt werden. Bei einem genauer gemessenen Spektrum, das sich über einen größeren Energiebereich erstreckt, sind präzise Einschränkungen der EHL-Dichte zu erwarten. Die beiden

Experimente in der nördlichen Hemisphäre – MAGIC und VERITAS – werden in einer nahen Zukunft in der Lage sein, H 1426+428 sowie 1ES 1959+650 ausgiebig zu vermessen.

Ein weiteres Ergebnis ist, dass sich eine Lage des Minimums bei den Wellenlängen $\lambda < 15 \mu\text{m}$ als sehr unwahrscheinlich erwiesen hat. Die oberen Grenzen, die vor allem aus dem rekonstruierten Quellspektrum von Markarian 501 abgeleitet wurden, stehen zum Teil im Widerspruch mit der unteren Grenze bei $\lambda = 15 \mu\text{m}$ aus [Elbaz *et al.* \(2002\)](#) (in Tabelle 6.1 mit einem Kreuz gekennzeichnet) oder können zum Teil als unwahrscheinlich (mit einem Sternchen gekennzeichnet) interpretiert werden. Der Grund dafür ist, dass die abgeleiteten oberen Grenzen bei den Wellenlängen $\lambda \leq 15 \mu\text{m}$ nur solche EHL-Verläufe erlauben, die unterhalb oder auf demselben Niveau verlaufen wie die strikte untere Grenze des EHL bei $15 \mu\text{m}$.

Anhand der vorgestellten Methode war es nicht möglich, eine Entscheidung darüber zu treffen, ob der „Hut“ im EHL-Verlauf favorisiert werden sollte oder sich als unwahrscheinlich erweist. Dies ist nicht weiter überraschend, denn die oben beschriebene Methode konzentrierte sich auf das hochenergetische Ende der TeV-Gamma-Spektren, der „Hut“ jedoch beeinflusst die Absorption vor allem bei Energien um 1 TeV. Eine weitere Möglichkeit, die Existenz des „Hutes“ zu testen, wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

6.5.2 Mögliche Einschränkung durch den niederenergetischen Teil der TeV-Gamma-Spektren

Ein weiteres mögliches Kriterium der Einschränkung der EHL-Dichte kann aus dem niederenergetischen Teil der gemessenen TeV-Gamma-Spektren hergeleitet werden. Der Anstieg der Energiedichte in den Quellspektren bis zu einem Maximum kann sowohl in den Modellen der leptonischen als auch der hadronischen Erzeugung der TeV-Photonen nicht beliebig steil werden. Während in den SSC-Modellen ein Verlauf des Spektrums mit

$$E^2 \frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha} \quad (6.3)$$

mit dem Spektralindex $\alpha \approx -0.5$ erwartet wird² (L. Costamante, private Kommunikation), beträgt der Spektralindex für ein Photonspektrum aus dem Pionzerfall in der Nähe des Maximums den Wert $\alpha \approx -1$ ([Pohl, 2002](#)).

Eine Möglichkeit, die korrigierten Quellspektren im Hinblick auf den Anstieg im niederenergetischen Teil zu untersuchen, wird im Folgenden beschrieben. Die Untersuchung erfolgt in zwei Schritten. Zunächst werden die Quellspektren mit einer geeigneten Form der analytischen Anpassung parametrisiert, sodass im niederenergetischen Bereich die Datenpunkte durch die Gleichung 6.3 beschrieben

² unter Annahme eines Elektronspektrums $F_\nu \propto \nu^{-\alpha_{el}}$ mit einem Spektralindex $\alpha_{el} \approx 2$, wobei es gilt $\alpha = \frac{\alpha_{el}-1}{2} - 1$

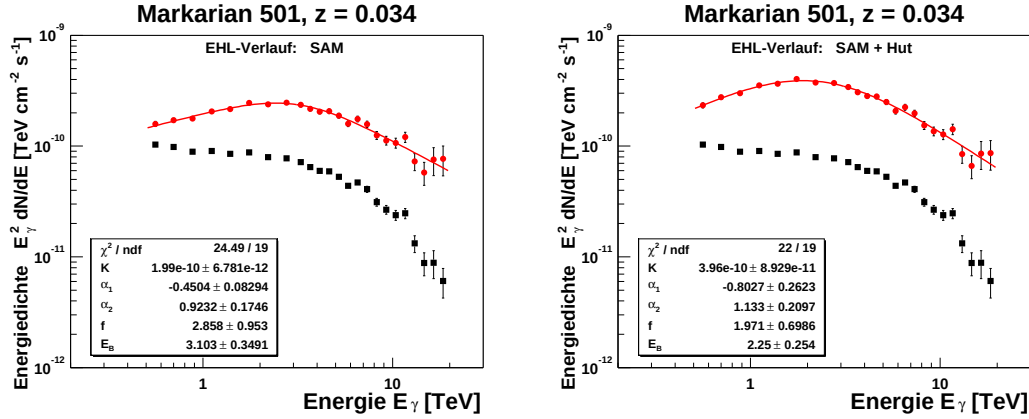


Abbildung 6.9: Die korrigierten Quellspektren von Markarian 501 (runde Punkte) werden analytisch mit Gleichung 6.4 angepasst (durchgezogene Linie). Links liegt der Absorption der TeV-Photonen der SAM-Verlauf des EHL zu Grunde, rechts der SAM+„Hut“-Verlauf. Zusätzlich ist das gemessene Energiespektrum (Quadrate) eingezeichnet.

werden. Aus der Anpassung wird dann im zweiten Schritt der Spektralindex der Anpassung mit den theoretisch erwarteten Werten (s.o.) verglichen.

Die Parametrisierung des gekrümmten Verlaufes der Quellspektren erfolgt im Rahmen dieser Arbeit in der Form (siehe z.B. [Fossati et al. \(2000\)](#)):

$$E^2 \frac{dN}{dE} = K E^{-\alpha_1} \left(1 + \left(\frac{E}{E_B} \right)^f \right)^{(\alpha_1 - \alpha_2)/f} \quad (6.4)$$

Ein Spektrum dieser Form ändert seinen Spektralindex von α_1 zu α_2 , während die Energie durch eine kritische Energie E_B erhöht wird. Der Parameter f beschreibt die „Schnelligkeit“ der Änderung des Spektralindex mit der Energie und K ist eine Normierungskonstante. Somit findet ein „weicher“ Übergang aus einem Potenzgesetz mit einem Spektralindex α_1 zu einem Potenzgesetz mit einem Index α_2 statt.

Die Quellspektren aller vier Blazare wurden daraufhin untersucht, wobei eine besondere Bedeutung dem „Hut“ im EHL-Verlauf zugewiesen werden muss, denn eine höhere Energiedichte zwischen 0.7 und $2.5 \mu\text{m}$ sorgt für eine Art „Anhebung“ der rekonstruierten Quellspektren im niederenergetischen Bereich hauptsächlich zwischen 1 und 3 TeV . Da der Verlauf der EHL-Dichte im mittel- und ferninfraroten Bereich keinen nennenswerten Einfluss auf die Absorption in diesem TeV-Energiebereich hat, wurde das Minimum auf favorisierte Werte $\lambda = 30 \mu\text{m}$ und $\lambda F_\lambda = 2.3 \text{ nW m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ gesetzt.

Die Energiespektren von Markarian 421 und 1ES 1959+650 wurden erst ab ca. 1 TeV gemessen, und die rekonstruierten Quellspektren scheinen sich auf dem abfallenden Ast der spektralen Energieverteilung zu befinden. Somit führt die „Anhebung“ durch den „Hut“ lediglich zu einem steiler abfallenden Verlauf im

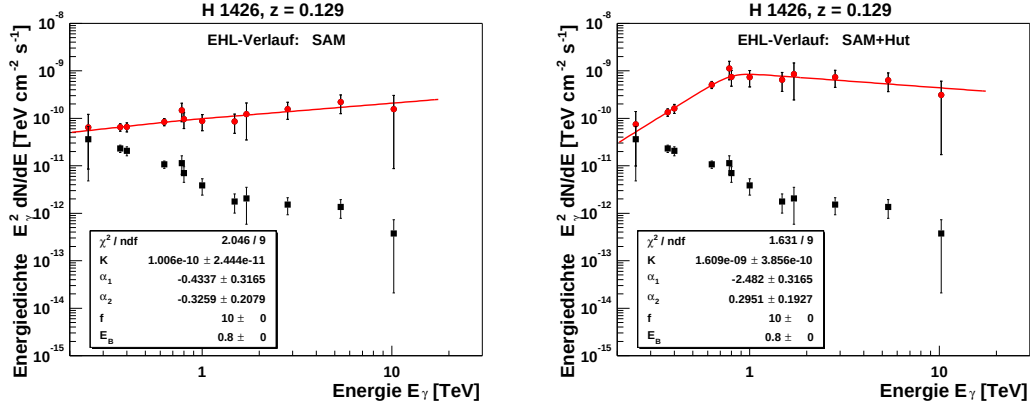


Abbildung 6.10: Die korrigierten Quellspektren von H 1426+428 (runde Punkte) werden analytisch mit Gleichung 6.4 angepasst (durchgezogene Linie). Links liegt der Absorption der TeV-Photonen der SAM-Verlauf des EHL zu Grunde, rechts der SAM+„Hut“-Verlauf. Zusätzlich ist das gemessene Energiespektrum (Quadrate) eingezeichnet.

hochenergetischen Bereich dieser Objekte, wodurch sich keine kritischen Spektrallindizes ergeben.

Markarian 501: Das gemessene Energiespektrum von Markarian 501 beginnt bereits bei etwa 0.5 TeV, sodass die „Anhebung“ durch den „Hut“ die niedrigsten Energiebins des Spektrums nicht beeinflusst. In Abbildung 6.9 sind die korrigierten und nach Gleichung 6.4 angepassten Quellspektren für zwei unterschiedliche EHL-Verläufe (links: SAM, rechts: SAM+„Hut“) zusammen mit dem gemessenen Spektrum von Markarian 501 dargestellt. Im Falle des SAM+„Hut“-Verlaufes resultiert ein Spektralindex für die Steigung des Spektrums im niederenergetischen Bereich $\alpha_1 = -0.80 \pm 0.26$. Dieser Wert ist kleiner als der theoretisch vorhergesagte ($\alpha_1^{\text{theor}} \approx -0.5$), befindet sich jedoch im 2σ -Fehlerbereich. Unter der Annahme des SAM-Verlaufes der EHL-Dichte erhält man den Spektralindex $\alpha_1 = -0.45 \pm 0.08$, was innerhalb des zugelassenen Bereiches der theoretischen Werte liegt.

H 1426+428: Aufgrund der niedrigen Statistik wurden bei der Analyse des Quellspektrums von H 1426+428 zwei Parameter der Gleichung 6.4 auf vernünftigen Werten festgehalten: $f = 10.0$ und $E_B = 0.8$. Die Ergebnisse der Untersuchung des Quellspektrums von H 1426+428 zeigen einen starken Unterschied in den rekonstruierten Quellspektren zwischen den gewählten EHL-Verläufen SAM und SAM+„Hut“. Der Grund dafür ist einerseits das aus HEGRA-, Whipple- und CAT-Daten kombinierte Energiespektrum, das bereits bei 0.25 TeV beginnt, und andererseits die große Entfernung von H 1426+428. Die rekonstruierten Verläufe der Quellspektren, ausgehend von dem zugehörigen EHL-Verlauf (links: SAM, rechts: SAM+„Hut“), sind in Abbildung 6.10 zu sehen. Eine Anpassung der ana-

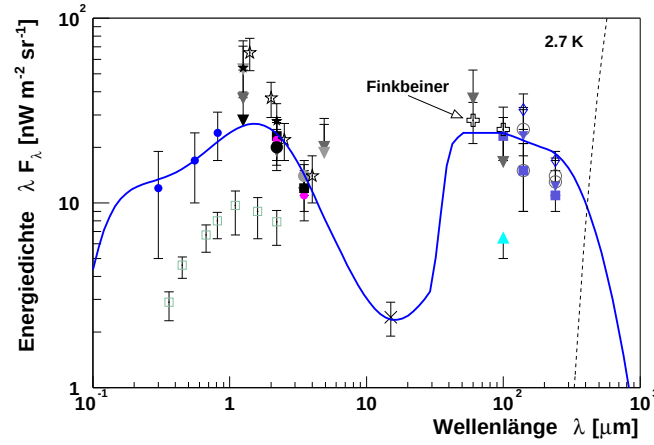


Abbildung 6.11: Ein Verlauf der Energiedichte des EHL, der die Messung von Finkbeiner *et al.* (2000) bei 60 und 100 μm (schwarze Kreuze) berücksichtigt.

lytischen Form aus Gleichung 6.4 liefert bei dem SAM+„Hut“-Verlauf einen Spektralindex $\alpha_1 = -2.48 \pm 0.32$, während bei einem SAM-Verlauf $\alpha_1 = -0.43 \pm 0.32$ resultiert. Demnach ist der Anstieg im Quellspektrum von H 1426+428 unter Annahme des SAM+„Hut“-Verlaufes der EHL-Dichte deutlich zu steil im Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen. Zusätzlich ist eine Abflachung im Quellspektrum ab Energien von etwa 0.9 TeV zu erkennen, was sich auch im Spektralindex für den hochenergetischen Bereich widerspiegelt: $\alpha_2 = 0.30 \pm 0.19$. Die Statistik ist jedoch zu gering, um eine Art Maximum im Quellspektrum (zwischen 0.8 und 2 TeV) zu behaupten. Die Annahme des SAM-Verlaufes des EHL führt dagegen nicht zum Widerspruch mit den theoretischen Vorhersagen und liefert einen kontinuierlichen Anstieg des Energiespektrums bis zu den höchsten gemessenen Energien von 10 TeV, sodass ein Maximum der Energieverteilung erst bei höheren Energien als 10 TeV wahrscheinlich ist.

6.5.3 EHL-Verlauf mit Berücksichtigung der 60 μm -Messung

Die Veröffentlichung der Analyse der DIRBE-Daten von Finkbeiner *et al.* (2000) führte zu der sogenannten „TeV-Krise“. Was wird darunter verstanden? Aus der relativ hohen Energiedichte des EHL bei 60 μm , die Finkbeiner *et al.* (2000) zu $(28.1 \pm 7) \text{ nW m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ bestimmt haben, ergeben sich große optische Tiefen für die extragalaktischen TeV-Photonen mit Energien größer als 10 TeV. Ein EHL-Verlauf, der die Messungen von Finkbeiner *et al.* (2000) berücksichtigt, ist in Abbildung 6.11 dargestellt. Es wurde ein steiler Anstieg in dem EHL-Verlauf zwischen den Wellenlängen 30 und 60 μm gewählt, um möglichst ausschließlich den Einfluss der 60 μm -Messung zu untersuchen. Ausgehend von diesem Verlauf können die optischen Tiefen für die TeV-Photonen der vier untersuchten BL Lac-

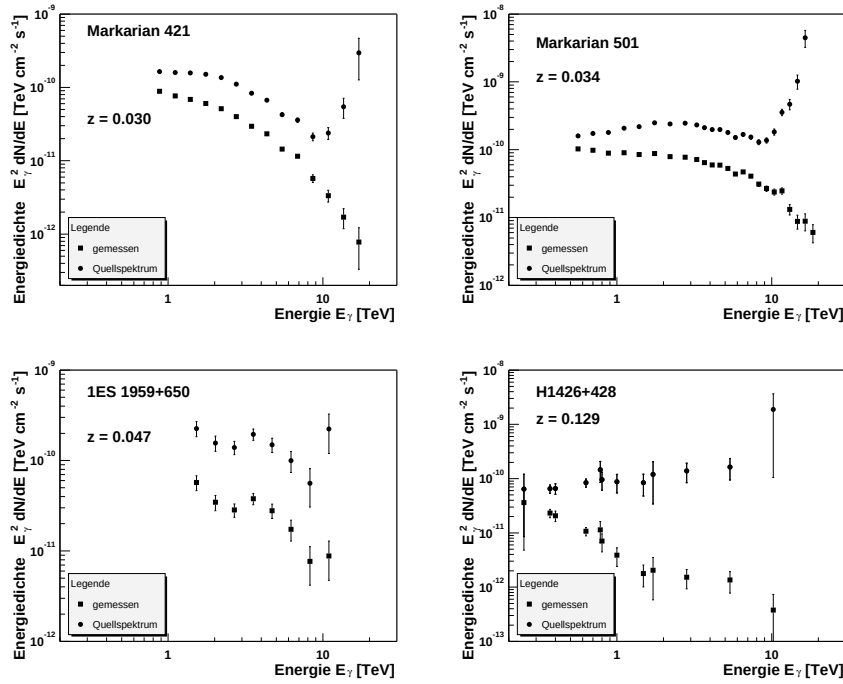


Abbildung 6.12: Die gemessenen und die korrigierten spektralen Energieverteilungen der vier untersuchten BL Lac-Objekte: Markarian 421 ($z = 0.030$), Markarian 501 ($z = 0.034$), 1ES 1959+650 ($z = 0.047$) und H 1426+428 ($z = 0.129$). Der der Absorption zugrundeliegende EHL-Verlauf ist in Abbildung 6.11 gezeigt und berücksichtigt den Messwert bei $60 \mu\text{m}$ von Finkbeiner *et al.* (2000). In den rekonstruierten Quellspektren der beiden Markarian-Objekte ist die „TeV-Krise“ deutlich zu sehen.

Objekte berechnet werden. Mit den so bestimmten Absorptionskoeffizienten werden die gemessenen Energieflüsse nach oben korrigiert. Die erhaltenen Quellspektren zusammen mit den gemessenen Energiespektren der vier Blazare sind in Abbildung 6.12 zu sehen. Die beiden Markarian-Objekte zeigen einen deutlichen konkaven Anstieg im Energiespektrum ab Energien von etwa 10 TeV. Dieser Anstieg widerspricht den gewöhnlichen Erzeugungsmodellen der TeV-Gamma-Strahlung und wird mit dem Begriff „TeV-Krise“ bezeichnet (siehe z.B. Finkbeiner *et al.* (2000); Protheroe & Meyer (2000)). Die Spektren der beiden weiter von uns entfernten Objekten 1ES 1959+650 und H 1426+428 wurden lediglich bis 10 TeV gemessen, sodass der schwer zu erklärende Anstieg in den Quellspektren nur angedeutet wird.

Es wurden mehrere Versuche unternommen, den konkaven Anstieg im Quellspektrum von Markarian 501 zu erklären (Harwit *et al.*, 1999; Protheroe & Meyer, 2000; Aharonian, 2001), jedoch wird inzwischen mehr der extragalaktische Ursprung der $60 \mu\text{m}$ -Messung von Finkbeiner *et al.* (2000), unter anderem auch von den Autoren selbst (Finkbeiner *et al.*, 2001), angezweifelt. Die neusten Er-

gebnisse der DIRBE-Daten von [Wright \(2003\)](#) liefern bei $60\,\mu\text{m}$ einen Wert von $(-8 \pm 14)\,\text{nW m}^{-2}\text{sr}^{-1}$, was mit dem in dieser Arbeit verwendeten SAM-Verlauf des EHL gut übereinstimmt und nicht zu einer „TeV-Krise“ führt.

6.6 Diskussion

EHL-Minimum: Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Methode zur Einschränkung des Minimums im mittel-infraroten Bereich der EHL-Dichte liefert obere Grenzen auf die Energiedichte an der Stelle des Minimums in Abhängigkeit seiner Wellenlänge. Die zugrundeliegende Annahme über einen konvexen Verlauf der TeV-Gamma-Spektren der extragalaktischen Emitter sind konservativ und plausibel. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.1 auf Seite 67 zusammengefasst. Ein Vorteil dieser Methode ist die Möglichkeit, das Vertrauensniveau der oberen Grenzen anzugeben, indem der χ^2 -Wert der parabolischen Anpassung an die Quellspektren der TeV-Gamma-Emitter betrachtet wird.

Die stärksten Einschränkungen (die niedrigsten oberen Grenzen) konnten aus dem Energiespektrum des BL Lac-Objektes Markarian 501 ($z = 0.034$) gewonnen werden. Die oberen Grenzen aus dieser Analyse sind niedriger als die stärksten bislang veröffentlichten Grenzen von [Renault *et al.* \(2001\)](#), die auf ähnlichen Annahmen beruhen. Die anderen drei untersuchten AGN-Objekte Markarian 421 ($z = 0.030$), 1ES 1959+650 ($z = 0.047$) und H 1426+428 ($z = 0.129$) liefern teilweise eigene obere Grenzen auf die EHL-Dichte im Mittel-Infrarot-Bereich und sind dabei in einer guten Übereinstimmung mit den oberen Grenzen, die aus den Daten von Markarian 501 hergeleitet worden sind. Ausgehend von den hier bestimmten oberen Grenzen auf das Minimum der EHL-Dichte und dem Ergebnis aus den Galaxienzählungen bei $15\,\mu\text{m}$ von [Elbaz *et al.* \(2002\)](#) kann geschlossen werden, dass sich das Minimum bei einer Wellenlänge $\lambda \geq 15\,\mu\text{m}$ befindet.

Einfluss des „Hutes“ bei $\approx 1\,\mu\text{m}$: Ein Versuch, die Energiedichte des EHL im Nah-Infrarot einzugrenzen, beschränkte sich auf der Betrachtung zweier unterschiedlicher EHL-Verläufe: SAM und SAM+„Hut“. Die korrigierten Quellspektren der TeV-Gamma-Emitter wurden im Hinblick auf den Spektralindex im niederenergetischen Bereich der Quellspektren analysiert. Während sich die Quellspektren von Markarian 421 und 1ES 1959+650 auf dem abfallenden Ast der Energieverteilung zu befinden scheinen, zeigen Markarian 501 und H 1426+428 einen deutlichen Anstieg bei Energien unterhalb von 2 bzw. 1 TeV. Der Vergleich der ermittelten Steigungen mit den theoretischen Vorhersagen für das SSC-Modell zur Erzeugung von TeV-Gamma-Strahlung $\alpha_1^{theor} \approx -0.5$ liefert bei dem Spektrum von Markarian 501 eine gute Übereinstimmung bei dem SAM-Verlauf der EHL-Dichte. Unter Annahme des SAM+„Hut“-Verlaufes sinkt der ermittelte Spektralindex auf den Wert $\alpha_1 = -0.80 \pm 0.26$, was etwa 1.5σ unterhalb des theoretisch möglichen Wertes liegt. Werden jedoch die systematischen Feh-

ler im Energiespektrum von Markarian 501 beachtet (Aharonian *et al.*, 2001b), steigt die Unsicherheit bei der Bestimmung des Spektralindex α_1 , und somit entkräftet sich der Widerspruch mit den theoretischen Vorhersagen. Der Fall von H 1426+428 zeigt viel größere Unterschiede zwischen der Annahme des SAM- und SAM+„Hut“-Verlaufes. Während der SAM-Verlauf des EHL zu einem kontinuierlich steigenden Quellspektrum führt, und somit ein Maximum in der Energieverteilung bei Energien größer als 10 TeV verursacht, erhält man unter Annahme des SAM+„Hut“-Verlaufes ein bis etwa 1 TeV steil steigendes Quellspektrum, das zu den höheren Energien abflacht oder gar abfällt. Die hohe Steigung im Bereich 0.25 bis 1 TeV, die zu $\alpha_1 = -2.48 \pm 0.32$ ermittelt wurde, widerspricht den theoretischen Erwartungen für eine Erzeugung der TeV-Photonen. Bei einer genaueren Betrachtung des Quellspektrums wird jedoch deutlich, dass die Steilheit des Spektrums an nur zwei Spektralpunkten in der Nähe von 4 TeV festgemacht wird. Der eine Punkt stammt aus den Messungen des CAT-, der andere aus den Messungen des Whipple-Teleskopes. Trotz einer hohen Signifikanz sind die systematischen Unsicherheiten in der Analyse aller Cherenkov-Teleskope relativ hoch (bis 20%). Ein weiterer Grund für den zu steilen Verlauf kann darin liegen, dass die Daten aus verschiedenen Zeiträumen stammen, sodass eine Schwankung im Energiefluss wie bei jedem anderen bislang beobachteten BL Lac-Objekt einen Faktor 2 betragen kann. Die großen Unsicherheiten in der absoluten Energiebestimmung der gemessenen Daten sind das stärkste Argument dafür, wieso kombinierte Energiespektren bisher so wenig untersucht wurden und Aussagen, die aufgrund solcher Spektren getroffen werden, relativiert werden müssen. Schließlich kann bislang nicht ausgeschlossen werden, dass bei einem besseren Verständnis der Erzeugungsmechanismen der TeV-Photonen auch so steile Anstiege in den Quellspektren möglich sind. Die oben genannten Gründe sprechen dagegen, dass der EHL-Verlauf mit „Hut“ ausgeschlossen wird. Es ist jedoch wahrscheinlich, dass sowohl die Größe als auch die Form einer möglichen zusätzlichen Struktur im Nah-Infrarot-Bereich von den hier verwendeten abweichen. Wenn der „Hut“ nicht vorhanden ist oder seine Größe sehr gering ist, setzt dies Einschränkungen auf Existenz und Emissionseigenschaften der „Population III“-Sterne. Da diese Sterne die kosmologischen Modelle der Galaxienentstehung und -entwicklung einschränken, bekommen weitere Untersuchungen der gemessenen TeV-Spektren im Energiebereich von 0.3 bis 3 TeV eine wichtige kosmologische Bedeutung.

EHL-Messung bei 60 μm : Eine Berücksichtigung der 60 μm -Messung von Finkbeiner *et al.* (2000) führt zur „TeV-Krise“ in den Quellspektren der beiden Markarian-Objekte. In den Quellspektren von 1ES 1959+650 und H 1426+428 wird die „TeV-Krise“ ebenfalls angedeutet. Eine neuere Analyse der DIRBE-Daten von Wright (2003), in der unter anderem ein verbessertes Modell für die Emission des Zodiakallichtes verwendet wurde, untermauert die Vermutung, dass die 60 μm -Messung von Finkbeiner *et al.* (2000) teilweise galaktischen Ursprung

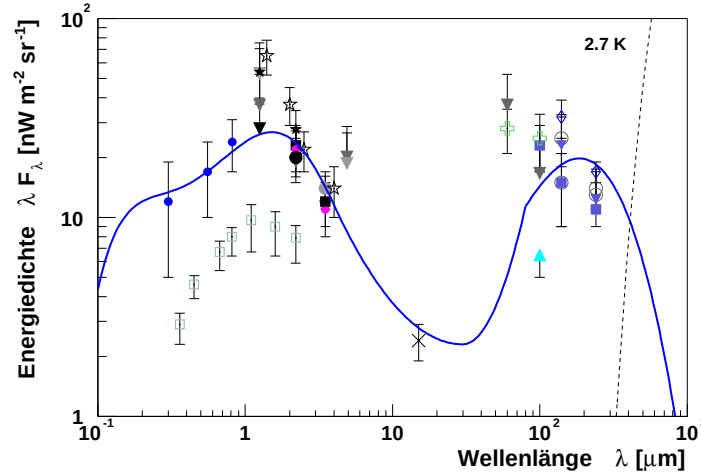


Abbildung 6.13: Ein möglicher Verlauf der Energiedichte des EHL, ohne „Hut“ und einem Minimum bei $\lambda = 30 \mu\text{m}$ und $\lambda F_\lambda = 2.3 \text{ nW m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$.

hat und somit nicht zu einer reinen EHL-Messung gehört.

Möglicher EHL-Verlauf: In Abbildung 6.13 ist ein möglicher Verlauf der EHL-Dichte dargestellt. Das Minimum im Mittel-Infrarot-Bereich wurde auf $\lambda = 30 \mu\text{m}$ und $\lambda F_\lambda = 2.3 \text{ nW m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ gesetzt. Im Nah-Infrarot-Bereich wurde der Verlauf ohne eine zusätzliche Struktur („Hut“) gewählt. Die aus diesem EHL-Verlauf resultierenden Quellspektren der vier BL Lac-Objekte sind in Abbildung 6.14 zusammen mit den gemessenen Energiespektren zu sehen. Die durchgezogenen Linien zeigen die Anpassung der Datenpunkte der Quellspektren nach Gleichung 6.4. Abweichend davon wurde mangels Statistik das Quellspektrum von 1ES 1959+650 durch eine Parabel angepasst (wie bei in Abschnitt 6.4 beschrieben, jedoch mit freigehaltenen Parametern). Die punktierten Linien markieren den Verlauf eines gemessenen Spektrums unter Annahme der analytisch beschriebenen Quellspektren und des EHL-Verlaufes aus Abbildung 6.13. Die Dichte des EHL-Verlaufes ist als isotrop angenommen, d.h. mögliche geringe Evolutionseffekte sind bis zu den betrachteten Entfernungen ($z = 0.129$) vernachlässigt worden. Es ist deutlich zu erkennen, dass insbesondere das Spektrum von H 1426 eine Modulation zeigt. Die Abflachung im gemessenen Spektrum zwischen 1.5 und 6 TeV kann auf die Absorption durch das EHL zurückgeführt werden. Das resultierende Quellspektrum kann durch ein Potenzgesetz beschrieben werden: $E^2 dN/dE = \text{Const} \cdot E^\alpha$ mit $\text{Const} = (9.5 \pm 1.0) \cdot 10^{-11} \text{ TeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und dem Spektralindex $\alpha = 0.36 \pm 0.12$. Somit ist es wahrscheinlich, dass sich das Maximum der Energiedichte im Quellspektrum von H 1426+428 bei einer Energie um 10 TeV herum oder bei noch größeren Energien befindet. Die Stufe bei etwa 3 TeV im gemessenen Spektrum von 1ES 1959+650 konnte dagegen durch

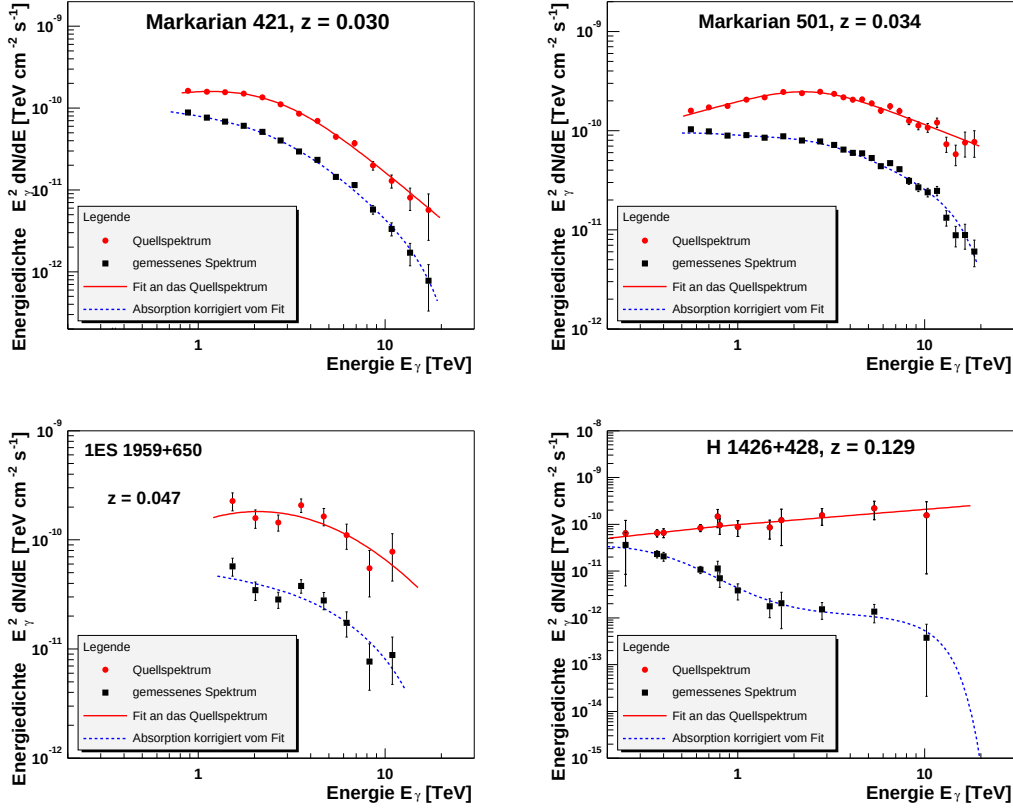


Abbildung 6.14: Die gemessenen und die korrigierten spektralen Energieverteilungen der vier BL Lac-Objekte: Markarian 421 ($z = 0.030$), Markarian 501 ($z = 0.034$), 1ES 1959+650 ($z = 0.047$) und H 1426+428 ($z = 0.129$). Der der Absorption zugrundeliegende EHL-Verlauf beinhaltet den SAM-Verlauf mit einem Minimum bei $\lambda = 30 \mu\text{m}$ und $\lambda F_\lambda = 2.3 \text{ nW m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ (siehe Abbildung 6.13).

die Absorption nicht erklärt werden, wodurch die Vermutung über ihren statistischen Ursprung erhärtet wird. Eine intrinsische Eigenschaft als Grund für diese Stufe kann ebenfalls nicht ausgeschlossen werden. Das Quellspektrum von Markarian 501 zeigt ein breites Maximum zwischen 1 und 4 TeV. Die genaue Lage des Maximums ist von der Wellenlänge des Minimums im EHL abhängig. Unter Annahme des EHL-Verlaufes aus Abbildung 6.13 befindet sich das Maximum bei $(3.1 \pm 0.3) \text{ TeV}$. Das im Vergleich zu Markarian 501 steilere Quellspektrum von Markarian 421 zeigt kein deutliches Maximum. Es kann zwar ein Maximum zwischen 1 und 2 TeV vermutet werden, zur Bestätigung müssen jedoch Beobachtungen bei den niedrigeren Energien durchgeführt werden. Dies wird durch die neue Generation der Cherenkov-Teleskope ermöglicht.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassung:

Diese Arbeit beschäftigte sich mit Einschränkungen der Energiedichte des extragalaktischen Hintergrundlichtes (EHL) mit Hilfe von gemessenen TeV- γ -Spektren von extragalaktischen Objekten. Zum ersten Mal im Rahmen einer Untersuchung wurden Spektren aller vier im TeV-Bereich etablierten BL Lac-Objekte Markarian 421, Markarian 501, 1ES 1959+650 und H 1426+428 einbezogen.

TeV-Photonen können über den Prozess der Paarerzeugung mit dem EHL absorbiert werden. Für die Bestimmung der optischen Tiefe der TeV-Photonen ist das Programm `attenuation` implementiert worden. Die numerische Berechnung wurde für ein kosmologisches Modell eines expandierenden flachen Universums mit einer nicht verschwindenden kosmologischen Konstante Λ durchgeführt. Eine mögliche Evolution der Energiedichte des EHL wurde vernachlässigt.

Das Hauptaugenmerk der Untersuchung galt einer Einschränkung der Energiedichte des EHL im mittel-infraroten Bereich, wo die direkten Messungen besonders erschwert sind. Theoretische Überlegungen lassen vermuten, dass im Bereich zwischen 6 und $50\,\mu\text{m}$ ein Minimum in der EHL-Dichte liegt. Es wurden Annahmen über die EHL-Dichte im UV-optischen bis nah-infraroten und im fern-infraroten Bereich sowie über die Form der EHL-Dichte im mittel-infraroten Bereich gemacht. Mit Hilfe von konservativen Annahmen über die Form der rekonstruierten Quellspektren der TeV- γ -Quellen sind obere Grenzen auf die Lage des Minimums im mittel-infraroten Bereich der EHL-Dichte hergeleitet worden. Durch den Vergleich der hergeleiteten oberen Grenzen mit der unteren Grenze aus den ISOCAM-Messungen auf die EHL-Dichte bei $15\,\mu\text{m}$ (Elbaz *et al.*, 2002)¹ kann geschlossen werden, dass das Minimum der EHL-Dichte bei einer Wellenlänge $\lambda > 15\,\mu\text{m}$ liegen muss.

¹Während der Niederschrift dieser Arbeit ist eine neuere Analyse der ISOCAM-Messungen erschienen (Metcalf *et al.*, 2003). Die aktualisierte untere Grenze des EHL bei $15\,\mu\text{m}$ liegt demnach bei $(2.7 \pm 0.62)\,\text{nW m}^{-2}\text{sr}^{-1}$ und ist innerhalb der Fehler mit dem hier verwendeten Wert kompatibel.

Des weiteren wurde der Einfluss einer zusätzlichen Struktur im Bereich um $1\text{ }\mu\text{m}$, hier „Hut“ genannt, auf die rekonstruierten Quellspektren untersucht, die mit der Emission der „Population III“-Sterne in Verbindung gebracht wird. Ein EHL-Verlauf mit „Hut“ liefert ein zu steil ansteigendes Quellspektrum beim BL Lac-Objekt H 1426+428, das den üblichen theoretischen Vorhersagen für eine Produktion von TeV- γ -Strahlung widerspricht. Zwar kann der „Hut“ aufgrund des aus drei verschiedenen Experimenten kombinierten Spektrums von H 1426+428 nicht ausgeschlossen werden; es ist jedoch wahrscheinlich, dass eine solche zusätzliche Struktur, wenn überhaupt vorhanden, von der Größe her geringer ist als hier angenommen.

Eine Berücksichtigung der $60\text{ }\mu\text{m}$ -Messung von Finkbeiner *et al.* (2000) führt zu einer „TeV-Krise“ in den Quellspektren der BL Lac-Objekte Markarian 421 und Markarian 501. In den Quellspektren von 1ES 1959+650 und H 1426+428 wird die „TeV-Krise“ ebenfalls angedeutet. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Untersuchung erhärtet Zweifel am extragalaktischen Ursprung dieser Messung.

Insgesamt konnte hier gezeigt werden, dass die TeV- γ -Astronomie (trotz geringer Statistik) bereits eine solide Basis liefert, um den Verlauf der EHL-Dichte zu testen und besonders im mittel-infraroten Bereich obere Grenzen zu setzen, die mehr als um eine Größenordnung tiefer liegen als die aus den direkten Beobachtungen.

Ausblick:

Es wird erwartet, dass durch die vielen mit dem EGRET-Satelliten nachgewiesenen Quellen, eine neue Generation von Experimenten mit Cherenkov-Teleskopen wie H.E.S.S., MAGIC, CANGAROO und VERITAS viele weitere extragalaktische Quellen der TeV- γ -Strahlung messen wird. Durch die niedrigere Energieschwelle der Messungen, die voraussichtlich zwischen 10 und 100 GeV liegen wird, können Quellen beobachtet werden, die größere Entfernungen besitzen als H 1426+428, da die niederenergetischen TeV-Photonen viel weniger absorbiert werden. Drei Aspekte in den gemessenen TeV- γ -Spektren spielen eine entscheidende Rolle bei der Ermittlung der oberen Grenzen: viele Quellen (um Selektionseffekte auszuschließen), eine gute Statistik der Daten über einen großen Energiebereich zwischen 0.1 und 20 TeV sowie unterschiedliche Rotverschiebungen (Entfernungen) der beobachteten Quellen. Mit gemessenen Spektren in diesem Energiebereich kann nicht nur der mittel-infrarote Bereich der EHL-Dichte getestet werden, sondern auch der Verlauf der EHL-Dichte bei kleineren Wellenlängen über den Nah-Infrarot-Bereich bis hin zum UV-Bereich. Dabei kann unter anderem die wichtige Frage geklärt werden, ob es eine zusätzliche Struktur (wie z.B. den „Hut“) im Bereich um $1\text{ }\mu\text{m}$ gibt. Bei einer Großzahl von gutverstandenen Spektren extragalaktischer TeV- γ -Quellen mit unterschiedlichen Entfernungen können des weiteren Evolutionseffekte in der EHL-Dichte getestet werden.

Literaturverzeichnis

- AHARONIAN, F. A. 2001. TeV Blazars and Cosmic Infrared Background Radiation. *Page 250 of: Proceedings of 27th ICRC, Highlight papers, Hamburg*. Copernicus Gesellschaft e.V. <http://www.copernicus.org/icrc/>. 34, 46, 53, 57, 60, 72
- AHARONIAN, F. A. 2002a. Astronomy: The cosmic accelerator. *Nature*, **416**, 797. 5
- AHARONIAN, F. A. 2002b. Proton-synchrotron radiation of large-scale jets in active galactic nuclei. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **332**, 215. 12, 13
- AHARONIAN, F. A., DAUM, A., HERMANN, G., *et al.* 1997a. *H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System)*. Letter of intent. 9
- AHARONIAN, F. A., AKHPERJANIAN, A. G., BARRIO, J. A., *et al.* 1997b. Measurement of the flux, spectrum, and variability of TeV γ -rays from MKN 501 during a state of high activity. *Astronomy and Astrophysics*, **327**, L5. 12, 37
- AHARONIAN, F. A., AKHPERJANIAN, A. G., ANDRONACHE, M., *et al.* 1999a. Observations of MKN 421 during 1997 and 1998 in the energy range above 500 GeV with the HEGRA stereoscopic Cherenkov telescope system. *Astroparticle Physics*, **350**, 757. 37
- AHARONIAN, F. A., AKHPERJANIAN, A. G., BARRIO, J. A., *et al.* 1999b. The time averaged TeV energy spectrum of MKN 501 of the extraordinary 1997 outburst as measured with the stereoscopic Cherenkov telescope system of HEGRA. *Astronomy and Astrophysics*, **349**, 11. 23, 52, 54, 64
- AHARONIAN, F. A., AKHPERJANIAN, A., BARRIO, J., *et al.* 2001a. Evidence for TeV gamma ray emission from Cassiopeia A. *Astronomy and Astrophysics*, **370**, 112. 5
- AHARONIAN, F. A., AKHPERJANIAN, A. G., BARRIO, J. A., *et al.* 2001b. Reanalysis of the high energy cutoff of the 1997 Mkn 501 TeV energy spectrum. *Astronomy and Astrophysics*, **366**, 62. 23, 54, 74
- AHARONIAN, F. A., AKHPERJANIAN, A. G., BARRIO, J. A., *et al.* 2002a. TeV gamma rays from the blazar H 1426+428 and the diffuse extragalactic background radiation. *Astronomy and Astrophysics*, **384**, L23. 34, 53
- AHARONIAN, F. A., AKHPERJANIAN, A. G., BEILICKE, M., *et al.* 2002b. An unidentified TeV source in the vicinity of Cygnus OB2. *Astronomy and Astrophysics*, **393**, L37. 9
- AHARONIAN, F. A., AKHPERJANIAN, A., BEILICKE, M., *et al.* 2002c. Variations of the TeV energy spectrum at different flux levels of Mkn 421 observed with the HEGRA system of Cherenkov telescopes. *Astronomy and Astrophysics*, **393**, 89. 53, 54, 56

- AHARONIAN, F. A., AKHPERJANIAN, A. G., BEILICKE, M., *et al.* 2003a. 1ES 1959+650. *Astronomy and Astrophysics*. accepted, astro-ph/0305275. [34](#), [55](#)
- AHARONIAN, F. A., AKHPERJANIAN, A. G., BEILICKE, M., *et al.* 2003b. Is the Giant Radio Galaxy M87 a TeV Gamma-Ray Emitter? *Astronomy and Astrophysics*, **403**, L1. astro-ph/0302155. [13](#), [23](#)
- AHARONIAN, F. A., AKHPERJANIAN, A. G., BEILICKE, M., *et al.* 2003c. Observations of H1426+428 with HEGRA - Observations in 2002 and reanalysis of 1999&2000 data. *Astronomy and Astrophysics*, **403**, 523. astro-ph/0301437. [54](#)
- BELL, M. B., & COMEAU, S. P. 2003. Further Evidence for Quantized Intrinsic Redshifts in Galaxies: Is the Great Attractor a Myth? *submitted to Astrophysical Journal*. astro-ph/0305112. [47](#)
- BERGER, M.J., & SELTZER, S.M. 1964. *Tables of Energy Losses and Ranges of Electrons and Positrons*. Report NASA-SP-3012. National Aeronautics and Space Administration, Washington D.C. [17](#)
- BERNSTEIN, R. A., FREEDMAN, W. L., & MADORE, B. F. 2002. The First Detections of the Extragalactic Background Light at 3000, 5500, and 8000 Å. I. Results. *Astronomy and Astrophysics*, **571**, 56. [31](#)
- BILLER, S. 1999. IR limits, pregalactic stars, neutrino decay and quantum gravity. *Astroparticle Physics*, **11**, 103. [49](#)
- BILLER, S. D., BUCKLEY, J., BURDETT, A., *et al.* 1998. New Limits to the Infrared Background: Bounds on Radiative Neutrino Decay and on Contributions of Very Massive Objects to the Dark Matter Problem. *Physical Review Letters*, **80**, 2992. [52](#)
- BLOBEL, V., & LOHRMANN, E. 1998. *Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse*. Teubner Studienbücher: Physik; Stuttgart, Leipzig. [45](#)
- BOGGES, N.W., MATHER, J.C., WEISS, R., BENNETT, C.L., CHENG, E.S., *et al.* 1992. The COBE mission - Its design and performance two years after launch. *The Astrophysical Journal*, **397**, 420. [29](#)
- BRANDT, S. 1992. *Datenanalyse*. B-I. Wissenschaftsverlag, Mannheim/Leipzig/Wien/Zürich. [61](#)
- CAMBRÉSY, L., REACH, W. T., BEICHMAN, C. A., & JARRETT, T. H. 2001. The Cosmic Infrared Background at 1.25 and 2.2 Microns Using DIRBE and 2MASS: A Contribution Not Due to Galaxies? *The Astrophysical Journal*, **555**, 563. [30](#), [31](#), [35](#), [57](#)
- CHERENKOV, P. A. 1934. *Doklady Akademii nauk SSSR*, **2**, 451. [17](#)
- COPPI, P. S., & AHARONIAN, F. A. 1997. Constraints on the Very High Energy Emissivity of the Universe from the Diffuse GeV Gamma-Ray Background. *Astrophysical Journal Letters*, **487**, L9. [41](#)
- CUTRI, R.M., SKRUTSKIE, M.F., DYK, VAN S., *et al.* 2000. *Explanatory Supplement to the 2MASS Second Incremental Data Release*. <http://www.ipac.caltech.edu/2mass/releases/second/doc/explsup.html>. [30](#)

- DAUM, A., HERMANN, G., HESS, M., *et al.* 1997. First results on the performance of the HEGRA IACT array. *Astroparticle Physics*, **8**, 1. 8, 16
- DAVIES, J. M., , & COTTON, E. S. 1957. Design of the Quartermaster Solar Furnace. *Journal of Solar Energy*, **1**, 16. 19
- DE JAGER, O. C., & STECKER, F. W. 2002. Extragalactic Gamma-Ray Absorption and the Intrinsic Spectrum of Markarian 501 during the 1997 Flare. *The Astrophysical Journal*, **566**, 738. 46, 57
- DJANNATI-ATAÏ, A., KHELIFI, B., VOROBIOV, S., *et al.* 2002. Detection of the BL Lac object 1ES 1426+428 in the Very High Energy gamma-ray band by the CAT Telescope from 1998-2000. *Astronomy and Astrophysics*, **391**, L25. 54
- DONEA, A.-C., & PROTHEROE, R.J. 2003. Gamma ray and infrared emission from the M87 jet and torus. *astro-ph/0303522*. submitted to: Prog. Theor. Phys. Suppl. 13
- DWEK, E., & ARENDT, R. G. 1998. A Tentative Detection of the Cosmic Infrared Background at 3.5 μm from COBE/DIRBE Observation. *The Astrophysical Journal*, **508**, L9. 30
- DWEK, E., ARENDT, R.G., HAUSER, M.G., FIXSEN, D., KELSALL, T., *et al.* 1998. The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. IV. Cosmological Implications. *The Astrophysical Journal*, **508**, 106. 29, 33
- ELBAZ, D., CÉSARSKY, C. J., CHANIAL, P., *et al.* 2002. The bulk of the cosmic infrared background resolved by ISOCAM. *Astronomy and Astrophysics*, **384**, 848. 28, 32, 57, 64, 65, 67, 68, 73, 77
- ENOMOTO, R., TANIMORI, T., NAITO, T., *et al.* 2002. The acceleration of cosmic-ray protons in the supernova remnant RX J1713.7-3946. *Nature*, **416**, 823. 5
- FINKBEINER, D. P., DAVIS, M., & SCHLEGEL, D. J. 2000. Detection of a Far-Infrared Excess with DIRBE at 60 and 100 Microns. *The Astrophysical Journal*, **544**, 81. 30, 46, 57, 62, 71, 72, 74, 78
- FINKBEINER, D. P., DAVIS, M., & SCHLEGEL, D. 2001. Detection of a Far IR Excess with DIRBE at 60 and 100 Microns. *Page 121 of: The Extragalactic Infrared Background and its Cosmological Implications, IAU Symposium*, vol. 204. 30, 72
- FIXSEN, D. J., DWEK, E., MATHER, J. C., BENNETT, C. L., & SHAFER, R. A. 1998. The Spectrum of the Extragalactic Far-Infrared Background from the COBE FIRAS Observations. *The Astrophysical Journal*, **508**, 123. 30
- FOSSATI, G., CELOTTI, A., CHIABERGE, M., *et al.* 2000. X-Ray Emission of Markarian 421: New Clues from Its Spectral Evolution. II. Spectral Analysis and Physical Constraints. *The Astrophysical Journal*, **541**, 166. 69
- FREEDMAN, W. L., MADORE, B. F., GIBSON, B. K., *et al.* 2001. Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant. *The Astrophysical Journal*, **553**, 47. 47
- GEHRELS, N., & MICHELSON, P. 1999. GLAST: the next-generation high energy gamma-ray astronomy mission. *Astroparticle Physics*, **11**, 277. 7

- GORJIAN, V., WRIGHT, E. L., & CHARY, R. R. 2000. Tentative Detection of the Cosmic Infrared Background at 2.2 and 3.5 Microns Using Ground-based and Space-based Observations. *The Astrophysical Journal*, **536**, 550. 30, 31
- GUY, J., RENAULT, C., AHARONIAN, F. A., RIVOAL, M., & TAVERNET, J.-P. 2000. Constraints on the cosmic infra-red background based on BeppoSAX and CAT spectra of Markarian 501. *Astronomy and Astrophysics*, **359**, 419. 52, 59
- HARTMAN, R. C., BERTSCH, D. L., FICHEL, C. E., *et al.* 1992. The EGRET high energy gamma ray telescope. *Page 116 of: The Compton Observatory Science Workshop*. 7
- HARTMAN, R. C., BERTSCH, S. D., BLOOM, A. W., *et al.* 1999. The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources. *Astrophysical Journal Supplement Series*, **123**, 79. 7, 8
- HARWIT, M. 1999. The Cosmic Infrared Background Radiation, Star Formation Rate, and Metallicity. *The Astrophysical Journal*, **510**, L83. 26
- HARWIT, M., & HAUSER, M.G. (eds). 2001. *The Extragalactic Background and its Cosmological Implications*. San Francisco: Astron. Soc. Pac. Conf. Ser., vol. 204. IAU Symposium. ISBN 1-58381-062-5. 27
- HARWIT, M., PROTHEROE, R. J., & BIERMANN, P. L. 1999. TEV Cerenkov Events as Bose-Einstein Gamma Condensations. *The Astrophysical Journal*, **524**, L91. 72
- HAUSER, M. G., & DWEK, E. 2001. The Cosmic Infrared Background: Measurements and Implications. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **39**, 249. 7, 25, 26, 29, 31, 32, 37, 43, 52
- HAUSER, M. G., ARENDT, R. G., KELSALL, T., DWEK, E., ODEGARD, N., *et al.* 1998. The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. I. Limits and Detections. *The Astrophysical Journal*, **508**, 25. 29, 31, 32, 57
- HEITLER, M. 1960. *The Quantum Theorie of Radiation*. Oxford, Clarendon. 41
- HESS, V. 1912. Observation of Penetrating Radiation of seven Balloon Flights. *Physikalische Zeitschrift*, **13**, 1084. 3
- HESS, M. 1998. *Untersuchung der Struktur von Luftschauern und Suche nach TeV-Gamma-Strahlung von Supernova-Überresten*. Dissertation, Naturwissenschaftlich-Mathematische Gesamtfakultät der Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg. 20
- HOFMANN, W., JUNG, I., KONOPELKO, A., *et al.* 1999. Comparison of techniques to reconstruct VHE gamma-ray showers from multiple stereoscopic Cherenkov images. *Astroparticle Physics*, **12**, 135. 21
- HOLDER, J., BOND, I. H., BOYLE, P. J., *et al.* 2003. Detection of TeV Gamma Rays from the BL Lac Object 1ES 1959+650 with the Whipple 10m Telescope. *astro-ph/0212170*. 55
- HORNS, D. 1999. *Contributions to the CT observation program: directions of UHECR, Berkeley 87, Hercules X-1, 1ES 1426+428*. HEGRA internal report. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg. HEGRA-Meeting, Heidelberg, 1999. 57

- HORNS, D. 2001. *Suche nach TeV-Photonen aus intergalaktischen Kaskaden und nach Bose-Einstein-Kondensaten in TeV-Photonen*. Dissertation, Fachbereich Physik der Universität Hamburg, dissertation.de. 17, 21, 30, 49
- ITOH, C., ENOMOTO, R., YANAGITA, S., *et al.* 2003. Evidence of TeV gamma-ray emission from the nearby starburst galaxy NGC 253. *Astronomy and Astrophysics*, **402**, 443. 9
- JUNGMAN, G., KAMIONKOWSKI, M., & GRIEST, K. 1996. Supersymmetric Dark Matter. *Physics Reports*, **267**, 195. 6
- KASHLINSKY, A., & ODENWALD, S. 2000. Clustering of the Diffuse Infrared Light from the COBE DIRBE Maps. III. Power Spectrum Analysis and Excess Isotropic Component of Fluctuations. *The Astrophysical Journal*, **528**, 74. 31
- KASHLINSKY, A., MATHER, J.C., ODENWALD, S., & HAUSER, M.G. 1996. Clustering of the Diffuse Infrared Light from the COBE DIRBE Maps. I. C(0) and Limits on the Near-Infrared Background. *The Astrophysical Journal*, **470**, 681. 31
- KELSALL, T., WEILAND, J. L., FRANZ, B. A., REACH, W. T., *et al.* 1998. The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. II. Model of the Interplanetary Dust Cloud. *The Astrophysical Journal*, **508**, 44. 30
- KLAPDOR-KLEINGROTHAUS, H. V., & ZUBER, K. 1997. *Teilchenastrophysik*. Teubner Studienbücher, Physik. 3
- KNEISKE, T. M., MANNHEIM, K., & HARTMANN, D. H. 2002. Implications of cosmological gamma-ray absorption. I. Evolution of the metagalactic radiation field. *Astronomy and Astrophysics*, **386**, 1. 32, 43
- KONOPELKO, A., HEMBERGER, M., AHARONIAN, F., *et al.* 1999. Performance of the stereoscopic system of the HEGRA imaging air Cherenkov telescopes: Monte Carlo simulations and observations. *Astroparticle Physics*, **10**, 275. 22
- KRAWCZYNSKI, H., COPPI, P. S., MACCARONE, T., & AHARONIAN, F. A. 2000. X-ray/TeV-gamma-ray observations of several strong flares of Mkn 501 during 1997 and implications. *Astronomy and Astrophysics*, **353**, 97. 11, 12
- LAGACHE, G., & PUGET, J.-L. 2000. Detection of the extra-Galactic background fluctuations at 170 μm . *Astronomy and Astrophysics*, **355**, 17. 30
- LAGACHE, G., ABERGEL, A., BOULANGER, F., DESERT, F. X., & PUGET, J.-L. 1999. First detection of the warm ionised medium dust emission. Implication for the cosmic far-infrared background. *Astronomy and Astrophysics*, **344**, 322. 30
- LINDNER, A. 1997. Status and new results of the HEGRA experiment. *Page 113 of: 25th International Cosmic Ray Conference, Durban*, vol. 5. 15
- LONGAIR, M. S. 1992. *High Energy Astrophysics*. Vol. 1. Cambridge University Press. 10
- LONGAIR, M. S. 1994. *High Energy Astrophysics*. Vol. 2. Cambridge University Press. 10
- LORENZ, E., & THE MAGIC COLLABORATION. 2002. Status of the MAGIC Telescope. *In: The Universe Viewed in Gamma-rays, University of Tokyo Workshop, Kashiwa, Japan*. 9

- MADAU, P., & POZZETTI, L. 2000. Deep galaxy counts, extragalactic background light and the stellar baryon budget. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **312**, L9. 28, 31
- MALKAN, M. A., & STECKER, F. W. 2001. An Empirically Based Model for Predicting Infrared Luminosity Functions, Deep Infrared Galaxy Counts, and the Diffuse Infrared Background. *The Astrophysical Journal*, **555**, 641. 46
- MATSUMOTO, TOSHIO, COHEN, MARTIN, FREUND, MINORU M., *et al.* 2000. Near Infrared Extragalactic Background. *Page 96 of: LEMKE, D., STICKEL, M., & WILKE, K. (eds), ISO Survey of a Dusty Universe, Proceedings of a Ringberg Workshop*, vol. 548. 31, 35, 57
- MATILA, K. 2003. *Comments on "The first detections of the Extragalactic Background Light at 3000, 5500, and 8000 Å" by Bernstein, Freedman and Madore.* astro-ph/0303196. 31
- METCALFE, L., KNEIB, J.-P., B., MCBREEN, *et al.* 2003. An ISOCAM survey through gravitationally lensing galaxy clusters. *Astronomy and Astrophysics*. submitted, astro-ph/0305400. 77
- MIRZOYAN, R., *et al.* 1994. The first telescope of the HEGRA air Cherenkov imaging telescope array. *Nuclear Instruments and Methods A*, **351**, 513. 15
- MÜCKE, A., & PROTHEROE, R. J. 2001. A proton synchrotron blazar model for flaring in Markarian 501. *Astroparticle Physics*, **15**, 121. 13
- MURAISHI, H., TANIMORI, T., YANAGITA, S., *et al.* 2000. Evidence for TeV gamma-ray emission from the shell type SNR RX J1713.73946. *Astronomy and Astrophysics*, **354**, L57. 5
- MURAKAMI, H., BOCK, J., FREUND, M. M., *et al.* 1994. The Infrared Telescope in Space (IRTS). *The Astrophysical Journal*, **428**, 354. 30
- NODA, M., MATSUMOTO, T., MATSUURA, S., *et al.* 1994. Near-infrared spectrometer on the Infrared Telescope in Space. *The Astrophysical Journal*, **428**, 363. 30
- OLBERS, H.W.M. 1826. Über die Durchsichtigkeit des Weltraums. *Bodes Astronomisches Jahrbuch*, 110. 25
- PETRY, D., BOND, I. H., BRADBURY, S. M., *et al.* 2002. The TeV Spectrum of H1426+428. *The Astrophysical Journal*, **580**, 104. 54
- POHL, M. 2002. *Einführung in die Hochenergieastrophysik*. Shaker-Verlag. 68
- PRAHL, J. 1999. *Suche nach kosmischen γ -Punktquellen oberhalb von 20 TeV mit den HEGRA-Detektorfeldern*. Fachbereich Physik der Universität Hamburg, dissertation.de. 15
- PRIMACK, J. R. 2002. Probing galaxy formation with high energy gamma rays. *in the Frascati Physics Series by S.I.S.-Laboratori Nazionali di Frascati*, astro-ph/0201119. 34
- PRIMACK, J.R., BULLOCK, J.S., SUMMERVILLE, R.S., & MACMINN, D. 1999. Probing galaxy formation with TeV gamma ray absorption. *Astroparticle Physics*, **11**, 93. 27, 28, 34, 35, 45, 46, 57
- PROTHEROE, R. J., & MEYER, H. 2000. An Infrared Background – TeV Gamma-Ray Crisis? *Physics Letters B*, **493**, 1. 72

- PUGET, J.-L., ABERGEL, A., BERNARD, J.-P., BOULANGER, F., BURTON, W. B., DESERT, F.-X., & HARTMANN, D. 1996. Tentative detection of a cosmic far-infrared background with COBE. *Astronomy and Astrophysics*, **308**, L5. 30
- PÜHLHOFER, G., BOLZ, O., GÖTTING, N., *et al.* 2003. The Technical Performance of the HEGRA System of Imaging Air Cherenkov Telescopes. *Astroparticle Physics*. submitted, astro-ph/0306123. 16, 22
- PUNCH, M., AKERLOF, C. W., CAWLEY, M. F., *et al.* 1992. Detection of TeV photons from the active galaxy Markarian 421. *Nature*, **358**, 477. 37
- REES, M. J. 1967. Studies in radio source structure-III. Inverse Compton radiation from radio sources. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **137**, 429. 12
- REIMER, O., & POHL, M. 2002. No evidence yet for hadronic TeV gamma-ray emission from SNR RX J1713.7-3946. *Astronomy and Astrophysics*, **390**, L43. 5
- RENAULT, C., BARRAU, A., LAGACHE, G., & PUGET, J.-L. 2001. New constraints on the cosmic mid-infrared background using TeV gamma-ray astronomy. *Astronomy and Astrophysics*, **371**, 771. 30, 52, 57, 58, 59, 73
- ROBSON, I. 1996. *Active Galactic Nuclei*. John Wiley and Sons, Chichester New York Brisbane Toronto Singapore. 11
- ROWAN-ROBINSON, M. 1996. *Cosmology*. Oxford University Press; 3rd edition. ISBN: 0198518846. 25, 43
- SALVATERRA, R., & FERRARA, A. 2003. The imprint of the cosmic dark ages on the near-infrared background. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, **339**, 973. 36
- SANTOS, M.R., BROMM, V., & KAMIONKOWSKI, M. 2002. The Contribution of the First Stars to the Cosmic Infrared Background. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **336**, 1082. 25, 31, 36
- SCHLEGEL, D.J., FINKEBEINER, D.P., & DAVIS, M. 1998. Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds. *The Astrophysical Journal*, **500**, 525. 29
- SCHNEIDER, R., FERRARA, A., NATARAJAN, P., & OMUKAI, K. 2002. First Stars, Very Massive Black Holes, and Metals. *The Astrophysical Journal*, **571**, 30. 36
- SOMERVILLE, R. S., PRIMACK, J. R., & FABER, S. M. 2001. The nature of high-redshift galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **320**, 504. 34
- TANIMORI, T., HAYAMI, Y., KAMEI, S., *et al.* 1998. Discovery of TeV Gamma Rays from SN 1006: Further Evidence for the Supernova Remnant Origin of Cosmic Rays. *The Astrophysical Journal*, **497**, L25. 5
- TLUCZYKONT, M. 2003. *Suche nach Galaktischer und Extragalaktischer TeV-Gamma-Strahlung mit den HEGRA Cherenkov-Teleskopen und Modellrechnungen zum π_0 -Zerfall in Sternwinden*. Dissertation, Fachbereich Physik der Universität Hamburg. dissertation.de. 4
- TULLY, R. B., & PIERCE, M. J. 2000. Distances to Galaxies from the Correlation between Luminosities and Line Widths. III. Cluster Template and Global Measurement of H_0 . *Astrophysical Journal*, **533**, 744. 47

- URRY, C. M., & PADOVANI, P. 1995. Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **107**, 803. [12](#)
- VÖLK, H. J. 2002. Astrophysics with High Energy Gamma Rays. In: SHAVER, P. A., LELLA, L. DI, & GIMENEZ, A. (eds), *Astronomy, Cosmology and Fundamental Physics, Proceedings ESA-CERN-ESO Symposium, Garching*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg. (astro-ph/0210297). [6](#), [7](#)
- WEEKES, T. C. 1989. Observation of TeV Gamma Rays from the Crab Nebula using the Atmospheric Cherenkov Imaging Technique. *The Astrophysical Journal*, **342**, 379. [8](#)
- WRIGHT, E. L. 2001. DIRBE minus 2MASS: Confirming the Cosmic Infrared Background at 2.2 Microns. *The Astrophysical Journal*, **553**, 538. [30](#), [31](#), [35](#), [57](#)
- WRIGHT, E. L. 2003. COBE Observations of the Cosmic Infrared Background. In: *Proceedings of the 2nd VERITAS Symposium on TeV Astrophysics of Extragalactic Sources, April 24-26, 2003 at the Adler Planetarium in Chicago*. astro-ph/0306058. [30](#), [73](#), [74](#)
- WRIGHT, E. L., & REESE, E. D. 2000. Detection of the Cosmic Infrared Background at 2.2 and 3.5 Microns Using DIRBE Observations. *The Astrophysical Journal*, **545**, 43. [30](#), [31](#)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Besonderer Dank gilt Prof. Dr. Götz Heinzelmann für die Vergabe dieses hochinteressanten physikalischen Themas und eine sehr gute Betreuung dieser Diplomarbeit. Die zahlreichen Diskussionen und Anregungen haben maßgeblich zu den Ergebnissen dieser Arbeit beigetragen. Mein von ihm ermöglichter zweiwöchiger Aufenthalt auf La Palma mit den auf dem Roque de los Muchachos durchgeführten Messungen mit den HEGRA-Cherenkov-Teleskopen war nicht nur sehr lehrreich, sondern auch ein ganz besonderes Erlebnis.

Die sehr angenehme und freundliche Arbeitsatmosphäre in der von Prof. Dr. Götz Heinzelmann geleiteten Hamburger HEGRA/H · E · S · S-Gruppe half mir, die vielen dort verbrachten Stunden mit Leichtigkeit zu nehmen und den Spass am Leben nicht aus den Augen zu verlieren sowie die Freude an der Forschungsarbeit zu entdecken. Ein Dankeschön dafür an die Kollegen und Mitstreiter: René Cornils, Matthias Beilicke, Niels Götting, Dr. Hubert Lampeitl, Alexander Petz, Martin Raue, Joachim Ripken, Björn Schiricke und Martin Tluczykont.

Ein ganz besonderer Dank gilt Niels Götting und Martin Tluczykont für ihre Geduld, außergewöhnliche Hilfsbereitschaft und die unzähligen fruchtbaren Diskussionen, die während der gesamten Diplomarbeit wegweisend für mich waren. Des weiteren danke ich Dr. Dieter Horns für wertvolle Anregungen und Vorschläge.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei allen meinen Freunden für die jegliche Unterstützung bedanken, die man sich nur wünschen kann.

Meinen Eltern Larisa und Michael, die mich stets unterstützen und immer zu mir stehen, gilt ein ganz herzlicher Dank und Spasibo!

Erklärung:

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Hamburg, den 03. Juli 2003

Daniel Mazin