

Wechselwirkung
von Gammastrahlung mit dem metagalaktischen
Strahlungsfeld

Dissertation zur Erlangung des
naturwissenschaftlichen Doktorgrades
der Bayerischen Julius-Maximilians-Universität Würzburg

vorgelegt von

Tanja Kneiske
aus Braunschweig

Würzburg 2004

Eingereicht am:
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1.Gutachter: Prof. Dr. Karl Mannheim
2.Gutachter: Prof. Dr. Jens Niemeyer
der Dissertation.

1.Prüfer: Prof. Dr. Karl Mannheim
2.Prüfer: Prof. Dr. Georg Reents
der mündlichen Prüfung.

Tag der mündlichen Prüfung:

Doktorurkunde ausgehändigt am:

*Je kühner die Naturwissenschaft forscht und kombiniert, desto
näher rückt sie der Evidenz, daß der eigentliche Urgrund
außerhalb der menschlichen Forschung liegt.*

Joseph Freiherr von Eichendorff (1788 - 1857), deutscher Dichter,
Novellist und Dramatiker

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Gammaastronomie oberhalb von 100 MeV	4
1.1 Beobachtungsmethoden	6
1.2 Reichweite von Gammastrahlung	8
1.3 Aktive Galaxienkerne	11
1.4 Blazare	14
1.4.1 Einteilung der Blazare	14
1.4.2 Produktion von Gammastrahlung im Jet	15
1.5 Extragalaktischer Gammahintergrund	19
2 Metagalaktisches Strahlungsfeld	24
2.1 Modellbeschreibung	24
2.2 Das IR-Defizit	31
2.3 Das UV-Defizit	39
2.4 Ergebnisse	42
2.5 Diskussion	50
3 Extragalaktische Absorption von Gammastrahlung	53
3.1 Optische Tiefe	53
3.2 Die Fazio-Stecker-Relation	59
3.3 Spektrale Änderung in Blazaren	63
3.4 Obere Grenze für die infrarote Sternbildung	68
4 Beitrag von Blazaren zum Gammahintergrund	71
4.1 Sekundärstrahlung aus Kaskadenprozessen	72
4.2 Beitrag von EGRET-Blazaren zum Gammahintergrund	81
4.2.1 Leuchtkraftfunktion aus EGRET Messungen	81
4.2.2 Leuchtkraftfunktion aus Radiomessungen	84
4.3 Beitrag von BL Lacertae Objekten zum Gammahintergrund	87
4.3.1 Konstante Leuchtkraftfunktion	89

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	1
4.3.2 Leuchtkraftfunktion aus Röntgenmessungen	92
4.4 Diskussion	97
Zusammenfassung	102
Summary	106
Literaturverzeichnis	I
Tabellenverzeichnis	XIV
Abbildungsverzeichnis	XX

Einleitung

Die Untersuchung kosmischer elektromagnetischer Strahlung und die Beschreibung ihrer Wechselwirkungen gehört zu den Hauptaufgaben der Astronomie. Ein Teil der Strahlung kann eindeutig bestimmten Quellen zugeordnet werden, ein anderer Teil hingegen tritt als diffuser und größtenteils isotroper Strahlungshintergrund auf. Photonen besitzen unendliche Lebensdauer, falls sie nicht absorbiert werden. Einmal produziert können sie ausschließlich aufgrund von Wechselwirkungs- und Streuprozessen mit anderen Photonen oder Materie ihre Energie teilweise abgeben oder hinzugewinnen. Ein wichtiger Prozeß für die Gamma-Astronomie ist die Umwandlung von zwei Photonen in ein Elektron-Positron Paar. Bei der Paarbildung müssen die beiden Photonen eine Gesamtenergie besitzen, die mindestens der Summe der Ruhemassen der entstehenden Teilchen entspricht. Aufgrund dieses Prozesses ist das Universum für Photonen nicht durchsichtig. Ein anderer wichtiger Streuprozess in der Gamma-Astronomie ist die inverse Comptonstreuung. Hier wird Energie von einem relativistischen Elektron oder Positron auf ein energiearmes Photon übertragen.

Photonen diskreter Strahlungsquellen streuen am metagalaktischen Strahlungshintergrund, dessen heutige Photonendichte mit $4.2 \cdot 10^8$ Photonen m^{-3} nicht zu vernachlässigen ist. Diese Photonen haben je nach Wellenlänge ganz unterschiedliche Ursprünge. Allerdings ist ausschließlich der Mikrowellenhintergrund isotrop, da er kosmologischen Ursprungs ist. Alle anderen Energiebereiche können hauptsächlich auf Beiträge vieler Einzelquellen zurückgeführt werden, die allerdings so weit entfernt sind, daß sie direkt nicht als diskrete Quellen auszumachen sind. Zwischen diesen Photonen und hochenergetischen Gammaphotonen kommt es zu dem Prozeß der Paarbildung. Ob Streuung stattfindet, hängt von der Länge des Weges, den die Gammaphotonen in dem Strahlungsfeld zurücklegen, ab. Sie müssen auf ein Hintergrundphoton treffen, das genug zusätzliche Energie besitzt, um ein Elektron-Positron Paar zu erzeugen. Einige hundert Megaparsec ($1 \text{ pc} = 3.09 \cdot 10^{13} \text{ km} = 3.26 \text{ Lichtjahre}$) muß ein Photon, dessen Energie im Bereich von einigen Teraelektronenvolt (TeV) liegt, zurücklegen, um gestreut zu werden. Die Absorption der Photonen findet also außerhalb von großräumigen Materiestrukturen statt. Der Prozeß ist von der Art der Gammaquelle unabhängig. Will

man allerdings die Änderung einer spektralen Energieverteilung oder die Beobachtbarkeit einer Quelle ermitteln, müssen die physikalischen Größen der Quelle berücksichtigt werden. Man benötigt also eine Beschreibung des metagalaktischen Strahlungshintergrunds wie auch der Physik der Strahlungsquelle.

Zu den wichtigsten bekannten, extragalaktischen Gammastrahlungsquellen zählen die Aktiven Galaxienkerne. Sie beschleunigen in ihren Jets Teilchen auf relativistische Geschwindigkeit und erzeugen so Photonen höchster Energien. Besonders die Untergruppe der Blazare zeigt in zahlreichen Satellitenbeobachtungen spektrale Energieverteilungen bis hin zu mindestens einigen Gigaelektronenvolt (GeV). Sie emittieren Gammastrahlung mit einem nicht-thermischen Potenzspektrum (mit Flussdichteverlauf $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$, $\alpha > 0$). Versucht man die so bekannten Quellen mit bodengebundenen Cherenkovteleskopen bei noch höheren Energien zu detektieren, findet man nur wenige. Dabei sind momentan vier von ihnen hell genug, um ein Spektrum zu zeigen, bei dem sich eine Abschwächung durch Paarbildung andeutet. Gerade die Tatsache, daß nur wenige Quellen bei hohen Energien gefunden wurden, legt die Annahme nahe, daß vor allem durch Absorption von Photonen die Möglichkeit, Blazare bis zu hohen Energien zu beobachten, sehr eingeschränkt ist. Die Untersuchung der Abschwächung von Gammastrahlung aus Blazaren durch den metagalaktischen Strahlungshintergrund bietet eine Vielzahl von Möglichkeiten, Aussagen sowohl über die Physik der Blazare wie auch über die Physik des Strahlungshintergrunds vom ultravioletten bis infraroten Energiebereich zu machen.

Doch nicht nur in den Spektren diskreter Gammaquellen spielt die Absorption durch Paarbildung eine Rolle, auch im extragalaktischen Gammastrahlungshintergrund selbst könnte der Effekt beobachtet werden. Fragt man nach dem Verbleib der Elektron-Positron Paare so stellt man fest, daß sie durch inverse Comptonstreuung ihre Energie fortlaufend an die Photonen des kosmischen Mikrowellenhintergrunds abgeben. Die Mikrowellenphotonen erhalten durch die Leptonen soviel Energie, daß sie wieder zu Gammaphotonen werden. Existieren allerdings starke extragalaktische Magnetfelder ($\approx 10^{-9}$ Gauss) werden die Elektronen und Positronen vorher von ihrer geradlinigen Bahn abgelenkt, und die erzeugten Gammaphotonen sind isotrop verteilt. Sie tragen dadurch zum Gammahintergrund bei. Die sekundären Gammaphotonen weisen geringere Energien auf als die primären Photonen der Quelle. Man erwartet ein Abbrechen des Spektrums bei hohen Energie (GeV/TeV) und ein zusätzliche Komponente im Megaelektronenbereich (MeV=10⁶eV). Die erfolgreichsten Modelle für die spektrale Energieverteilung der Hintergrundstrahlung, basieren auf der Summation sehr weit entfernter und somit unbeobachteter Blazaren. Bisher konnten diese Modelle allerdings nicht oder nur schwerlich den detektierten Gesamtfluß wiedergeben.

Obwohl eines der bestehenden Modelle die Abschwächung durch Paarbildung mit einbezieht, wurde die sekundäre Komponente der Gammastrahlung in den bisherigen Arbeiten über den Gammahintergrund vernachlässigt.

Das zweite Kapitel enthält eine ausgewählte Übersicht über das Gebiet der Gammaastronomie oberhalb von 100 MeV. Nach einer kurzen Einführung in die wichtigsten Beobachtungsmethoden wird die Objektklasse der Aktiven Galaxienkerne erläutert, insbesondere die Unterklasse der Blazare. Neben den diskreten Gammastrahlungsquellen werden die Eigenschaften des extragalaktischen Gammahintergrunds behandelt.

Im dritten Kapitel wird ein Modell zur Entwicklung des metagalaktischen FIR-UV Strahlungshintergrunds erarbeitet, das sich durch die die Hinzunahme zweier wichtiger Komponenten auszeichnet. Die erste Neuerung gegenüber anderen Modellen besteht darin, nicht von einer Totalabsorption der ultravioletten Strahlung junger Sterne auszugehen, sondern den Fall mit einzubeziehen, in denen Teile oder die gesamte Emission entweichen kann. Die zweite Verbesserung bezieht sich auf den Infrarotbereich. Die Strahlung einer neuen Population unaufgelöster sogenannter heller Infrarot-Galaxien wird zum metagalaktischen Strahlungsfeld hinzuaddiert. Es wird untersucht, ob sie Erweiterungen die bestehende Lücke zwischen Beobachtung und bisherigen theoretischen Vorhersagen schließen. Beide Wellenlängenbereiche (UV und IR) sind entscheidend für die Absorption von GeV und TeV Photonen. Daher werden die entsprechenden Daten und Modelle genauestens auf Unsicherheiten untersucht.

Im vierten Kapitel wird mit Hilfe des verbesserten Modells die optische Tiefe hochenergetischer Gammastrahlung berechnet. Die erste Anwendung bezieht sich auf vier Blazare, deren Spektren im TeV-Bereich beobachtet wurden. Die extragalaktische Absorption wird aus den beobachteten Spektren eliminiert, um so den intrinsischen Spektralverlauf mit bestehenden theoretischen Blazarmodellen vergleichen zu können. Des weiteren wird durch vereinfachende Annahmen über die Blazarspektren und aus Ergebnissen von Galaxienzählungen versucht, die Parameter des Hintergrund- Modells soweit einzuschränken, daß eine obere Grenze der kosmischen Sternbildungsrate in staubreichen Gebieten berechnet werden kann.

Im fünften Kapitel wird der Prozeß der Absorption durch Paarbildung weiterverfolgt und die anschließende Kaskade von Streuprozessen mit Hilfe einer analytischen Approximation berechnet. Die Ergebnisse, die wiederum ein sekundäres Gammaspektrum zu Folge haben sollten, werden allgemein in Abhängigkeit von den Variablen diskutiert. Es wird untersucht, ob die sekundäre Gammastrahlung der sogenannten EGRET-Blazare, die aufgrund ihres isotropen Charakters zum extragalaktischen Gammastrahlungshintergrund beiträgt, das Defizit zwischen bestehenden Modellen, die nur auf Primärstrahlung basieren, ausgleichen

kann. Abschließend wird versucht mit Hilfe der sekundären Gammastrahlung von BL Lacs den fehlenden Fluß und die spektrale Form des extragalaktischen Gammastrahlungshintergrunds zu erklären. Aus Röntgenbeobachtungen wird dazu mit einigen theoretischen Ansätzen eine Leuchtkraftfunktion berechnet und die Anzahl an beobachtbaren BL Lacs als Funktion der Rotverschiebung vorhergesagt. Des weiteren wird mit diesem theoretischen Ansatz eine Voraussage über die Anzahl der mittels der neuen Cherenkovteleskope beobachtbarer Quellen möglich.

Kapitel 1

Gammaastronomie oberhalb von 100 MeV

Die astronomische Forschung hat sich über lange Zeit ausschließlich mit Quellen elektromagnetischer Strahlung im Wellenlängenbereich des sichtbaren Lichts befaßt. Dies ist zum einen durch die Transmission der Erdatmosphäre bedingt, die im Radio- und im visuellen Bereich ein Maximum hat. Zum anderen stand zu Beginn nur das Auge als optischer Detektor zur Verfügung. Erst im zwanzigsten Jahrhundert wurden die Nachweismöglichkeiten für elektromagnetische Strahlung enorm erweitert. Zunächst entwickelte sich die Radiodetektionstechnik, später folgten Satellitenobservatorien mit Röntgen-, Infrarot- und Gammadetektoren. Gegenwärtig können zwanzig Dekaden in der Frequenz des elektromagnetischen Spektrums mit abbildenden Techniken beobachtet werden, von 100 MHz bis über 10 TeV. Die klassische Astronomie beschränkt sich auf nur etwa eine Dekade davon. Der Informationsgehalt der Strahlung in den verschiedenen Wellenlängenbereichen ist unterschiedlich und komplementär. Beispielsweise stellt die optische Strahlung vor allem thermische Strahlung von Sternen auf der Hauptreihe dar, während die Röntgenstrahlung überwiegend durch Akkretion, also gravitative Energieumsetzung auf kompakte Objekte, zustande kommt. Radio- und Gammastrahlung sind hingegen meistens nicht-thermischer Natur und zeigen das Vorhandensein relativistischer Elementarteilchen an, wie sie in der kosmischen Strahlung *in situ* gefunden werden. Die Teilchen werden in der Nähe aktiver Objekte wie den Überresten von Supernovae, akkretierenden Neutronensternen oder Schwarzen Löchern bis zu Energien von 10^{20} eV beschleunigt. Thermische Gammastrahlung im Bereich nuklearer Anregungsenergien von einigen MeV tritt bei Supernovae auf, wenn für kurze Zeit sehr hohe Plasmatemperaturen entstehen. Von den zwanzig experimentell zugänglichen Dekaden des Frequenzspektrums, trägt der Bereich der Gammastrahlung mindestens acht Dekaden bei, von 100 keV (10^5 eV) bis zu 10 TeV (10^{13} eV) und sogar darüber hinaus.

Tabelle 1.1: Experimente zur Detektion von hochenergetischer Gammastrahlung ($>10\text{GeV}$)

Experiment	Energie- schwelle (TeV)	Ort	Referenz
Whipple	> 0.25	Arizona, USA	Weekes et al. (1989)
HEGRA CT1	$>$	Canarische Inseln, Spanien	Daum et al. (1997)
HEGRA System	> 0.25	Canarische Inseln, Spanien	Daum et al. (1997)
CAT	$>$	Themis, Frankreich	Barrau et al. (1998)
CELESTE	> 0.02	Themis, Frankreich	Giebels (1997)
CANGAROO	> 1.00	Woomera, Australien	Tanimori et al. (1998)
CANGAROO II	> 0.10	Woomera, Australien	
Mark VI	> 0.25	Narrabri, Australien	Chadwick et al (1996)
Telescope Array Protoptype		Utah, USA	Hayashida et al. (1998)
PACT		Pachmarhi, India	Kishwanath (2002)
HESS	> 0.04	Gamsberg, Namibia	Hinton (2004)
VERITAS	> 0.05	Arizona, USA	Krennrich (2004)
MAGIC	> 0.03	Canarische Inseln Spanien	Lorenz (2004)

1.1 Beobachtungsmethoden

Weil die Gammastrahlung von astrophysikalischen Quellen die Erdatmosphäre nicht durchdringt, müssen zur direkten Beobachtung Satelliten- und Ballonexperimente eingesetzt werden. Die beiden Satelliten OSO-II (1972) und COS-B (1975) detektierten neben der Milchstraße zum ersten Mal auch Einzelquellen. COS-B beobachtete 25 Objekte (Swanenburg et al. 1981), wovon eine (der Quasar 3C 273) extragalaktischen Ursprungs war. Die hellsten Quellen waren der Crab-Nebel, der Vela- und der Geminga-Pulsar. Weitere extragalaktische Quellen wurden durch Ballonexperimente bestätigt. Jahre später startete die bisher erfolgreichste Mission, das Compton Gamma-Ray Observatorium (CGRO), das vom April 1991 bis Juni 2000 wissenschaftliche Beobachtungen durchführte. Es besaß vier Instrumente. Das Oriented Scintillation-Spectrometer Experiment (OSSE, Johnson et al. 1993) wurde entwickelt, um den Energiebereich von 0.05 bis 10 MeV mit höchstmöglicher spektraler Auflösung zu messen. Die Aufgabe vom Burst And Transient Source Experiment (BATSE, Fishman et al. 1989) war es, möglichst viele Gamma Ray Bursts zu entdecken und transiente Quellen zu beobachten. Der BATSE Katalog umfaßt heute etwa 4000 Gamma Ray Bursts. Das Compton Telescope (COMPTEL) war eine verbesserte Version der Detektoren der Ballonexperimente und ermöglichte es, den diffusen Hintergrund sowie Einzelquellen von 700 keV bis 30 MeV zu beobachten. Das Energetic Gamma-Ray-Experiment Telescope (EGRET), ein Funkenkammer-Detektor, erlaubte es, im Bereich zwischen 80 MeV und ~ 30 GeV Messungen des diffusen Hintergrunds und von Einzelquellen durchzuführen. Mit mehr als 300 Quellen, von denen die meisten bis heute noch nicht identifiziert sind, und mit der Entdeckung von fast 90 aktiven Galaxienkernen (Hartman et al. 1999, 3. EGRET Katalog) war es das bislang erfolgreichste Experiment der Gamma-Astronomie. Unterschiedliche Objekte, darunter die Sonne, Pulsare, akkretierende Doppelsterne, Supernovae, Supernovaüberreste, das interstellare Medium, Spiralgalaxien wie die Milchstraße, Radiogalaxien, Quasare und Gamma Ray Bursts wurden identifiziert. Es ermöglichte zudem Messungen der galaktischen und extragalaktischen diffusen Hintergrundstrahlung. Eine technische Beschreibung der einzelnen Instrumente des CGRO ist bei Lichti und Georgii (2001) zu finden.

Im Bereich von 500 keV bis 5 GeV sind Satelliten- und Ballonexperimente die einzige Möglichkeit, weil das Licht der durch die Gammastrahlung induzierten Sekundärstrahlung im Vergleich zur Resthelligkeit des Nachthimmels für eine indirekte Detektion viel zu schwach ist. Relativistische Primärteilchen (Protonen, Alphateilchen, Gammaphotonen) ab 5 GeV hingegen erzeugen Sekundärteilchen (hauptsächlich Elektronen und Positronen) die Cherenkovlicht emittieren, für das die Erdatmosphäre teilweise transparent ist. Das Spektrum der Cherenkovstrahlung ist ein blaues Kontinuum mit dem Strahlungsmaximum im UV-Bereich.

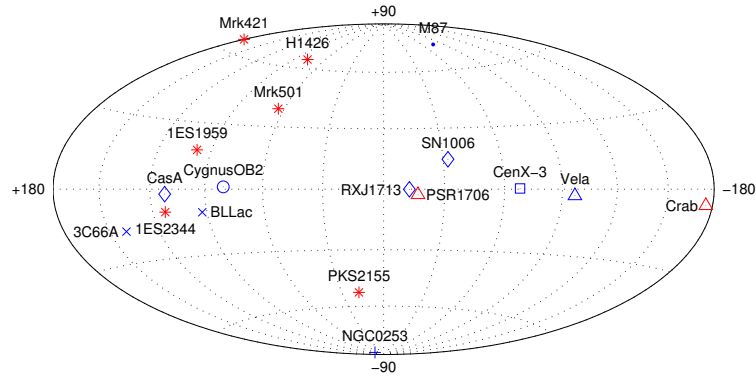


Abbildung 1.1: Verteilung der 18 möglichen TeV Quellen.

Abbildende Verfahren erlauben aufgrund der 1985 von Hillas entwickelten Technik die Trennung von Gamma- und Hadron-induzierten Kaskaden. Nachdem vor fünfzehn Jahren mit dem Whipple-Teleskop in Arizona zunächst der Crab-Nebel (ein Objekt unserer Galaxis) (Weekes 1989) und dann die erste extragalaktische Quelle Mrk421 (Punch et al. 1992) mit diesem Verfahren nachgewiesen werden konnte, wurde ein neues Energiefenster der Gamma-Astronomie für Beobachtungen geöffnet, in dem die Empfindlichkeit gegenüber Weltraumteleskopen wesentlich erhöht ist. Die effektive Lichtsammelfläche bei IACTs liegt bei mehr als 10^4 m^2 , das entspricht der Ausdehnung des Cherenkovlichtpools in 10 km Höhe. Bei höheren Energien erreichen die Luftschauer den Erdboden und die Messungen der Sekundärteilchen kann mit großflächig angelegten Scintillationsdetektoren durchgeführt werden. Mit mehreren sogenannten Imaging Air Cherenkov Teleskopen (IACT) (siehe Tabelle 1.1) versuchte man die unterschiedlichsten Quellen (z.B. EGRET-Quellen, Radiogalaxien) zu beobachten. All diese Versuche blieben nur von geringem Erfolg gekrönt. Abbildung 1.1 zeigt die bisher im TeV-Bereich beobachteten Objekte. Mehr als die Hälfte sind allerdings noch nicht durch unabhängige Beobachtungen bestätigt. Die zehn inzwischen bekannten TeV-emittierenden Aktiven Galaxienkerne, von denen acht zur Unterklasse der sogenannten Blazare gehören, weisen sehr geringe kosmologische Rotverschiebungen auf ($z \leq 0.129$ bzw. eine nicht bestätigte Quelle bei $z = 0.444$) (siehe Tabelle 1.2). Das bedeutet im Rahmen expandierender Friedmann-Modelle maximale Entfernungen von einigen hundert Megaparsec (bzw. Gigaparsec im Fall von 3C66A).

Die extragalaktischen Quellen stellen hinsichtlich ihrer insgesamt im Universum freigesetzten Strahlungsleistung die wichtigste Population dar, wie der EGRET Quellenkatalog demonstriert. Für die Zukunft befinden sich nun zahlreiche IACTs zur Beobachtung der hochenergetischen Gammastrahlung von 10 GeV bis 10 TeV im Aufbau (siehe Tabelle 1.1). Benutzt man ein System aus mehreren Teleskopen, die stereoskopisch zusammengeschaltet sind und koinzident eine Quelle beobach-

Tabelle 1.2: Extragalaktische TeV Quellen. Stand 2003 nach Horan und Weekes (2003)

Name der Quelle	Klasse	Rotverschiebung
3C66A	BL Lac(LBL)	0.444
Mkn421	BL Lac(HBL)	0.031
H1426+428	BL Lac(HBL)	0.129
Mkn501	BL Lac(HBL)	0.034
1ES1959+650	BL Lac(HBL)	0.048
PKS2155-304	BL Lac(HBL)	0.117
BL Lacertae	BL Lac(HBL)	0.069
1ES2344+514	BL Lac(HBL)	0.044
M87	Radio Galaxie	0.004
NGC 253	Starburst Gal.	0.0006

ten (H.E.S.S.), erhält man eine im Vergleich zum Einzelteleskop höhere Orts- und Energieauflösung bei Energien deutlich oberhalb von 100 GeV. Dies ist für das Studium von ausgedehnten Quellen wie den Supernova-Überresten optimal. Die zur Beobachtung von extragalaktischen Quellen optimale Absenkung der Schwellenenergie erfordert eine Maximierung der Spiegelfläche und Quanteneffizienz der eingesetzten PMT-Kamera wie bei dem weltgrößten Teleskop dieser Bauart MAGIC auf La Palma.

1.2 Reichweite von Gammastrahlung

Warum trotz der überlegenen Sensitivität der IAC Teleskope dennoch um eine Größenordnung weniger Quellen gefunden wurden als mit der Funkenkammer EGRET ist noch nicht abschließend geklärt worden. Die Tatsache, daß die wenigen im TeV Bereich detektierten Quellen vergleichsweise geringe Rotverschiebungen aufweisen (die EGRET Quellen befinden sich bei Rotverschiebungen $z \sim 1$) könnte andeuten, daß es sich um eine entfernungsabhängige Abschwächung der Gammastrahlung handelt. Allerdings war es mit der IACT Methode bislang nicht möglich eine Himmelsdurchmusterung durchzuführen, so daß auch die Rotverschiebungsverteilung auf wenigen Daten basiert. Nur aus anderen Energiebereichen bereits bekannte Quellen können als Kandidaten für TeV Gammastrahlung untersucht werden (Pühlhofer 2003, ICRC Proc.). Weil die bekannten extragalaktischen Gammaquellen sehr stark variabel sind, wäre auch ein Auswahleffekt denkbar. Den gleichen Einwand kann man in Bezug auf den spektralen Verlauf anstellen, falls die TeV Quellen im von EGRET beobachteten Bereich 100 MeV - 10 GeV untypisch schwach sein sollten. Dafür gibt es sogar einige theoretische

Anhaltspunkte (Urry 1998, Ghisellini et al. 1998) und die Tatsache, daß viele Quellen aus Tabelle 1.2 nicht von EGRET detektiert wurden.

Eine seit den sechziger Jahren (Nikishov 1962, Goldreich und Morrison 1964, Gould und Schreder 1966, Jelley 1966) bekannte entfernungsabhängige Abschwächung der Gammastrahlung ist die Paarbildung durch Zwei-Photon Wechselwirkung

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

Die überwiegende Zahl der Photonen im Universum sind Bestandteil der Mikrowellenhintergrundstrahlung, die bei Wechselwirkung mit Gammastrahlung oberhalb von etwa 400 TeV zur Überschreitung der Schwellenenergie für Paarbildung führen können. Bei Photonenenergien unterhalb von 400 TeV sind energiereichere Hintergrundphotonen (FIR-UV) erforderlich wie sie durch Sternbildung und geheizten Staub zustande kommen. Mit zunehmender Energie finden die Photonen der Gammastrahlung eine zunehmende Zahl weicher Photonen der Hintergrundstrahlung, bis das Maximum der Planckkurve bei $\sim 4.2 \cdot 10^8 \text{ m}^{-3}$ erreicht wird. Dadurch verringert sich der Horizont, bis zu dem Punkt an dem Gammastrahlung sich ungehindert ausbreiten kann, mit wachsender Energie. Unterhalb einer bestimmten Gammaenergie wird noch derjenige Teil des Universums sichtbar sein, in dem sich die Galaxienbildung vollzogen hat.

Die Energien können leicht abgeschätzt werden durch die Relation

$$(1.1) \quad E_\gamma \epsilon > (mc^2)^2 \approx 10^{12} (eV)^2.$$

Sie entsteht aus der Überlegung, daß die Energie des Gammaphotons E_γ und die Energie des anderen Photons ϵ mindestens die Ruheenergie des Elektrons und Positrons besitzen müssen. Ein Gammaphoton mit einer Energie von 1 PeV (10^{15} eV) erfüllt die Bedingung mit Photonen die eine Energie von 10^{-3} eV , daß sind mit einer Wellenlänge von ca. $1000 \mu\text{m}$ Mikrowellenphotonen. Diesen Effekt untersuchte bereits Protheroe und Stanev (1993) und Aharonian, Coppi und Voelk (1994). Sie kamen zu der Ansicht, daß die Gammaphotonen ab ca. 100 TeV durch den kosmischen Mikrowellenhintergrund absorbiert werden. Erste Abschätzungen für den ultravioletten Hintergrund ergaben, daß Photonen ab 20 GeV bereits von der Absorption betroffen sein könnten (Fazio und Stecker 1970).

Wenn Gammaphotonen auf diese Weise absorbiert werden, geht ihre Energie nicht verloren. Die Elektron-Positron Paare, die während der Absorption entstehen, bilden neue Gammaphotonen durch inverse Comptonstreuungen am Mikrowellenhintergrund. Diese sekundären Gammaphotonen können wieder durch energieärmere Hintergrundphotonen durch Paarbildung absorbiert werden. So entwickelt sich eine elektromagnetische Kaskade. Die Kaskade endet, wenn die Gammaphotonen nicht mehr genug Energie besitzen, um mit den Hintergrundphotonen ein Elektron-Positron Paar zu erzeugen. Die Kaskade teilt demnach die

Energie eines primären Photons auf viele Photonen mit geringeren Energien auf. Ohne den Einfluß eines magnetischen Feldes, entwickelt sich die Kaskade geradlinig in dieselben Richtung wie das Primärphoton. Berechnet man den Beitrag der Sekundärstrahlung zum Gammastrahlungshintergrund ist das eine gute Annahme. Betrachtet man jedoch die Emission von Einzelquellen ist die Hinzunahme der Magnetfelder unbedingt erforderlich. Existieren zum Beispiel Magnetfelder mit Feldstärken von 10^{-9} G, ist der Gyrationradius für Elektronen und Positronen mit der Energie $E_{e/p}$ ca. $100(E_{e/p}/100 \text{ TeV})(B/10^{-9} \text{ G})\text{pc}$ und damit für Teilchen mit Energien $> 100 \text{ TeV}$ viel kleiner als der Weg $t_{ic}c \approx 4 \cdot 10^3(E/100 \text{ TeV})$, den die Elektronen und Positronen benötigen, um ihre gesamte Energie an die Mikrowellenphotonen abzugeben. Dadurch wird die Sekundärstrahlung isotropisiert. Aharonian, Coppi und Voelk fanden heraus, daß wenn die Quelle einen beträchtlichen Teil ihres Flusses bei Energien von mehr als 100 TeV abstrahlt, wird ein Beobachter mit einem bestimmten Abstand d zur Quelle einen schmalen Emissionsbereich als Halo um die Quelle herum mit einer Größe von $L_1/d (\leq 0.5)$ (bei $d \leq 100 \text{ Mpc}$) beobachten können.

Dieser Effekt läßt sich leicht auf das Problem der nicht detektierten extragalaktischen TeV-Quellen anwenden. Mit der Relation 1.1 läßt sich folgern, daß Gammaphotonen von nur einigen TeV mit Infrarotphotonen wechselwirken und GeV Photonen an ultravioletten Photonen streuen. Damit diese Wechselwirkung wahrscheinlich wird, benötigt man allerdings große Strecken. Es handelt sich also um einen extragalaktischen Streuprozeß. Daraus folgt, daß man die extragalaktische Hintergrundstrahlung kennen muß, um die optische Tiefe zu berechnen. Die Kenntnisse über den Fluß und das Spektrum der Hintergrundstrahlung in diesem Bereich waren zunächst sehr spärlich, wurden jedoch durch das Hubble Space Teleskop, dem infrarot Teleskop IRAS (Infrared Astronomical Satellite) 1983 und dem COBE (Cosmic-Microwave Background Explorer) Satelliten 1989 bald recht zahlreich. Nach den ersten Beobachtungen von TeV-Gammastrahlungsquellen (Punch et al. 1992) wurde der Effekt der kosmologischen Paarproduktion von einigen Autoren untersucht, indem sie versuchten Modelle für den infraroten oder optischen Strahlungshintergrund zu erarbeiten, die die Lücken in den Daten schlossen (z.B. Malkan und Stecker 1998, Konopelko et al. 1999, Primack et al. 1999). Die Unterschiede in den Ergebnissen waren aufgrund der unterschiedlichen Modelle des Strahlungshintergrunds verhältnismäßig groß. Einige Berechnungen basieren ausschließlich auf einer Interpolation von Daten des heutigen Hintergrunds (deJager und Stecker 2002, Dwek und Krennrich 2004). Wie in Kapitel 2 gezeigt, liegen die Daten bei manchen Wellenlängen um mehr als eine Größenordnung auseinander. Deshalb sind die Ergebnisse nur als grobe Abschätzung zu verstehen. Aber auch Modelle, die teilweise oder sehr detailliert die unterschiedlichen physikalischen Komponenten mit einbeziehen, haben immer noch Unterschiede innerhalb eines Faktors von ca. drei. Während manche Modelle so starke Absorption

beinhalten, daß extreme physikalische Spekulationen über die Spektren von Blazaren möglich sind (Meyer und Protheroe 2000, Aharonian, Timokhin und Plyashnikov 2002, Stecker und Glashow 2001), sagen andere Hintergrund-Modelle mit geringerer Absorption voraus, daß die Emission von Gammastrahlung auch mit einfachen theoretischen Modellen gut erklärt werden kann (Konopelko et al. 1999, deJager und Stecker 2002). Es ist deshalb sinnvoll, die Unterschiede innerhalb eines Modells mit sinnvollen physikalischen Parametern und ihren Einfluß auf die Absorption von Gammastrahlung zu untersuchen. Dabei ist zu beachten, daß die durch Paarbildung absorbierte Gammastrahlung auch hier wieder als Gammastrahlung reprozessiert werden kann, wenn die erzeugten Paare durch inverse Compton-Streuung weiche Photonen der Hintergrundstrahlung zu höheren Energien streuen.

1.3 Aktive Galaxienkerne

Das Universum beherbergt etwa 100 Milliarden großer Galaxien. Galaxien wurden zuerst von Edwin Hubble 1936 aufgrund ihrer Morphologie in Spiralen, Ellipsen und Irreguläre klassifiziert (Hubble Klassifikation). Unter diesen Galaxien stellte man die sogenannten Starburst Galaxien heraus, bei denen die Kernaktivität durch massenhafte Sternbildung, ausgelöst vermutlich durch Gezeitenkräfte, zustande kommt. 1987 entdeckten Soifer et al. eine Population von Galaxien, die im optischen nahezu nicht sichtbar ist, da sie 90% ihrer Energie im Infraroten abstrahlt. Diese sogenannten hellen Infrarot-Galaxien haben Sternbildungsraten, die 100-1000 mal der unserer Milchstraße entsprechen, und besitzen eine enorme Leuchtkraft ($L_{\text{IR}} \approx 10^{12} L_{\odot}$). Die hohe Sternbildung, wahrscheinlich durch die Kollision zweier einzelner Galaxien ausgelöst, findet hinter enormen Massen von heißem Staub und Gas statt.

Carl Seyfert (1943) entdeckte einen weiteren Galaxientyp mit peculiärer Morphologie. Neben einem außergewöhnlich hellen Kern zeigen die Seyfertgalaxien sehr breite Emissionslinien (~ 10.000 km/s). In den sechziger Jahren wurden Objekte entdeckt, die den Seyfertgalaxien ähnelten, deren Kernhelligkeit allerdings um Größenordnungen über der Helligkeit der umgebenden Galaxie lag. Die scheinbare Punktförmigkeit dieser Objekte führte zur Bezeichnung Quasare (quasi-stellar). Sie gehören wie die Seyfertgalaxien und die Radiogalaxien zu der Gruppe der Aktiven Galaxienkerne (Active Galactic Nuclei, AGN). AGN sind durch ihre hellen, kompakten Kerne gekennzeichnet, die eine stark variable Kontinuumsemission erzeugen und die die umgebende stellare Komponente um mehr als einen Faktor 10^3 überstrahlen. AGN zeigen entweder eine hohe absolute Leuchtkraft, eine nicht thermische und oft stark variable Kontinuumsemission, breite Emissionlinie und/oder ungewöhnliche morphologische Strukturen wie zum Beispiel Jets.

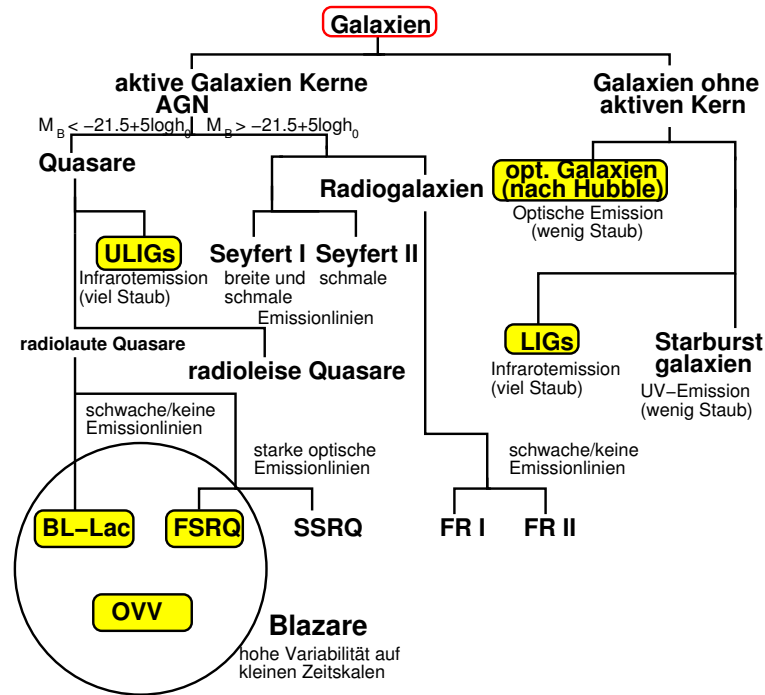


Abbildung 1.2: Die Einteilung der Galaxientypen aufgrund von Beobachtungen. Besonders hervorgehoben sind Galaxientypen in dieser Arbeit wichtig sind und in späteren Kapiteln erneut Erwähnung finden.

Die Aktiven Galaxien werden aufgrund bestimmter Beobachtungsmerkmale (spektroskopischer Typ, Kontinuumseigenschaften, Polarisation, Variabilität, u.s.w.) in verschiedene Unterklassen eingeteilt. Diese Nomenklatur ist nicht immer eindeutig, deshalb können die gleichen Objekte bei verschiedenen Autoren unterschiedliche Bezeichnungen tragen. Hier wird versucht, die gebräuchlichste Einteilung vorzustellen. Danach vergleicht man die Gesamtleuchtkraft, die relative Intensität der Radioemission, die Breite der Emissionslinien im optischen und UV und die Variabilität der Quelle. Danach kann man sie in die unterschiedlichen Typen einteilen, die in Abbildung 1.2 aufgeführt sind. Der größte Unterschied zwischen Quasaren und Seyfert Galaxien ist die größere Gesamtleuchtkraft der Quasare, der Trennungswert liegt bei $M_V = -23$ (absolute Helligkeit im V-Band). Außerdem läßt sich eine Seyfertgalaxie mit Seeing-limitierten (~ 1 arsec) optischen Teleskopen räumlich auflösen, während Quasare im optischen punktförmig erscheinen. Erst durch hochauflösende Beobachtungen mit dem Hubble Teleskop konnte auch bei Quasaren die umgebende (elliptische) Galaxie beobachtet werden (Bahcall et al. 1997). Galaxien vom Typ Seyfert 1 werden vom Typ Seyfert 2 aufgrund von spektroskopischen Merkmalen getrennt. Seyfert 1 Galaxien haben breite und schmale verbotene Emissionslinien, während bei Typ 2 ausschließlich

schmale (verbotene) Emissionslinien zu beobachten sind (Khachikian und Weedman 1974).

Bei Radiogalaxien handelt es sich um elliptische Riesengalaxien bei denen vom aktiven Kern eine bis zu über hunderte von Kiloparsec kohärente Radiomorphologie in Form bipolarer Jets ausgeht. Bei den leuchtschwächeren Fanaroff-Riley Typ I Galaxien ist die Jethelligkeit in der Nähe des Kerns am größten und fällt nach außen ab, während bei den leuchtstärkeren FR-II Galaxien (Fanaroff und Riley 1974) die symmetrischen Radiostrukturen fern vom Kern, die sogenannten Hot Spots, dominieren.

Ferner unterscheidet man die radiolauten und die radioleisen Qasare. Bei den radiolauten AGN ist das Verhältnis zwischen dem Radiofluß und dem Fluß im B Band größer als 10 ($f_{5\text{GHz}}/f_B \geq 10$), die übrigen AGN ($\sim 80\%$) sind radioleise. Bei den radiolauten Qasaren werden Flachspektrum Radioquasare (Flat Spectrum Radio Quasar, FSRQ), Steilspektrum Radioquasare (Steep Spectrum Radio Quasar, SSRQ), BL Lacertae Objekte (BL Lac) unterschieden. Die relativ leuchtschwachen BL Lacertae Objekte weisen sehr schwache oder keine Linienemission auf, sind stark variabel und hochpolarisiert. Radioquasare sowie optisch starke variable Quellen (OVV) lassen prominente, breite optische Linien erkennen. BL Lacs, FSRS und OVV's werden aufgrund ihrer starken Polarisation und hohen Variabilität zur Klasse der Blazare zusammengefaßt.

Der Zoo von Aktiven Galaxienkernen kann im Rahmen eines vereinheitlichenden Modells als die Auswirkung verschiedener Orientierungen und der Akkretionsrate verstanden werden (siehe Abbildung 1.3, Urry und Padovani 1995). Die Modellvorstellung des Aktiven Galaxienkerns besteht aus einem rotierenden schwarzen Loch mit einer Masse zwischen 10^6 und $10^{10}M_\odot$ und einem Ereignishorizont von $R_S = 2GM_{BH}/c^2 = 3 \cdot 10^8$ km bei einer Masse von 10^8M_\odot . Das schwarze Loch ist von einer Akkretionsscheibe aus ionisiertem Gas umgeben, die einige 100 Schwarzschildradien einnimmt. Die Akkretionsscheibe ist von einem heterogenen Staubtorus eingeschlossen, der durchschnittlich etwa 1.5 pc vom schwarzen Loch entfernt ist und typisch 30 pc Durchmesser hat. Innerhalb des Staubtorus gibt es sich schnell bewegende Gaswolken ($500 \leq \Delta v_{FWHM} \leq 10.000$ km s⁻¹), die von der thermischen, ultravioletten Strahlung der inneren Akkretionsscheibe ionisiert werden und so breite Linien erzeugen. Deshalb nennt man diesen Bereich die Breite Linien Region (BLR). Weiter außen existieren noch mehr Gaswolken, die sich aber weitaus langsamer bewegen ($200 \leq \Delta v_{FWHM} \leq 900$ km s⁻¹) und deshalb schmale Linien erzeugen. Dieser Bereich wird Schmale Linien Region (Narrow Line Region, NLR) genannt. Entlang der Drehimpulsachse der Akkretionsscheibe und des Schwarzen Lochs bilden sich bipolare relativistische Jets aus, deren Entstehung bisher noch nicht geklärt ist. Je nach Ausrichtung der Jets bzw. der Akkretionsscheibe und des Staubtorus erscheint eine ähnlich aufgebaute Quelle in der Beobachtung als unterschiedliches Phänomen. AGN der Unterklassen FRI

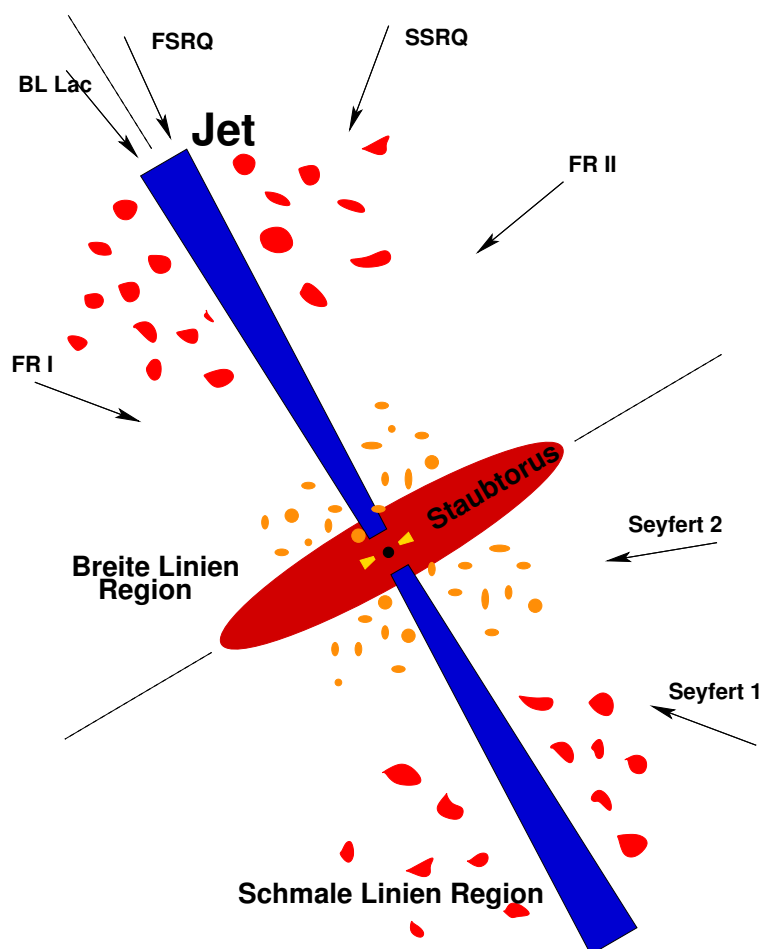


Abbildung 1.3: Schematischer Aufbau eines AGN und die Blickwinkel, unter denen die verschiedenen Unterklassen beobachtet werden.

und FR II werden parallel zur Ebene der Akkretionsscheibe beobachtet, so daß die Strahlung des AGN im optischen durch den Staubtorus abgeschirmt wird. Nur im polarisierten Licht, das durch Streuung im ausgedehnten interstellaren Medium zustande kommt, kann man die breiten Emissionslinien des zentralen AGN sehen (Antonucci und Miller 1985). Die Blazare entsprechen dem anderen Extrem einer Beobachtung unter kleinen Winkeln zur Jetachse (einige Grad), also fast senkrecht zur Akkretionsscheibe. Die anisotrope Strahlung des relativistischen Jets wird durch einen Lorentz-Boost extrem verstärkt und überblendet die anderen Strahlungskomponenten.

1.4 Blazare

1.4.1 Einteilung der Blazare

Mit EGRET wurden oberhalb 100 MeV bislang fast 90 Blazare beobachtet (Hartmann et al. 1999), davon knapp 10 auch mit COMPTEL bei MeV Energien. Die beobachteten Spektren sind konsistent mit Potenzspektren

$$(1.2) \quad F_{E_\gamma} = F_0 E_\gamma^{-\alpha}$$

mit einem Photonenindex $s = 1.4 \dots 2.8$ und einem Mittelwert von 2.18 ± 0.31 (Mukherjee et al. 1997). Aufgrund der begrenzten Empfindlichkeit von EGRET werden für eine signifikante Detektion einer hellen Quelle bereits einige Wochen Integrationszeit benötigt, obwohl die Blazare auf wesentlich kürzeren Zeitskalen spektral variabel sind. Zur Unterscheidung von Modellen für die nichtthermischen Strahlungsprozesse werden simultane Beobachtungen mit kurzen Integrationszeiten bei unterschiedlichen Wellenlängen benötigt. Korrelationen zwischen den Flußänderungen bei verschiedenen Wellenlängenbereichen sind diagnostisch besonders wichtig. Deshalb werden immer häufiger statt Beobachtungen mit einem Teleskop einer bestimmten Wellenlänge, ganze Beobachtungskampagnen mit vielen Teleskopen in den unterschiedlichsten Wellenlängen unternommen. Für viele Quellen reichen deshalb die Daten vom Radio- bis in den hochenergetischen TeV-Gammabereich. Aus solchen Beobachtungen weiß man, daß die Spektren zwei oder mehr Maxima aufweisen, die unterschiedliche Emissionskomponenten darstellen, die von der Akkretionscheibe, dem Staubtorus, den Gaswolken und Jets stammen können. Im Spektrum kommen also sowohl thermische als auch nicht-thermische Komponenten vor. Außerdem fand man heraus, daß die Emission bei hohen Energien einen großen Anteil der insgesamt abgestrahlten Leistung ausmacht. Ghisellini et al. (1998) fanden bei einer Betrachtung von Multiwellenlängen-Spektren von 51 Blazaren, daß man sie in drei verschiedene Kategorien einteilen kann: High Peaked BL Lacs (HPB oder x-ray selected), Low Peaked BL Lacs (LPB oder radio selected) und die schon erwähnten Radioquasare mit flachen Spektren (FSRQ). Die Unterscheidung wird hauptsächlich durch die Lage des ersten Maximums gemacht. Bei den LPB liegt es im Radio/IR Bereich, während die HPB das Maximum im Röntgenbereich zeigen. Das zweite Maximum ist dementsprechend im Gamma Energiebereich (MeV bzw. GeV/TeV) zu finden. Der hochenergetische Teil des Spektrums dominiert in aktiven Zeiten des Blazars deutlich die abgestrahlte Gesamtenergie (in Beobachtungsrichtung). Der Unterschied in der Leistung zwischen aktiver und inaktiver Phase beträgt hier einige Größenordnungen. Der thermische Anteil des Staubtorus ist zu schwach um im Spektrum von Blazaren eine Rolle zu spielen. Für die einzelnen Blazaruntergruppen wurden mit Hilfe der Beobachtungen Beziehung zwischen den einzelnen

Tabelle 1.3: Dopplerfaktoren für die Gammaproduktion in Jets aus SSC Modellen

Quelle	Dopplerfaktor	Referenz
Mkn501	7 – 22	Tavecchio, Maraschi und Ghisellini (1998)
Mkn421	22 – 35	Tavecchio, Maraschi und Ghisellini (1998)
Mkn501	12 – 35	Bednarek und Protheroe (1999)
ON231	10.5	Ciprini (2001)
ON231	8 – 15	Böttcher, Mukherjee und Reimer 2002)
3C279	11 – 20	Hartman et al. (2001)

Wellenlängen aufgestellt (Fossati et al. 1998). Mit diesen können ohne komplexe theoretische Modelle zu benutzen allgemeine Aussagen über BL Lacs oder FSRQ gemacht werden. Mittlerweile gibt es Beobachtungen die zeigen, daß die Sequenz der Blazare keineswegs bipolar ist, sondern auch einige wenige Blazare mit Maxima existieren, die zwischen den HBL und LBL liegen, oder jenseits bei höheren und niedrigeren Energien. Je nach Lage des Maximums heißen diese Objekte dann Intermediate Peaked Blazars (IPB) Ciprini (2002) oder Extrem Peaked Blazars (ExPB) Costamante et al. (2001).

1.4.2 Produktion von Gammastrahlung im Jet

Aus den Beobachtungen erhält man hohe Gammaleuchtkraft mit Variabilität auf kleinen Zeitskalen. Das spricht dafür, daß die Emission von einer eher kleinen, kompakten Region (Größe des Sonnensystems) stammt. Ist die Photonendichte zu hoch, interagieren die Photonen miteinander und bilden Elektronen-Positronen Paare $\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+$. Die optische Tiefe τ für den Paarbildungsprozess mit dem Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}$ zwischen Photonen mit einer Photonendichte n_γ einer Quelle mit dem Radius R kann berechnet werden durch $\tau_{\gamma\gamma} = n_\gamma \sigma_{\gamma\gamma} R$. Für eine typische, isotrope Gammaleuchtkraft von 10^{48} erg s⁻¹ und Radien von einigen Lichttagen, erhält man abhängig von der Schwarzen Loch Masse einen typischen Wert der optischen Tiefe $\tau_{\gamma\gamma} \approx 200 > 1$. Das bedeutet, daß keine Gammastrahlung von Blazaren erwartet werden würde. Aus diesen Überlegungen entstand die Vorstellung, daß die Gammastrahlung als gebeamte Emission in Schockregionen eines relativistischen Jets entsteht (Mannheim und Biermann 1992, Dermer und Schlickeiser 1993, Kirk, Rieger und Mastichiadis 1998). Dieses Modell unterstützt die Beobachtungen der superluminalen Bewegung in Blazaren, was auf kleine Winkel zwischen Jet und Sichtlinie hinweist. Außerdem erklärt es die großen Rotverschiebungen bei denen man AGN beobachtet. Ein relativistischer Jet erzeugt gebeamte Emission, so daß die beobachtete Gammastrahlung dopplerverstärkt ist. $D = 1/(\Gamma(1 - \beta \cos \theta))$, mit der Jetgeschwindigkeit $\beta = v_{jet}/c$ dem Winkel

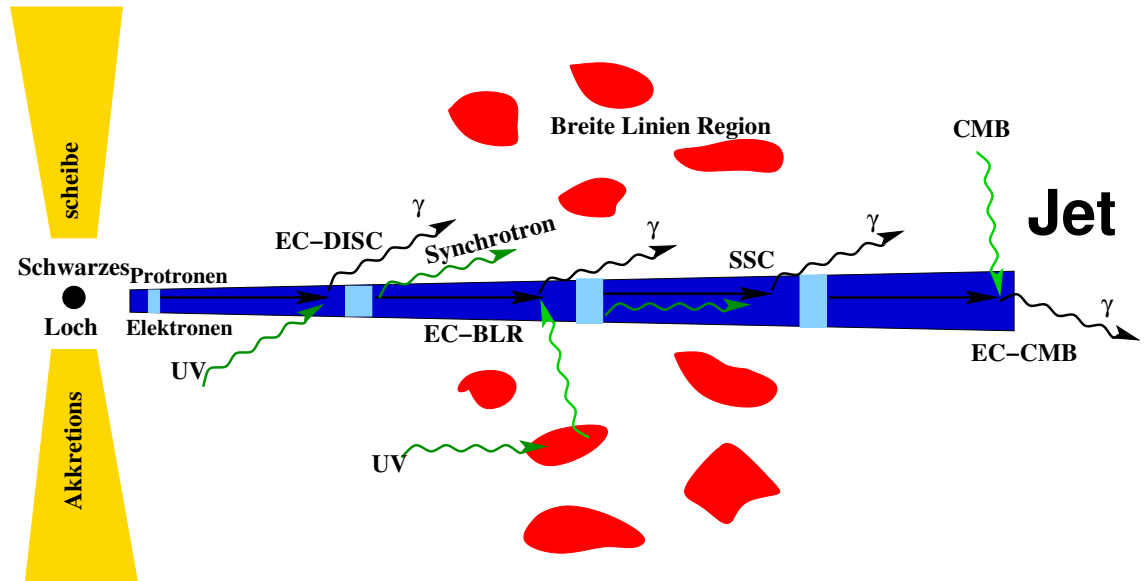


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung zur Erzeugung von hochenergetischer Gammastrahlung im Jet eines Blazars. Die Synchrotronstrahlung stammt entweder von Elektronen/Positronen, oder von Protonen. Beim inversen Comptonanteil unterscheidet man die Modelle, je nach Herkunft der Ausgangsphotonen für den Prozeß.

zwischen Jetachse und Sichtlinie und dem Lorentzfaktor $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$. Die beobachtete Gammaleuchtkraft ist also die um den Dopplerfaktor D^n verstärkte intrinsische Leuchtkraft der Quelle $L_{\gamma, \text{beob}} = D^n L_{\gamma, \text{int}}$. Wobei $n = 3 + \alpha$ ein Parameter in Abhängigkeit der Steigung des Spektrums darstellt (Königl 1981, Urry und Shafer 1984, Morrison, Sadun und Roberts 1984 Bassani und Dean 1986). In einer Quelle wie 3C279 mit einem Dopplerfaktor von ca. 10 ist somit die intrinsische Leuchtkraft um den Faktor 10^3 oder 10^4 kleiner. Somit ist auch die optische Tiefe um den gleichen Faktor kleiner, also $\tau \approx 0.2 < 0.02 < 1$ und die Photonen können aus den Schockregionen oder Blobs in denen sie im Jet entstehen entkommen.

Die meisten Modelle gehen davon aus, daß die hochenergetischen Photonen im Jet in der Nähe der Scheibe und des schwarzen Lochs entstehen. Man unterscheidet die Modelle zuerst danach ob Elektronen und Positronen oder Protonen die Synchrotronstrahlung emittieren. In den leptonischen Modellen werden durch fluktuierende Magnetfelder Elektronen und Positronen beschleunigt (siehe Abbildung 1.4). Die abgestrahlte Synchrotronstrahlung wird nun in den Synchrotron Self-Compton Modellen (SSC) (z.B. Maraschi, L., Ghisellini, G. und Celotti 1992, Bloom und Marscher 1996, Mastichiadis und Kirk, J.G. 1997) durch dieselben Elektronen und Positronen zu noch höheren Energien gestreut. Das resultierende

Spektrum besteht dann aus zwei gleichaussehenden Maxima bei niedriger und bei hoher Energie. Es gibt aber noch andere mögliche Photonenpopulationen, die durch inverse Compton Prozesse auf Gammaenergien beschleunigt werden können. Diese Prozesse nennt man externe Comptonstreuung (EC). Zum Beispiel UV- und Röntgenphotonen, die von der Scheibe direkt (EC-Scheibe) (Dermer und Schlickeiser 1993) oder durch die Wolken der Breiten Linien Region (EC-BLR) (Sikora, Begelman und Rees 1994) indirekt in den Jet gestreut werden. Eine weitere Möglichkeit, die vor allem bei LPB auftritt ist die Streuung der kosmischen Hintergrundstrahlung (EC-CMB) (Harris und Krawczynski 2002). Wahrscheinlich spielen alle Prozesse eine Rolle, je nach Aufbau der einzelnen Quelle.

In hadronischen Prozessen werden hauptsächlich Protonen beschleunigt (Mannheim und Biermann 1992, Mannheim 1993, Bednarek 1993). Sie können Energien bis zu 10^{20} eV besitzen, so daß sie die Energieschwelle für Photopionproduktion erreichen. Dabei entstehen auch Elektron-Positron Paare, die ihre Energie durch Synchrotronstrahlung abgeben, während die Pionen in Gammaphotonen zerfallen und dabei noch mehr Positronen produzieren. Die so entstehenden Gammaphotonen werden aufgrund der hohen optischen Tiefe durch Paarbildung absorbiert und wieder als Gammaphotonen mit niedrigeren Energien abgestrahlt. Ist die Energie der Photonen soweit gesunken, daß sie unter der Grenzenergie für Paarproduktion liegt, können sie entkommen. Dabei entsteht ein Neutrinofluß, der, würde er detektiert, den hadronischen Modellen den Vorzug geben würde. Einen grundlegenden Überblick und Referenzen über die einzelnen Modelle kann man in Mannheim (1996), oder Sikora (1997) nachlesen.

In neueren Arbeiten werden die Modelle benutzt, um Daten in den unterschiedlichsten Wellenlängenbereichen zu erklären. Vorherrschend ist momentan der Ansatz des SSC Modells, er ist einfach zu berechnen und besitzt wenige Unbekannte (Konopelko et al. 2003 (Mkn501), Costamante et al. 2003 (H1426+428), Ballo et al. 2002 (3C279) und Referenzen in Tabelle 1.3. Dabei ergeben sich Dopplereffektoren von ≈ 10 .

In einigen Arbeiten wird versucht die Daten mit kombinierten Modellen zu erklären. Zum Beispiel mit einem Synchrotron-Proton-Blazar (SPB) Modell (z.B. Mücke, A. und Protheroe, R.J. 2000 (MKN501), Protheroe, Donea und Reimer 2002, Reimer, Protheroe und Donea 2004 (M87), Mücke et al. (2003) oder einem leptonischen Modell, das sowohl SSC also EC berücksichtigt (z.B. Böttcher und Chiang 2002, Böttcher, Mukherjee und Reimer 2002 (WCom)).

Unter der verbreiteten Annahme, daß die Gammastrahlung durch Beschleunigung der thermischen UV Photonen der Akkretionsscheibe entsteht, also nur einige Parsec vom Kern entfernt, muß man den Prozeß der intrinsischen Absorption betrachten. In der Nähe des Kerns existieren Strahlungsfelder, die durch Paarbildung die Gammaphotonen absorbieren könnten. Zunächst ist die Strahlung der Scheibe selbst recht stark, dann strahlen die Wolken der BLR Photonen ab und

der Staubtorus, erwärmt von der Scheibe, emittiert ebenfalls Infrarotphotonen. In Donea und Protheroe (2002) wird ein Modell vorgestellt, das die Scheibe, die Gaswolken und Staubtorus geometrisch beschreibt und so die optische Tiefe für die einzelnen Komponenten berechnet. Dabei wurden folgende Überlegungen gemacht: Unter der Annahme der Kopplung zwischen Jet und Akkretionsscheibe wird davon ausgegangen, daß die Gesamtenergie einer Scheibe ohne Jet auf die Energie im Jet und auf die Scheibe mit Jet aufgeteilt wird. Dadurch besitzt eine Quelle mit einem energiereichen Jet eine eher leuchtschwache Scheibe. Führt ein AGN allerdings wenig Energie in den Jet, ist die Scheibe und damit sowohl ihr Strahlungsfeld als auch das des Staubtorus sehr stark. Grundsätzlich gilt also, daß BL Lacs mit eher geringen Scheibenleuchtkräften von $L_{\text{disk}} < 10^{46}$ erg/s eher weniger intrinsische Absorption aufweisen sollten, während bei Quasaren (FSRQ, OVV) mit Scheibenleuchtkräften von $L_{\text{disk}} = 10^{46}-10^{48}$ erg/s auch ein größerer Effekt zu erwarten ist. Obwohl die Mehrheit aller BL-Lacs keine Emissionslinie zeigen, gibt es doch Beobachtungen die zumindest eine schwache BLR Leuchtkraft, in Form einer sehr schwachen H_{α} Linie erkennen lassen (z.B. BL Lacertae; Corbett et al. (2000)). Mkn421 scheint eine BLR Leuchtkraft von $L_{\text{BLR}} = 1.5 \times 10^{40}$ erg/s (Morganti et al.(1992) zu besitzen und selbst für Mkn501 wurde eine Leuchtkraft von $L_{\text{BLR}} = 4 \times 10^{41}$ erg/s (Stitckel, Fried und Kühn 1993) gefunden. Bei so geringen Leuchtkräften ist die von der BLR zu erwartende Absorption eher vernachlässigbar. In Blazaren deutet bisher keine Beobachtung auf einen Staubtorus hin. Man könnte höchstens vermuten, daß das Fehlen von Emissionlinien auf die Absorption durch ein Torus Strahlungsfeld weist. Der Torus kann zum Beispiel eine sehr geringe Höhe besitzen oder nur wenig durch die schwache Strahlung der Scheibe aufgeheizt werden. Dadurch könnte die Leuchtkraft der Infrarotemission in Blazaren so schwach sein, daß man sie neben den dominierenden Komponenten nicht detektieren kann. Nimmt man daher an, daß der Staub zum Beispiel nur eine Temperatur von einige 100 K statt einige 1000 K besitzt, liegt die optische Tiefe erst ab ca. 16 TeV bei 1 und hat ein Maximum bei 100 TeV von 4. Also sollte erst ab diesen Energien eine Veränderung im Spektrum zu erwarten sein. Zusammenfassend kann man also sagen, daß die intrinsische Absorption in Quasaren mit hohen Scheibenleuchtkräften schon bei Energien unter 1 TeV so stark ist, daß man mit neuen Instrumenten (GLAST) das Abschneiden beobachten könnte. In BL Lacs ist die Absorption durch Strahlungsfelder von der Scheibe, der BLR und dem Staubtorus nicht besonders stark. Die Stärke der Emission hängt von der Leuchtkraft der Akkretionsscheibe ab und die ist aufgrund der hochenergetischen Jets in BL-Lacs eher gering. Dadurch wird die BLR und der Staubtorus nicht effektiv aufgeheizt und die Strahlungsfelder absorbieren erst Photonen mit Energien größer als ≈ 10 TeV. Da hier allerdings viele Annahmen eingehen, die noch nicht komplett verstanden sind, darf man den Effekt der intrinsischen Absorption auch in BL Lacs nicht vernachlässigen und sollte ihn in die weiteren

Tabelle 1.4: Energiedichte und Teilchendichte für die einzelnen Energiebänder des heutigen MRF. Die Zahlen stellen zum Teil Schätzwerte dar, die auf Interpolationen gemessener Werte beruhen (vgl. Weidenspointer und Varendorff 2001).

	Energiedichte [eV m ⁻³]	Anzahldichte der Photonen [m ⁻³]
Radiostrahlung	$\approx 5 \times 10^{-2}$	$\approx 10^6$
Mikrowellenstrahlung	3×10^5	5×10^8
Infrarotstrahlung	$\approx 10^3$	$\approx 10^5$
Optische Strahlung	$\approx 10^3$	$\approx 10^3$
Ultraviolettstrahlung	-	-
Röntgenstrahlung	75	3×10^{-3}
Gammastrahlung	8.2	1.3×10^{-6}

Überlegungen mit einbeziehen.

1.5 Extragalaktischer Gammahintergrund

Obwohl die extragalaktische Hintergrundstrahlung in allen Wellenlängenbereichen beobachtet wurde ist die einzig wirklich diffuse Komponente die kosmische Mikrowellen Hintergrundstrahlung (CMBR: Cosmic Microwave Background Radiation), da sie durch die kosmologische Reliktstrahlung des heißen Urknalls dominiert wird. Das Spektrum wird durch ein Schwarzkörperspektrum der Temperatur $T = 2.728 \pm 0.008$ K (Fixsen et al. 1996) exakt beschrieben. Anisotropien mit geringen Amplituden verbleiben auch nach Abzug von Vordergrundeffekten, und liefern wertvolle Information über die Parameter des Friedmann-Weltmodells (WMAP Bennett 2003). Im Bereich unterhalb von etwa $200 \mu\text{m}$ übernimmt die extragalaktische Hintergrundstrahlung durch Sternbildung bei hohen Rotverschiebungen die dominante Rolle.

Zusätzlich zur kosmologischen Hintergrundstrahlung verursacht die Gesamtheit aller Strahlungsquellen im Universum ein isotropes, quasi-diffuses Strahlungsfeld. Lokale Anisotropien entstehen nur auf Skalen < 100 Mpc. Die Amplitude von lokalen Anisotropien ist sehr gering und kann in erster Näherung vernachlässigt werden. Die zeitliche Entwicklung der extragalaktischen Hintergrundstrahlung zu anderen Rotverschiebungen bezeichnet man als metagalaktisches Strahlungsfeld (MRF). Eine Abbildung der Hintergrundstrahlung, die den gesamten Wellenlängenbereich umfaßt und die gegenwärtigen Daten darstellt, ist z.B. in Weidenspointer (1999) zu finden. Die experimentelle Bestimmung der Intensität dieser quasi-diffusen Strahlung stellt sich allerdings in nahezu allen Wellenlängenbereichen als sehr schwierig heraus. Das Hauptproblem entsteht durch die Subtrak-

tion des instrumentellen Hintergrunds und der ausgedehnten Vordergrundstrahlung, insbesondere des galaktischen diffusen Anteils. Verfügt man über exzellente räumliche Auflösung und Empfindlichkeit, können die zum MRF beitragenden Quellen einzeln aufgelöst werden. Die systematischen Fehler verschwinden, wenn die Quellen unterhalb der Konfusionsschwelle nur noch einen vernachlässigbaren Beitrag liefern. In der aus Beobachtungen stammenden Tabelle 1.4 kann man erkennen, daß der Mikrowellenhintergrund den größten Anteil ausmacht, sowohl in der Energie- als auch in der Photonendichte. Die Energiedichte des optischen Strahlungsfelds ist nur um zwei Größenordnungen geringer, allerdings ist die Photonendichte bereits um mehr als fünf Größenordnungen geringer. Die Energiedichten der optischen und infraroten Hintergrundstrahlung sind vergleichbar, was durch die Reprozessierung des sichtbaren Sternenlichts in interstellarem Staub erklärt wird. Anders sind die Verhältnisse im Radiobereich, wo man eine hohe Photonendichte beobachtet, aber die Energiedichte die geringste in allen Energiebändern ist. Zur Absorption von Gammastrahlung unterhalb TeV Energien tragen Radiophotonen aufgrund der Schwellenenergiebedingung nicht bei. Die Anzahldichte der Röntgen- und Gammaphotonen ist am geringsten und die Energiedichte im Vergleich mit den anderen Wellenlängenbereichen ebenfalls relativ niedrig.

Die erste Detektion von diffuser Gammastrahlung mit Energien größer als 100 MeV stammt vom Orbiting Solar Observatory (OSO-3) Kraushaar et al. (1972). Dieses Instrument hat auch als erstes eine galaktische Komponente beobachtet. An Bord des Small Astronomy Satellite (SAS-2) befand sich dann ein Instrument, das eine geringere eigene Hintergrundstrahlung und eine um einiges bessere Winkelauflösung und Sensitivität besaß. SAS-2 fand für den MRF im MeV Bereich einen Spektralindex von -2.35 ± 0.4 (Thompson und Fichtel 1982), der gar nicht so weit von dem EGRET Wert entfernt liegt. Mit EGRET wurde der hochenergetische Teil der Hintergrundstrahlung sehr genau gemessen, so daß als Hauptproblem nun die Separation in den extragalaktischen und galaktischen Anteil bleibt. Der Beitrag der galaktischen Photonen nimmt mit zunehmender galaktischer Breite ab und der Fluß ist ca. eine Größenordnung höher als der extragalaktische Anteils (Hunter et al 1997, i.f. Hunter-Modell). In der Analyse in Sreekumar et al. (1998) wird das galaktischen Strahlungsfeld mit Hilfe des Hunter-Modells von dem Gesamtfluß subtrahiert. Das resultierende Spektrum kann wie folgt beschrieben werden:

- Der gesamte gemessene Fluß der Hintergrundstrahlung über 100 MeV beträgt

$$(1.3) \quad F_{(>100 \text{ MeV})} = (1.45 \pm 0.05) \cdot 10^{-5} \text{ Photonen cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}.$$

- Das Spektrum der extragalaktischen Gamma-Hintergrundstrahlung kann durch ein Potenzgesetz beschrieben werden

$$(1.4) \quad F(E_\gamma) = k \left(\frac{E_\gamma}{E_0} \right)^{-\alpha} \text{ Photonen cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}.$$

wobei $k=(7.32 \pm 0.34) \cdot 10^{-9}$, $\alpha = 2.1 \pm 0.03$ und $E_0 = 451 \text{ MeV}$.

Die Werte der extragalaktischen Hintergrundstrahlung sind sehr stark abhängig von dem gewählten galaktischen Modell, dieses wird bestimmt durch den Aufbau und die Verteilung von galaktischen Strahlungsquellen, dem interstellaren Medium und den interstellaren Photonenfeldern. Die galaktischen Modelle sind sehr komplex, besonders drei Prozesse sind hierbei herauszuheben. Erstens der Zerfall von π^0 Mesonen, die durch den Zusammenstoß von kosmischer Strahlung mit dem interstellaren Medium entstehen, zweitens die Bremsstrahlung aus der Wechselwirkung von relativistischen Elektronen und Gas und drittens der inverse Comptoneffekt zwischen Elektronen und den Photonen des interstellaren Photonenfeldes im optischen, infraroten und mikrowellen Bereich. Um die Emission der Gammastrahlung zu modellieren benötigt man detaillierte Kenntnisse über die Verteilung von kosmischer Strahlung, von interstellarem Gas (HI, HII und He) und Staub. Außerdem fließt Sternphysik und die Temperatur und Zusammensetzung des galaktischen Staubs in die Berechnung ein. Im Hunter-Modell werden zur Berechnung des galaktischen Anteils Daten aus der unmittelbaren Umgebung der Erde, korrigiert um den Einfluß der Sonne, benutzt. Man achtete vor allem darauf, daß das Modell die Daten der galaktischen Ebene wiedergab, da hier auch die Verteilung des ISM und der kosmischen Strahlung am höchsten ist. Natürlich tragen auch unaufgelöste diskrete galaktische Quellen, wie Pulsare zum galaktischen Vordergrund bei. Sie können bis zu 20% (vor allem bei Energien >1 GeV) der galaktischen Strahlung emittieren. Pulsare wurden im Hunter-Modell nicht mit berücksichtigt. Außerdem existieren Schwierigkeiten die Daten des GeV Maximums besonders bei hohen Breitengraden wiederzugeben. Es tritt ein Defizit von ca. 40% auf, das durch eine einfache Skalierung einer der Modell-Komponenten nicht erklärt werden kann, da z.B. das π^0 Maximum bei viel kleineren Energien liegt. Neue Daten haben einigen Autoren (z.B. Strong, Moskalenko und Reimer 2000, 2000err, i.F. StMoRe-Modell) dazu veranlaßt von dem konventionellen Modell abzuweichen und ein steileres Elektronenspektrum aus der kosmischen Strahlung anzunehmen. Das verändert die Gammastrahlung aus dem inversen Comptonprozeß und erhöht so die Emission bei GeV Energien. Eine Halo von 4-6 kpc erzeugt eine nicht zu vernachlässigende Elektronenpopulation auch bei mittleren und hohen Längengraden. Die so erzeugte Gammastrahlung reduziert den extragalaktischen Anteil (Moskalenko und Strong 2000). In Strong, Moskalenko und Reimer (2004) werden die überarbeiteten extragalaktischen "Daten", die sich

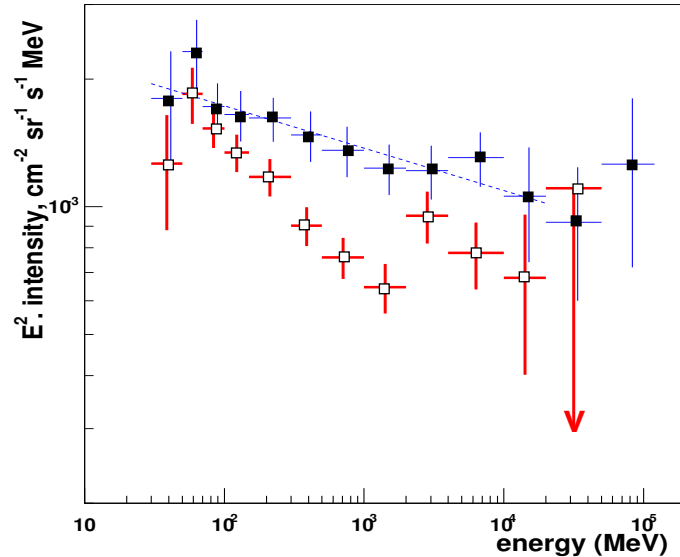


Abbildung 1.5: Das Spektrum der extragalaktischen Hintergrundstrahlung im Gammabereich. Vergleich der Daten, die aus der Reduktion mit Hilfe zweier unterschiedlicher Modelle für die galaktische Komponente stammen (Hunter-Modell, Skreekumar et al. 1997, schwarze Vierecke; StMoRe-Modell, Strong, Moskalenko und Reimer 2004, offene Vierecke).

aus der Subtraktion der Ergebnisse des StMoRe-Modells von den EGRET Daten ergeben, vorgestellt. Die neue Analyse ergibt einen Gammahintergrund mit einem neuen spektralen Verlauf, der nicht mehr durch ein Potenzspektrum zu erklären ist. Es zeigt ein Minimum bei einigen GeV und eine Abflachung bzw. einen erneuten Anstieg zu höheren Energien hin (siehe Abbildung 1.5). Diese spezielle Form des Spektrums gibt Anlaß zu neuen Spekulationen über die Ursachen des Gammahintergrunds, von denen wir eine noch erläutern werden.

Kapitel 2

Metagalaktisches Strahlungsfeld

In diesem Kapitel wird ein Modell zur Beschreibung des metagalaktischen Strahlungshintergrunds (FIR-UV) als Funktion der Rotverschiebung entwickelt, um im späteren Kapitel die Absorption von Gammastrahlung zu berechnen. Hierbei werden Möglichkeiten aufgezeigt die Abweichungen der Daten von den bisherigen theoretischen Modellen im infraroten und ultravioletten Energiebereich zu beseitigen. Trotzdem existieren für die Modellparameter beobachtungsbasierte Grenzwerte. Um diese zu untersuchen wird nacheinander jeweils ein Parameter auf seinen Grenzwert gesetzt und so sein Einfluß auf das Ergebnis des MRF untersucht. Am Ende werden sechs Parametersätze ausgesucht, die zusammengekommen alle bleibenden Unsicherheiten repräsentieren.

2.1 Modellbeschreibung

Im folgenden Unterkapitel werden die Grundlagen unseres Modells des metagalaktischen Strahlungsfeldes (MRF) erläutert. Der ferninfrarote bis ultraviolette MRF wird hauptsächlich von Sternen in Galaxien erzeugt. Ihre direkte Strahlung bildet den optischen und ultravioletten Anteil, während die von Staub und Gas absorbierten Photonen im Infraroten als Wärmestrahlung wieder abgegeben werden. Es gibt unterschiedliche Ansätze, um das MRF durch ein Modell in seiner gesamten zeitlichen Entwicklung zu beschreiben.

In unserem Fall basieren die Berechnungen des optischen und ultravioletten Anteils auf einem sogenannten Vorwärts-Entwicklungs-Modell. In dem Modell wird, angefangen bei der ersten Sternbildung im Universum, die Entwicklung von Galaxien bis zur heutigen Zeit simuliert. In dem eher phänomenologischen Ansatz benutzen wir die Ergebnisse aus sogenannten Galaxienentwicklungsmodellen (Bruzual und Charlot, 1999, 2003, i.F. BC-Modell), die die Entwicklung von Sternen einer bestimmte Anfangsmassenverteilung und Metallhäufigkeit (Metal-

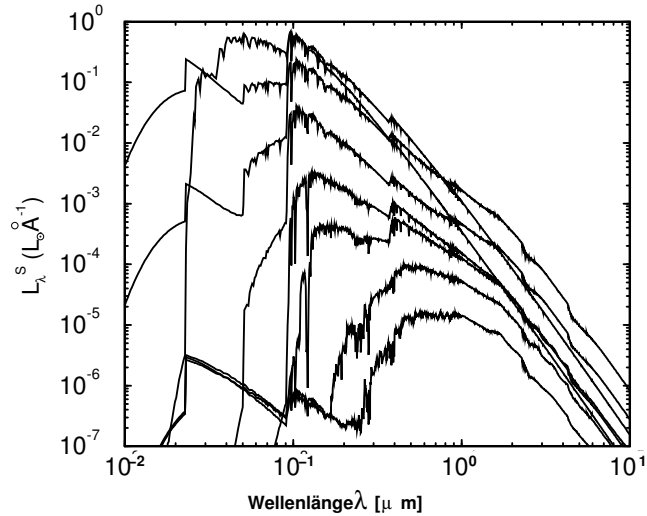


Abbildung 2.1: Spektrale Energieverteilung aus Galaxienentwicklungsmodellen für verschiedene Alter τ . Die Leuchtkraft ist normiert auf $1M_\odot$. Die Spektren entsprechen von oben (bei ca. $2 \cdot 10^{-2} \mu m$) einem Alter von 0, 0.0038, 0.00724, 0.0138, 0.07187, 0.28612, 1.434 bzw. 11 Gyr. Die Ergebnisse basieren auf Rechnungen von Bruzual und Charlot (1999).

le: Elemente mit Ordnungszahl ≤ 6) durch aufwendige numerische Simulationen berechnen. Für unser Modell benutzen wir die Berechnungen einer einzelnen Sternpopulation (SSP: Simple Stellar Population), die sich durch einen einmaligen, instantanen Ausbruch an Sternentstehung auszeichnet. Eine weitere oder kontinuierliche Sternentstehung ist in dieser speziellen Population nicht vorgesehen. Weiterhin ist in dem BC-Modell die gesamte Entwicklung eines Sterns, abhängig von seiner Masse, einschließlich seiner Sternatmosphäre enthalten. Zu Beginn der Entwicklung sind die Sternmassen gemäß der Salpeter Anfangsmassenverteilung verteilt. Als Metallhäufigkeit oder Metallizität wählen wir die der Sonne ($Z_\odot = 0.0169$). Aus den BC-Modellen erhalten wir demnach die Spektren einer einfachen Sternpopulation, die sich mit zunehmendem Alter kontinuierlich entwickelt. Für ausgewählte Alter sind einige Spektren der SSP aus den BC-Modellen in Abbildung 2.1 dargestellt. Die Anfangsmassenverteilung ist auf $1 M_\odot$ normiert. Eine junge Sternpopulation enthält noch viele massereiche OB-Sterne, die ein Maximum im ultravioletten Energiebereich erzeugen. Aufgrund der kurzen Lebensdauer dieser Sterne zeigt das Spektrum der alternden Population ein starkes Absinken der UV-Strahlung. Die optische Strahlung der masseärmeren Sterne fängt an zu dominieren. Die Absorptionslinien und -kanten werden durch die Sternatmosphären verursacht und sind je nach Wahl der Metallizität

ausgeprägt. Eine SSP enthält nur die Entwicklung der Sterne selbst, interstellares Medium wurde in den bisherigen Ergebnissen vernachlässigt. Um aber Sterne in der Umgebung einer Galaxie zu simulieren ist die Hinzunahme einer Beschreibung der Absorption und Reemission des Sternenlichts durch das interstellare Medium unbedingt erforderlich.

Staub und Gas sind vor allem in Sternentstehungsgebieten vorhanden und stellen die für den Strahlungstransport wichtigste Komponente, das interstellare Medium, dar. Die UV-Emission der OB-Sterne ionisiert den umliegenden Wasserstoff, in dem Kontinuums- und Linienemission im nahen und fernen Infrarotbereich zu beobachten ist. Das optische Sternenlicht heizt dagegen den interstellaren Staub auf, der die Energie absorbiert und in Form von Wärmestrahlung im mittleren und fernen Infraroten wieder abgibt. Um diesen Teil des MRF zu modellieren, entwickeln wir ein sogenanntes Rückwärts-Entwicklungs-Modell. Wir benutzen Spektren und Leuchtkraftfunktionen von Galaxien, die heute in unserer unmittelbaren Nähe beobachtet werden und extrapolieren sie zu höheren Rotverschiebungen, da über die Entwicklung von interstellarer Materie in weit entfernten Galaxien nur wenig bekannt ist.

Wobei wir im Gegensatz zu anderen Modellen nicht die beobachteten Infrarotspektren von Galaxien interpolieren, sondern auf einfache Weise die Physik des interstellaren Mediums berücksichtigen und die Daten zum Festlegen der Parameter nutzen. Um mit einer Sternpopulation eine Galaxie zu simulieren, skalieren wir die Anfangsmassenverteilung auf $10^{11} M_{\odot}$. Es bleibt zu beachten, daß bisher noch keine Sternbildungsrate eingeht, die zur Beschreibung einer Galaxie in unserem Modell noch fehlt. Es wird zunächst die Annahme gemacht, daß der Staub und das Gas homogen und isotrop um die Sterne herum verteilt sind. Der interstellare Wasserstoff ist für die Absorption bis 911\AA verantwortlich. Wir nehmen an, daß wegen der hohen Säulendichte von $N_{\text{HI}} = 10^{20} \text{cm}^{-2}$ Photonen mit Energien oberhalb 13.6 eV komplett vom Gas absorbiert werden. Die Elektronen des ionisierten Gases können ihre Energie entweder durch frei-frei oder frei-gebundene Streuprozesse wieder abgeben. Nach Osterbrock "Case B" (1989) eines optisch dichten Gases werden ca. 32% durch Bremsstrahlung als Kontinuumsmission im nahen Infrarotbereich und 68% durch Linienemission über eine Kaskade von Streuprozessen als Wärmestrahlung des Staubs emittiert.

Der Staub absorbiert einen Teil der optischen Photonen des Spektrums. Wir nehmen eine gemittelte Extinktionskurve an

$$(2.1) \quad A_{\lambda} = 0.68 \cdot E(B - V) \cdot R \cdot (\lambda^{-1} - 0.35),$$

mit $R = 3.2$, wobei A_{λ} mit der Wellenlänge λ (in μm) den Absorptionskoeffizienten darstellt, der durch $g(\lambda) = 10^{-0.4 \cdot A_{\lambda}}$ gegeben ist. Die Extinktionskurve ist der der Milchstraße ähnlich, vernachlässigt jedoch das Maximum bei etwa $0.2 \mu\text{m}$.

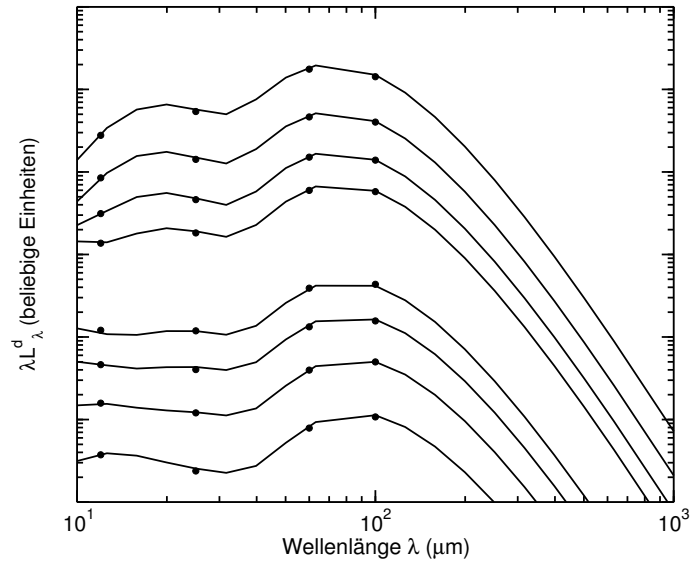


Abbildung 2.2: Zu den BC-Spektren zugehörige modellierte Infrarotspektren. Die dargestellten Punkte sind keine Daten, sondern stammen aus den Gleichungen 2.3 bis 2.6. Die Form des Spektrums hängt von der Gesamtleuchtkraft ab (siehe Tabelle 2.1).

Um eine Änderung der Extinktion mit zunehmendem Alter der SSP zu gewährleisten, teilen wir unterschiedlich alte SSP und damit ihren Extinktionsparameter auf in eine junge SSP bis zu einem Alter $\tau < 0.28$ Gigajahren für die ein Wert für $E(B - V) = 0.14$ gilt und eine alte SSP für Alter $\tau > 0.28$ Gigajahre in der $E(B - V) = 0.03$ angenommen wird. Diese Änderung wird durch die Beobachtung motiviert, daß Sternentstehungsgebiete, die jünger als 0.28 Gigajahre sind noch massereiche Sterne enthalten und von mehr Staub umgeben sind, als bereits gealterte Populationen. Der genaue Wert des Parameters stammt aus Anpassung an die Emissivität aus optischen Beobachtungen bis $z \approx 1.7$ (Abbildung 2.3). Dadurch, daß die Modellrechnung an alle vier IRAS Wellenlängen gleichzeitig angepaßt wird, ist der Parameter auf seine Werte festgelegt.

Die absorbierte Energie wird im mittleren und fernen Infrarotbereich wieder abgestrahlt. Photonen mit Wellenlängen zwischen $9.11 \cdot 10^{-2}$ und $1 \mu\text{m}$ heizen die Staubwolken auf und werden so in Wärmestrahlung umgewandelt. Dabei kommt es auf die Staubverteilung innerhalb der Galaxie, die Größe und die Zusammensetzung des Staubs an. Abhängig von diesen Größen treten unterschiedliche Staubtemperaturen auf, wobei der wohl wichtigste Parameter die Entfernung des Staubs von den vielen Strahlungsquellen ist. Heißer Staub in Spiralgalaxien besitzt Temperaturen von 50 K bis 150–200 K (siehe Referenzen in Sauvage et al. 1997), wenn er sich im thermischen Gleichgewicht mit HII-Regionen, massereichen, jungen

Sternen oder kompakten Akkretionsquellen befindet. Diese Komponente bildet ein Maximum bei ca. $20 \mu\text{m}$ und trägt im Verhältnis zum warmen Staub weniger zur Gesamtenergie bei. Der warme Staub mit Temperaturen zwischen 25 K und 50 K wird durch das mittlere Strahlungsfeld aufgeheizt. Seine Emission bildet ein Maximum bei $100 \mu\text{m}$. Kalter Staub befindet sich in molekularen Wolken und ist dadurch vor der Strahlung geschützt. Er hat Temperaturen um die 10 K–25 K und trägt zur Gesamtleuchtkraft so wenig bei, daß er in unserem Fall keine Rolle spielt und nicht berücksichtigt wird. Gleiches gilt für noch kältere Staubkomponenten ($< 10 \text{ K}$), die tief in den molekularen Wolken sitzen, oder am Rande der Galaxie liegen, wo das interstellare in das intergalaktische Strahlungsfeld übergeht. Beobachtungen sind in diesem Wellenlängenbereich sehr schwierig und nur mit Submillimeter-Teleskopen möglich, die bisher noch keine für diesen Zweck brauchbaren Resultate geliefert haben. Wir benutzen also drei Komponenten, die durch modifizierte Planckspektren dargestellt werden können,

$$(2.2) \quad L_{\lambda}^d(L_{bol}) = \sum_{i=1}^3 c_i(L_{bol}) \cdot Q_{\lambda} \cdot B_{\lambda}(T_i)$$

wobei $Q_{\lambda} \propto \lambda^{-1}$ und $L_{bol} = L_{bol}(\tau)$.

Die ersten beiden Komponenten repräsentieren den eben beschriebenen heißen und warmen Staub. Die dritte Komponente im Modell besteht aus der eigentlich nicht thermischen Emission der Polyzyklisch-Aromatischen Kohlenwasserstoff (PAH) Moleküle (Desert et al. 1990), die großen Temperaturschwankungen unterliegen. Diese produzieren eine breite Linienemission im Bereich von $10 \mu\text{m}$. Um das Modell einfach zu halten, kann diese Strahlung in erster Näherung durch ein Schwarzkörperspektrum mit einer Temperatur von ca. 425 K dargestellt werden (Dwek et al. 1997). Das Verhältnis der einzelnen Komponenten wird mit Hilfe von IRAS-Daten aus nahegelegenen Galaxien bestimmt. Spinoglio et al. (1995) benutzten die IR-Daten von 320 Galaxien, beobachtet in den IRAS-Bändern ($12 \mu\text{m}$, $25 \mu\text{m}$, $60 \mu\text{m}$ und $100 \mu\text{m}$). Für jede Wellenlänge ermittelten sie eine Relation zwischen der Leuchtkraft im jeweiligen Energieband und der Gesamtleuchtkraft der Galaxie:

$$(2.3) \quad \lg(L_{12\mu\text{m}}) = \lg(L_{\text{Bol}}) \cdot 1.06131 - 3.86199; R = 0.94$$

$$(2.4) \quad \lg(L_{25\mu\text{m}}) = \lg(L_{\text{Bol}}) \cdot 1.19411 - 9.86832; R = 0.91$$

$$(2.5) \quad \lg(L_{60\mu\text{m}}) = \lg(L_{\text{Bol}}) \cdot 1.19240 - 9.27412; R = 0.93$$

$$(2.6) \quad \lg(L_{100\mu\text{m}}) = \lg(L_{\text{Bol}}) \cdot 1.23000 - 6.40638; R = 0.93.$$

Um die Gesamtleuchtkraft einer Galaxie L_{Bol} aus unserer bisher auf $1 M_{\odot}$ normierten spektralen Verteilung der Sternpopulation zu bekommen, wird die Verteilung auf eine typische Galaxienmasse von $10^{11} M_{\odot}$ skaliert. Die so gebildete galaxi-

Tabelle 2.1: Verlauf der Staubtemperaturen mit steigender Gesamtleuchtkraft der galaxienähnlichen Sternpopulation.

Alter in Gyr	Gesamtleucht- kraft in L_{\odot}	warmer Staub T_1 in K	heißer Staub T_2 in K	PAH T_3 in K
0	6.55997e13	33.4	119.7	411.0
0.0038	3.37843e13	32.8	122.7	355.9
0.0072	1.30267e13	31.9	117.0	404.4
0.0138	5.57007e12	31.4	109.7	353.0
0.0719	6.82155e11	29.8	94.8	264.0
0.2861	2.52818e11	29.2	90.0	236.2
1.4340	7.00882e10	28.7	84.5	209.4
11.000	1.78038e10	27.8	71.9	180.6

enähnliche Sternpopulation besitzt für jedes Alter eine unterschiedliche Gesamtleuchtkraft, von der die spektrale Form der Infrarotemission abhängt. Nun können die Konstanten der drei Komponenten aus den Relationen 2.3-2.6 bestimmt werden. Abbildung 2.2 zeigt die Infrarotspektren, die zu den in Abbildung 2.1 dargestellten Altern der Population gehören. Die Emission der drei Staubkomponenten sind selten in einem Spektrum zu sehen. Bei den unteren Spektren ist die Leuchtkraft der PAH-Emission und die Emission des warmen Staubs noch sehr ausgeprägt, während mit zunehmender Gesamtleuchtkraft die heiße Komponente anfängt zu dominieren. Allgemein ist zu bemerken, daß die drei Temperaturen der Staubkomponenten mit der Gesamtleuchtkraft der Population zunehmen. In Tabelle 2.1 sind die Gesamtleuchtkräfte und die ermittelten Staubtemperaturen aufgelistet.

Das resultierende Spektrum einschließlich Absorption und Reemission hat die Form

$$(2.7) \quad L_{\lambda}(\tau) = [(L_{\lambda,BC}(\tau) + c_g(\tau) \cdot \epsilon_{\lambda}) \cdot g_{\lambda} + c_d \cdot L_{\lambda}^d(\tau)].$$

In der Gleichung beschreibt $L_{\lambda,BC}(\tau)$ die spektrale Energieverteilung aus dem BC-Modell mit dem Alter τ . Die Energie, die das Gas ionisiert hat und somit absorbiert wurde, wird über Kaskadensprozesse zu 68% im fernen Infrarot wieder abgestrahlt. Der Rest wird im nahen Infrarot als Bremsstrahlung ϵ_{λ} emittiert und mit der Konstanten c_g multipliziert, die für Energieerhaltung sorgt. Beide spektralen Komponenten werden durch die Extinktion g_{λ} modifiziert. Das Staubreemissionsspektrum $L_{\lambda}^d(\tau)$ wird hinzuaddiert, die Konstante c_d sorgt für Energieerhaltung.

Dieses Spektrum beschreibt hinreichend genau eine typische, galaxienähnliche Sternpopulation, die sich, entstanden in einem anfänglichen Ausbruch, mit zunehmenden Alter entwickelt. Es wurden die massenabhängigen Entwicklungswege

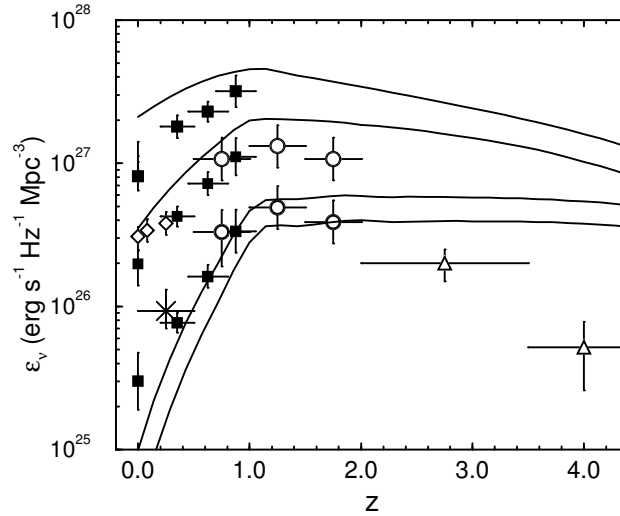


Abbildung 2.3: Emissivität als Funktion der Rotverschiebung (durchgezogene Linien) bei $1.0 \mu\text{m}$, $0.44 \mu\text{m}$, $0.28 \mu\text{m}$ und $0.16 \mu\text{m}$ von oben nach unten. Daten stammen aus Lilly et al. (1996; schwarze Quadrate), Conolly et al. (1997; Kreise), Ellis et al. (1996; schwarze Diamanten) Pozzetti et al. (1998; Dreiecke obere Grenzen bei hoher Rotverschiebung und $0.16\mu\text{m}$).

der Sterne, ihre Sternatmosphären und der Effekt des interstellaren Mediums modelliert. Eine wichtige Größe die noch fehlt, ist die Sternbildungsrate.

Anstatt für jede Galaxie eine eigene Sternbildungsrate anzunehmen, benutzen wir die sogenannte kosmische Sternbildungsrate (SFR, Cosmic Star Formation Rate). Die SFR gibt bei einer bestimmten Rotverschiebung z an, wieviel Masse an Sternen pro Jahr in einem bestimmten Volumen im Universum gebildet wird. Diese Größe beschreibt also für alle Galaxien zusammen die Sternbildung.

$$(2.8) \quad \dot{\rho}_*(z) \propto (1+z)^\alpha$$

mit $\alpha = \alpha_m > 0$ für $z \leq z_p$ und $\alpha = \beta_m < 0$ für $z > z_p$.

Wir falten die Spektren der galaxienähnlichen Sternpopulation mit der SFR. Auf diese Weise wird nicht nur die Emission der gerade gebildeten Sterne berücksichtigt, sondern auch die Strahlung der bereits gealterten Populationen mit hinzugenommen. Die so berechnete Größe ist ein Maß für die Emissivität $\mathcal{E}_\nu(z)$ aller Galaxien zu einem festen Zeitpunkt im Universum:

$$(2.9) \quad \mathcal{E}_\nu(z) = \int_z^{z_m} L_\nu(t(z) - t(z')) \dot{\rho}_*(z') \left| \frac{dt'}{dz'} \right| dz' ,$$

Wir nehmen an, daß die Sternbildung zu einer bestimmten Rotverschiebung $z_m =$

$z(t_m)$ begonnen hat. Die Sternbildungsrate als Funktion der Rotverschiebung und somit auch der Absolutwert der Emissivität wird anhand von Galaxienzählungen und damit mit Hilfe von Gesamtlichtkräften im Optischen bei $1 \mu\text{m}$, $0.44 \mu\text{m}$, $0.28 \mu\text{m}$ und $0.16 \mu\text{m}$ festgelegt (Lilly et al. 1996, Conolly et al. 1997, Ellis et al. 1996, Pozzetti et al. 1998, siehe Abbildung 2.3).

Die Summation dieser Emissivitäten liefert die Leistung des metagalaktischen Strahlungsfeldes als Funktion der Rotverschiebung (Abbildung 2.11),

$$(2.10) \quad P_\nu(z) = \nu I_\nu(z) = \nu \frac{c}{4\pi} \int_z^{z_m} \mathcal{E}_{\nu'}(z') \left| \frac{dt'}{dz'} \right| dz' ,$$

mit $\nu' = \nu(1+z')/(1+z)$. Die Abhängigkeit der Größen von den kosmologischen Parametern wird ausgedrückt durch dt/dz (siehe Peebles 1993)

$$(2.11) \quad \left| \frac{dt}{dz} \right| = \frac{1}{H_0(1+z)E(z)}$$

mit der „Zustandsgleichung“

$$(2.12) \quad E(z)^2 = \Omega_r(1+z)^4 + \Omega_m(1+z)^3 + \Omega_R(1+z)^2 + \Omega_\Lambda .$$

Die einzige Wechselwirkung, die in unserem Modell nicht betrachtet wurde, ist die Streuung am intergalaktischen Medium, bzw. die Absorption von Photonen durch das intergalaktische Gas. Da in unserem Modell allerdings die ionisierenden Photonen bereits alle innerhalb der Galaxie absorbiert werden, ist diese Streuung nicht möglich. Für die verschiedenen Werte der Rotverschiebung ergibt sich damit die spektrale Gesamtleistung aller Sterne, die bis zu dem betrachteten Zeitpunkt gebildet wurden. Für $z = 0$ erhalten wir das heutige metagalaktische Strahlungsfeld, also die extragalaktische Hintergrundstrahlung, die mit den vorhandenen Daten verglichen werden kann. Die Unstimmigkeiten, die daraus resultieren werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

2.2 Das IR-Defizit

In diesem Unterkapitel werden die Ergebnisse des MRF Modells mit Daten der Hintergrundstrahlung verglichen. Der große Unterschied im Infraroten kann durch die Änderung der Parameter nicht ausgeglichen werden. Er kann allerdings durch die Zunahme von Infrat-Galaxien beseitigt werden.

In Abbildung 2.4 (durchgezogene Linie) ist das Ergebnis der Berechnungen der extragalaktischen Hintergrundstrahlung zu sehen. Es sind zwei Hauptmaxima zu erkennen. Das optische Maximum stammt vom direkten Sternenlicht und die Emission im Infraroten vom Staub. Die Daten werden also im groben Verlauf

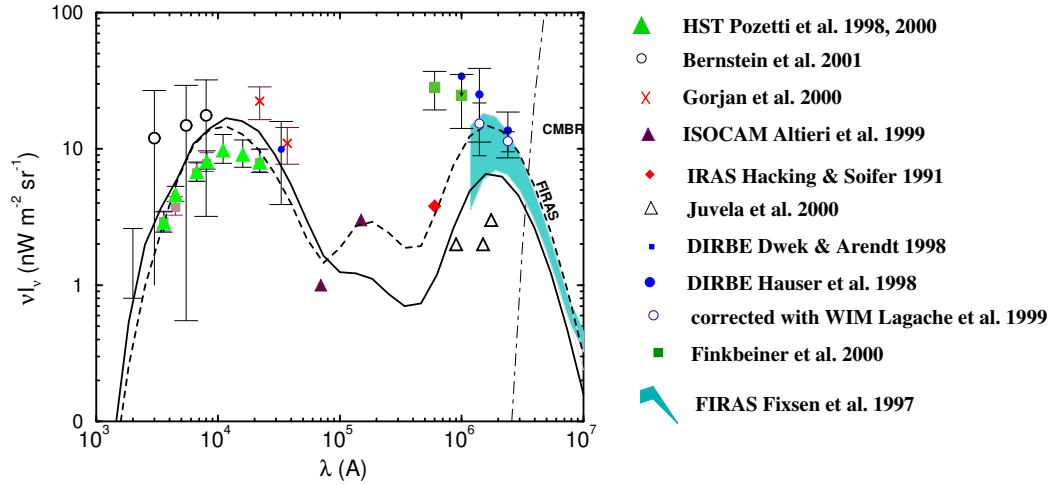


Abbildung 2.4: Im Vergleich der aus dem Modell berechneten Hintergrundstrahlung (durchgezogene Linie) mit den Daten stellt sich im IR ein eindeutiges Defizit ab $10\mu\text{m}$ dar. Eine Änderung der Metallizität von $Z = 0.0196$ auf den extrem geringen Wert $Z = 0.0001$, erhöht den MIR-FIR auf die Leistung, die beobachtet wurde (gestrichelte Linie).

gut wiedergegeben. Allerdings fällt bei ca. $15\mu\text{m}$ und $150\mu\text{m}$ die drastische Unterschätzung der Daten auf. Das Problem tritt auch bei anderen Modellen wie beispielsweise Dwek et al (1998) auf, die auf sehr ähnlichen Annahmen beruhen. Das Modell besitzt einige Parameter, die im letzten Abschnitt besprochen wurden. Dazu gehören die IMF und die Metallizität der Sternpopulation, die Staubextinktionskurve, die Parameter der Staubremission und nicht zuletzt die Steigungen und der Absolutwert der kosmischen Sternbildungsrate. Die Wahl der Werte basierte auf Beobachtungen der jeweiligen Parameter, die jedoch einen gewissen Spielraum lassen, da entweder ihr Absolutwert oder ihre zeitliche Entwicklung nicht genau bekannt sind. Besonders ab einer Rotverschiebung $z > 1.5$ gibt es nur noch wenige Daten, da aufgrund der Entfernung der Galaxien, die Flußgrenzen der Teleskope erreicht sind. Wir werden also in diesem Abschnitt untersuchen, ob eine andere Wahl der vorhandenen Parameter das Defizit im infraroten Spektralbereich erklären kann.

Die Physik, die in die Sternentwicklungsmodelle eingeht, ist sicherlich komplex und könnte so evtl. zu Unsicherheiten führen. Betrachtet man unterschiedliche Sternentwicklungsmodelle (Leitherer et al. 1996), erkennt man allerdings, daß alle zu sehr ähnlichen Ergebnissen führen. Die Sternentwicklung wird bereits seit Jahrzehnten untersucht und die unterschiedlichen Modelle lassen keinen großen Spielraum zu.

Betrachten wir als nächstes die Anfangsmassenverteilung der Sternpopulation, sehen wir, daß das Spektrum des Strahlungshintergrunds stark von der Wahl der IMF abhängt. Neben der verwendeten Salpeter IMF wird jedoch nur die sogenannte Scalo-IMF häufig beobachtet. Die Scalo IMF enthält einen kleineren Anteil an Sternen mit großer Masse. Das bedeutet daß die Anzahl der OB-Sterne reduziert wird und so weniger ultraviolettes Licht zum Spektrum der SSP beiträgt. Weniger UV Emission bedeutet allerdings auch weniger ionisiertes Gas und freie Elektronen. Dadurch verringert sich der infrarote Anteil der Hintergrundstrahlung, da hier das ultraviolette Licht reemittiert wird. Das heißt eine Änderung der IMF würde das Problem der geringen Infrarotleuchtkraft noch verstärken.

Eine weitere Möglichkeit, um den zu geringen Fluß im Infraroten auszugleichen, ist die Änderung des Parameters der Metallhäufigkeit in der Sternpopulation. Wir nehmen für die gesamte Entwicklung Sonnenmetallizität an, da Strukturbildungssimulationen (Valageas und Silk 1999) eine sehr langsam ansteigende Entwicklung der Metallizität in Sternbildungsregionen ergeben. Im allgemeinen ist die Metallizität ortsabhängig. Eine hohe Metallizität in Sternentstehungsgebieten ist deshalb nicht ungewöhnlich. Die Annahme einer mittleren Metallizität birgt jedoch große Unsicherheiten. Wir testen eine andere Metallizität in unserem Modell. Um den Effekt deutlich zu machen, benutzen wir SSP Spektren mit der niedrigsten Metallizität die mit den BC-Modellen berechnet wurden. In Abbildung 2.4 ist gezeigt, daß mit der sehr niedrigen Metallizität von $Z = 0.0001$ das FIR Problem gelöst werden könnte. Die Verminderung der Metalle in den Sternatmosphären läßt mehr ultraviolettes Licht entkommen, das dann im ISM absorbiert und im FIR wieder abgestrahlt wird. Gleichzeitig verringert sich die Leistung im Bereich von $1-8\mu\text{m}$, so daß es hier zur Unterschätzung der DIRBE Daten kommt. Außerdem wird eine so geringe Metallizität weder durch Beobachtungen noch durch irgendeine theoretische Überlegung gestützt, so daß wir im Folgenden weiterhin den solaren Wert annehmen und nach einer anderen Möglichkeit zur Lösung des IR-Defizits suchen. Jedoch sollte man im Hinblick auf das Ergebnis die Metallizität als wichtigen Parameter ansehen, seine realistische Behandlung ist jedoch mit unserem Modell im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Dazu müßten wir in einem nächsten Schritt SSP mit Metallizitätsentwicklung in das Modell einarbeiten, wie sie erst kürzlich von Bicker et al. (2004) simuliert wurde.

Durch die Änderung der Extinktionskurve, insbesondere des Parameter $E(B - V)$, könnte der Staub in unserem Modell aufgrund von Energieerhaltung mehr optisches Licht absorbieren und so im FIR wieder reemittieren. Die Werte $E(B - V) = 0.14$ für junge Populationen und $E(B - V) = 0.03$ für alte Populationen stammen aus der Anpassung der Emissivität an Daten (Lilly et al. 1996, Conolly et al. 1997, Ellis et al. 1996). Die Möglichkeit der Änderung dieser Werte ist so gering, daß wir innerhalb der aus Beobachtungen stammenden Einschränkungen, die fehlende IR-Energie nicht ersetzen können, ohne sofort eine Unterschätzung

der Hintergrundstrahlung im Bereich $0.2\text{-}1\mu\text{m}$ zu erhalten.

Das Staubmodell, das in unserem Modell benutzt wird, ist beobachtungsbezogen und beinhaltet nicht unmittelbar die Information über die genaue Zusammensetzung und Größe der Staubkörner. Die Änderung der Staubtemperaturen würde die Maxima im Spektrum verschieben. Die Lage der Maxima wird jedoch in unserem Modell gut wiedergegeben. Hier ist eine Änderung also nicht sinnvoll.

Mit Hilfe der Sternbildungsrate als Parameter könnten wir die insgesamt abgestrahlte Energie erhöhen. Im vorliegenden Modell wird eine höhere SFR angenommen, als die ursprünglich von Madau (1997, 1999) ermittelte. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da neue, auf H_α Emission und Infrarot Daten von ISO beruhende Messungen dafür sprechen, daß die Madau-SFR um einen Faktor 2–3 unterschätzt wurde (Flores et al. 1999). Die mit dem Submm Common User Bolometer Array (SCUBA) aufgenommenen Submillimeter-Daten (Hughes et al. 1998) zeigen sogar, daß bei hohen Rotverschiebungen ein Großteil der Sternbildungsaktivität hinter Staub versteckt sein könnte und mit der optischen Methode von Madau somit nur ein kleiner Teil der Sternbildung ermittelt werden konnte (Ruiz-Lapuente et al. 2000). Da in unserem Modell die bisher benutzte Sternbildungsrate mit Hilfe von Galaxienzählungen im Optischen normiert wurde, liegt es also nahe, daß die hier benutzte SFR, immer noch zu klein ist, da wir die hinter Staub versteckte Sternbildung bisher nur minimal miteinbeziehen.

Die Erklärung für die Unterschätzung der Infrarot-Daten scheint in der Eichung des MRF Modells an optische Daten (Emissivitäten bis max. $2\mu\text{m}$) zu liegen. Das Problem der hinter Staub verborgenen Sternbildung weist darauf hin, daß eine Population von Objekten, die den größten Teil ihrer Energie im Infraroten abgeben, und demnach im Optischen nicht beitragen, in den bisherigen Modellen fehlen. Dwek et al. (1998) schlug bereits eine zusätzliche Population vor, die mit einer eigenen Sternbildungsrate addiert werden sollte.

Wir fanden, daß die Population von sogenannten hellen Infrarot-Galaxien sehr geeignet für eine solche Ergänzung des Modells ist. Sie sind im optischen gar nicht, oder nur sehr schwer sichtbar da sie 90% ihrer Energie im infraroten Wellenlängenbereich abstrahlen ($L_{\text{IR}} > 10^{11} L_\odot$). Das heißt, sie werden hauptsächlich im infraroten Wellenbereich beitragen und die Ergebnisse im optischen weitgehend unverändert lassen. Aus morphologischen Studien weiß man, daß diese hellen Infrarot-Galaxien größtenteils aus der Verschmelzung von zwei oder mehr Einzel-Galaxien bestehen, die mit sehr viel Staub und Gas umgeben sind, der das meiste optische Licht absorbiert und im Infraroten wieder abgibt (Sanders et al 1999).

Wir berechnen nun die noch fehlende Emission aus Infrarot-Galaxien und addieren sie zu dem bisherigen Ergebnis hinzu. Für die Sternspektren und ihre Entwicklung nehmen wir dasselbe BC-Modell einer SSP. Sterne in Infrarot-Galaxien entstehen auf dieselbe Weise, wie Sterne in optischen Galaxien, der Unterschied besteht lediglich in einem viel dichteren interstellaren Medium. Die Behandlung

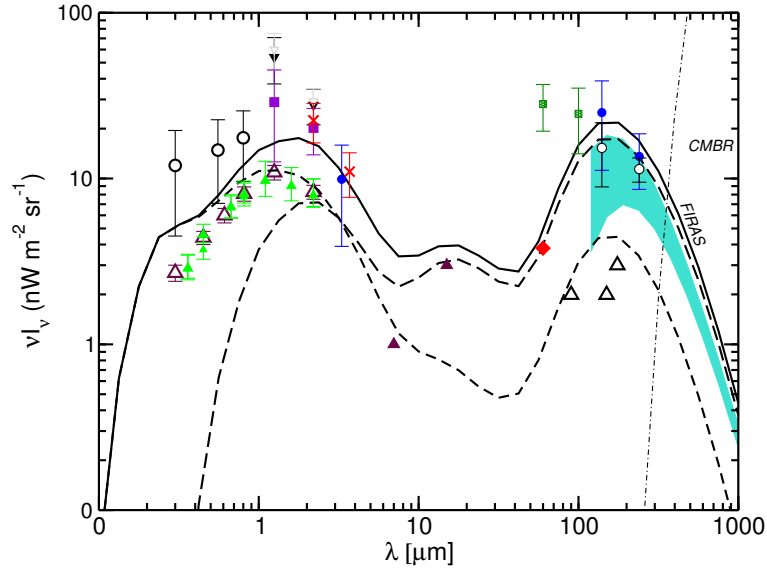


Abbildung 2.5: Die kurz-gestrichelte Linie beschreibt den Beitrag der optischen Galaxien zum MRF. Die Komponente der Lig/ULIGs ist als lang-gestrichelte Linie dargestellt. Zusammen ergeben sie den Gesamthintergrund (dicke durchgezogene Linie).

des interstellaren Gases wird ebenfalls aus den optischen Berechnungen übernommen, da bereits der komplette Fluß absorbiert wird und eine Verstärkung der Absorption nicht mehr möglich ist. Um die Menge des Staubs in den Infrarot-Galaxien zu erhöhen, setzen wir den Staubparameter $E(B - V) = 1.0$, so daß so gut wie keine optische Strahlung aus dem Sternentstehungsgebiet entweicht. Die Anpassung der drei Planckspektren an die IRAS Daten für Infrarot-Galaxien wird aus denen für die optischen Galaxien übernommen, die Gesamtleuchtkraft im infraroten Bereich wird allerdings durch den erhöhten Staubanteil höher sein. Über die Verteilung von hellen Infrarot-Galaxien ist noch nicht viel bekannt. Allerdings ist aus einigen Beobachtungskampagnen (IRAS, ISO) die Tendenz zu erkennen, daß es früher sehr viel mehr gegeben hat als heute. Im heutigen Universum beobachtet man nur eine geringe Anzahl, so daß ihr Beitrag zur Gesamtleuchtkraft, trotz ihrer enormen Einzelleuchtkraft, vernachlässigbar klein sein sollte. SCUBA entdeckte eine große Anzahl von Galaxien bei hohen Rotverschiebungen ($z \approx 4$), die ähnliche Charakteristika, wie die hellen Infrarot-Galaxien aufweisen. Genauere Beobachtungen der Spektren ergaben weitere Hinweise darauf, daß es sich tatsächlich um eine hochrotverschobene Population von Infrarot-Galaxien handelt (siehe Scouville 1999 für eine Zusammenfassung). Man erhält bei Rotverschiebungen bis $z \approx 1$ eine stark ansteigende Anzahl von hellen Infrarot-Galaxien

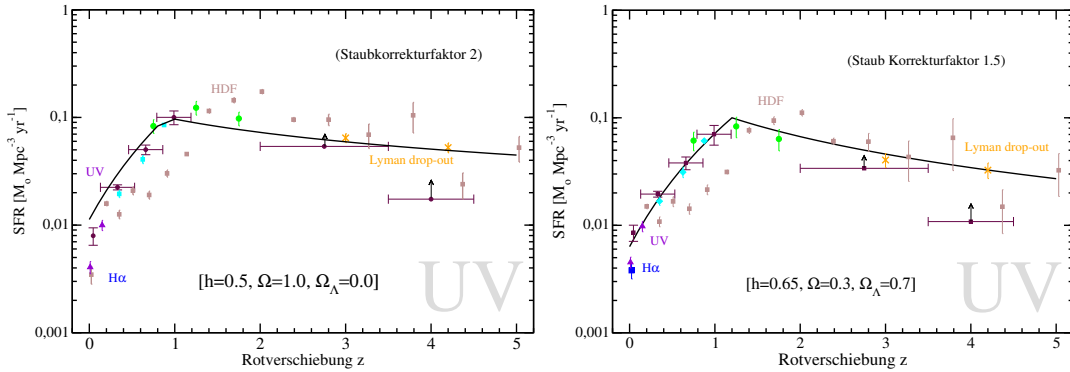


Abbildung 2.6: *Links*: Optische Sternbildungsrate für eine SCDM-Kosmologie. Die Daten sind von Gallego et al. (1995), Gronwall et al. (1998), Lilly et al. (1996), Conolly et al. (1997), Steidel et al. (1999), Madau (1996) und Rowan-Robinson (1999). *Rechts*: Optische Sternbildungsrate für eine Λ CDM-Kosmologie. Die Daten sind die selben wie links.

mit einem Maximum, das zwischen $1 < z < 2$ liegt (Sanders 1999c, Sanders 2000, Franceschini et al. 2001). Bei noch höheren Rotverschiebungen erwartet man einen eher konstanten Verlauf. Die Parameter der infraroten Sternbildungsrate SFR_{IR} werden zusammen mit den Parametern der optischen Sternbildungsrate SFR_{OPT} bestimmt. Wir normieren die kosmische Sternbildungsrate $\dot{\rho}_*(z)$ wieder an Emissivitäten, wobei jetzt auch Energiedichten im infraroten miteinbezogen werden. Es gilt

$$(2.13) \quad \dot{\rho}_*(z) = \dot{\rho}_*^{\text{OPT}}(z) + \dot{\rho}_*^{\text{IR}}(z).$$

Durch die neue Anpassung ändern sich die Parameter der Staubextinktion auf $E(B - V) = 0.05$ für junge Sternpopulationen und $E(B - V) = 0.03$ für gealterte Sternpopulationen. Es ist also weiterhin eine kleine Menge an Staub in optischen Komponente vorhanden.

Um die Ergebnisse der Sternbildungsraten zu überprüfen können wir sie mit SFR-Daten aus optischen und infraroten Messungen vergleichen. Die Daten werden aus Leuchtkraftfunktionen unterschiedlicher Himmelsdurchmusterungen berechnet. Um aus einer Leuchtkraftfunktion eine Sternbildungsrate zu berechnen, müssen Annahmen über die Emission und die Spektren der Sterne gemacht werden. Im einfachsten Fall wird eine Beziehung zwischen der Leuchtkraft einer bestimmten Wellenlänge, z.B. der $\text{H}\alpha$ Emissionslinie von Galaxien durch Daten von einer großen Anzahl Galaxien bestimmt (Madau 1996.) Daraus entsteht ein konstanter Faktor, aus dem die kosmische Sternbildungsrate auch für andere Beobachtungen abgeleitet werden kann. Bei mittleren Rotverschiebungen bis $z < 2$ benutzt man Deep Field Himmelsdurchmusterungen (z.B. Canadian-France-Redshift-Survey (CFRS) bei Wellenlängen von 2800 Å und 4400 Å (Conolly et

al.1997, Lilly et al 1996)). Bei noch höheren Rotverschiebungen werden Lyman-Break- Galaxien beobachtet, da die Lymankante durch die hohe Rotverschiebung in den optischen Spektralbereich wandert (Madau 1996, Steidel et al. 1999). Für jede Wellenlänge und jeden Galaxientyp muß einmal ein Faktor bestimmt werden. Danach kann man diese Faktoren auch in anderen Galaxienzählungen und Beobachtungskampagnen benutzen (Rowan-Robinson 1997). Ein mehr theoretischer Ansatz benutzt Galaxienspektren, seien es nun Spektren aus Entwicklungsmodellen, wie in unserem Fall, oder beobachtete Templates. Die Daten der SFR sind abhängig vom zugrundeliegenden Galaxienmodell. Unterschiede zwischen den Daten untereinander bzw. zwischen den Daten und dem Modell sind vor allem hierauf zurückzuführen. Auf die gleiche Art werden auch Leuchtkraftfunktionen von Galaxien im Infraroten mit IRAS (Saunders et al. 1990) und ISO (Mann et al. 2001) bestimmt. Auch im Submm- und Radiobereich werden Galaxien beobachtet, und mit Hilfe von Konstanten und einfachen spektralen Modellen gewinnt man hieraus kosmische Sternbildungsraten (Rowan-Robinson 1999, Barger et al. 2000, SCUBA). Wobei die Submm-Daten rotverschobenen Infrarotspektren weitentfernter ($3 < z < 5$) Galaxien entsprechen. Diese Daten sind besonders wichtig, da nach neuesten Erkenntnissen mehr als die Hälfte aller Sterne hinter Staub verborgen sind (Chary und Elbaz 2001). Folglich sind Sternbildungsraten, die ausschließlich auf optischen Beobachtungen basieren, nur als untere Grenze zu sehen, die einen Teil der gesamten Sternbildung beschreiben. Es existieren zwei Möglichkeiten, um eine optische Sternbildungsrate zu korrigieren. Die erste besteht darin, daß man einen sogenannten Staubkorrekturfaktor benutzt und die Daten mit mehreren Faktoren multipliziert in Abhängigkeit von der Rotverschiebung. Die andere Möglichkeit ist, Messungen in anderen Wellenlängenbereichen (im Infrarot und Sub-mm-Bereich) heranzuziehen, um die infrarote Sternbildungsrate zu erhalten. Eine einfache Korrektur der optischen Daten gleicht die Unterschätzung zwar aus, ist aber, da sie für alle Rotverschiebungen einzeln bestimmt werden muß, nicht kontinuierlich und basiert ausschließlich auf Beobachtungen. Die zweite Methode, die auch wir benutzt haben, ergibt eine kontinuierliche Beschreibung für alle Rotverschiebungen. Man addiert beide SFR, um die Gesamtsternentstehung im Universum zu erhalten. Bei der infraroten Sternbildungsrate dominiert die Sternbildung in LIG/ULIGs.

Die folgenden Sternbildungsraten sind in Abbildung 2.6 und Abbildung 2.7 für zwei unterschiedliche kosmologische Modelle zu sehen. Wobei die ersten beiden Abbildungen die Sternbildungsrate aus Galaxien darstellt, und die zweiten beiden Abbildungen die Sternbildung hinter Staub, d.h. also in Infrarotgalaxien beschreibt. Es wurden zwei unterschiedliche kosmologische Modelle benutzt, um zu verdeutlichen, daß die Sternbildungsrate die einzige Größe in unserem Modell ist, die von der Wahl der Kosmologie abhängt. Aufgrund der Anpassung an die beobachteten Emissivitäten kürzt sich für alle weiteren Größen diese Abhängigkeit

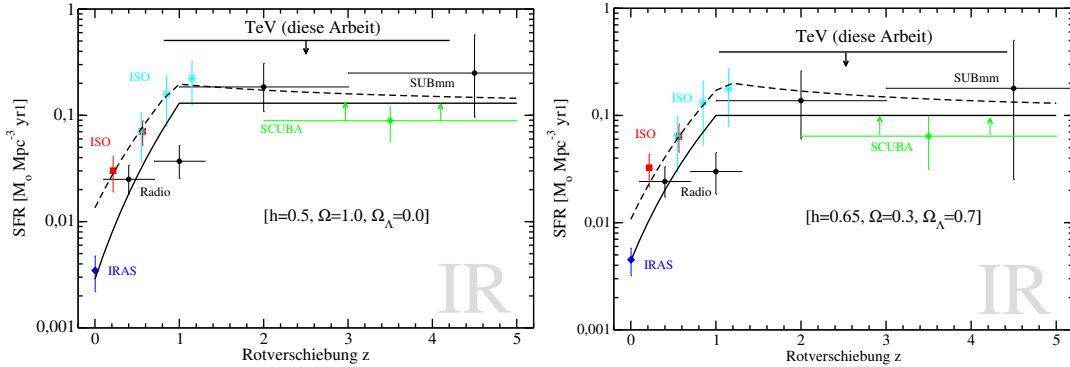


Abbildung 2.7: *Links*: Infrarote Sternbildungsrate (durchgezogene Linie) und die Gesamtsternbildungsrate (gestrichelte Linie) für eine SCDM-Kosmologie. Die Daten stammen aus Saunder et al. (1990, Diamanten, IRAS); Mann et al. (2001, Kästchen, ISO); Rowan-Robinson et al. (1997, Sterne, ISO); Barger et al. (2000, Kreise, Radio, Submm); Hughes et al. (1998, SCUBA). *Rechts*: Infrarote Sternbildungsrate (durchgezogene Linie) und die Gesamtsternbildungsrate (gestrichelte Linie) für eine Λ CDM-Kosmologie. Die Daten sind die selben wie links.

heraus. Die Daten in den Abbildungen stammen von unterschiedlichen Messungen, wobei darauf geachtet wurde, daß nur optische Daten mit der optischen und infrarote/Sub-mm Daten mit der infraroten SFR verglichen werden. Die optische Komponente in unserem Modell enthält weiterhin einen kleinen Staubanteil. Die optischen Daten müssen daher geringfügig korrigiert werden bevor wir sie mit dem Modell vergleichen (Standard-Cold-Dark-Matter Modell (SCDM): Faktor 2; Lambda-Cold-Dark-Matter Modell(LCDM): Faktor 1.5) können. Beide Sternbildungsraten haben eine ähnliche Form. Sie besitzen ein Maximum bei $z \approx 1$ und sind bei höheren Rotverschiebungen nahezu flach. Der größte Unterschied liegt in der Entwicklung der Infrarotkomponente Der größte Unterschied liegt in der Entwicklung der Infrarotkomponente bei kleinen Rotverschiebungen. Es gilt $\dot{\rho}_*^{IR}(z) \propto (1+z)^5$ und $\dot{\rho}_*^{OPT}(z) \propto (1+z)^3$. Die gestrichelte Linie in Abbildung 2.7 ist die Gesamtsternbildungsrate, die sich aus der Addition der optischen und der infraroten SFR ergibt.

Abbildung 2.5 zeigt eindeutig, daß die hellen Infrarot-Galaxien den fehlenden Betrag ausgleichen können. Betrachtet man die beiden Sternbildungsraten, kann man sehen, daß sogar nahezu die Hälfte der Sternbildung in den Infrarot-Galaxien stattfindet. Chary und Elbaz zeigten (2001) in ihrer Bestimmung einer infraroten, sich zeitlich entwickelnden Leuchtkraftfunktion ebenfalls, daß in diesen Objekten fast 50% der gesamten Sternbildung stattfindet. Um zu verstehen warum das der Fall ist, betrachten wir diese Population etwas genauer. Spektroskopische Untersuchungen ergeben, daß verschiedenste Objekte als Infrarot-Galaxien

in Erscheinung treten. Aufgrund ihrer Infrarot-Leuchtkraft L_{IR} kann man sie sogar in zwei Klassen einteilen, in die hellen ("luminous") Infrarot-Galaxien (LIG) mit $10^{12}L_{\odot} > L_{\text{IR}} > 10^{11}L_{\odot}$ und in die sehr-hellen ("ultraluminous") Infrarot-Galaxien (ULIG) mit $L_{\text{IR}} > 10^{12}L_{\odot}$. Die LIG weisen Spektren ähnlich denen von Starburstgalaxien auf, bei anderen (besonders den ULIG) wurden Spektren beobachtet, die auf Seyfertgalaxien und Quasare hindeuten. Im AGN-Anteil der ULIG fällt die Komponente der PAH Moleküle im Vergleich zu normalen Galaxien kleiner aus oder ist gar nicht vorhanden. Aufgrund der starken UV Strahlung der Akkretionscheibe sublimieren die Moleküle sehr schnell. Dieser Effekt wird dazu verwendet, bei LIG/ULIG AGN von Starburstgalaxien zu unterscheiden (Sturm 2001). Der Anteil an AGNs ist von Sample zu Sample verschieden und reicht von 20% (Genzel et al. 1998) bis hin zu 70% (Kim und Sanders 1998). Im Durchschnitt bevorzugt man allerdings Werte von 10% – 20% (Smail et al. 1998, Barger et al. 1999, Barger, Cowie und Richards 2000, Bushouse et al. 2001). Eine Gemeinsamkeit von LIG und ULIG ist die Beobachtung eines enormen Ausbruchs von Sternentstehung aufgrund der Wechselwirkung zweier oder mehr Galaxien. Die Sternbildungsrate in solchen Objekten ist bis zu 100 mal größer als in anderen Galaxien. Derzeitige Überlegungen nehmen an, daß es während der Wechselwirkung zu einer Verschmelzung beider Galaxien kommt. Dabei könnte sich sogar ein AGN bilden, der sich in einem noch späteren Stadium, zu großen elliptischen Galaxien entwickelt (Genzel et al. 2001, Sanders 1999 a, b). Simulationen mit selbstkonsistenten Modellen (Blain et al. 1999, Ferrarese und Merritt 2000, Kauffmann und Haehnelt 2000, Bullock, Kravtsov und Weinberg 2000, Benson et al. 2002) die zur Zeit weiterentwickelt werden, führen zu komplexeren Zusammenhängen zwischen Galaxien und AGN. Der Anteil an AGN in den LIG und ULIG Beobachtungen, und damit in unserem Modell ist allerdings eher gering, so daß die beschriebene Behandlung der Komponente der Infrarot-Galaxien in erster Näherung sowohl den spektralen Verlauf, als auch den Gesamtfluß gut wiedergibt. In einem weiteren Schritt sollte eine zusätzliche AGN Komponente diese Näherung verbessern.

Das MRF Modell besteht aufgrund der eben beschriebenen Änderungen aus zwei Komponenten mit jeweils zwei Sätzen an Parametern. Die eine Komponente beschreibt die Emission aus staubarmen Regionen, die andere die Emission von Sternen in staubreichen Regionen. Die Übereinstimmung mit den Daten des heutigen Strahlungshintergrunds sowohl im nahen als auch im fernen Infrarot ist nun zufriedenstellend.

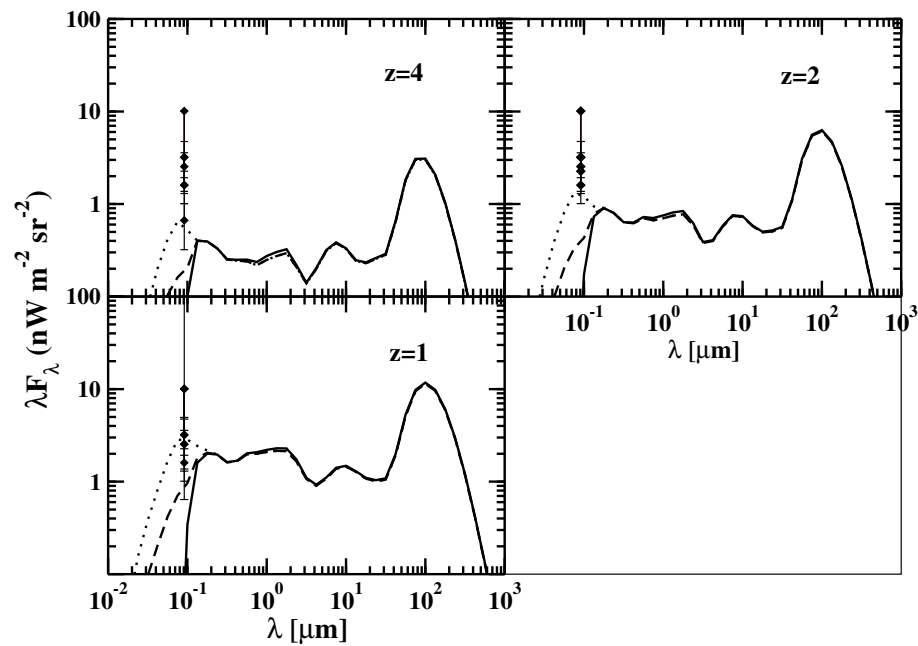


Abbildung 2.8: Das Spektrum der extragalaktische Hintergrundstrahlung für das Modell mit LIG/ULIG Komponente (durchgezogene Linie) im Vergleich mit dem durch UV-Emission verbesserten Modell für verschiedene Rotverschiebungen. Die Daten stammen aus der indirekten Messung mit Hilfe des Proximity Effekts (Scott et al. 2000). Selbst wenn die gesamte ultraviolette Strahlung der Galaxien zur Hintergrundstrahlung beiträgt, trägt das Modell nur 25% ($f_{\text{entw}} = 1$, gestrichelte Linie) bei. Erst wenn man den Anteil um 75% ($f_{\text{entw}} = 4$, gepunktete Linie) erhöht können die Beobachtungen erklärt werden.

2.3 Das UV-Defizit

In diesem Unterkapitel wird ein weiteres Problem diskutiert, das beim Vergleich der Daten mit dem MRF Modell im ultravioletten Energiebereich bei großen Rotverschiebungen auftritt. Leider gibt es große Probleme, die ultraviolette Hintergrundstrahlung direkt zu beobachten. Der Grund liegt vor allem im Zodiaklicht, Sternenlicht und diffusen galaktischen Licht. Zusätzlich spielt auch die permanente Abstrahlung von Licht der oberen Atmosphäre eine große Rolle. Viele Versuche wurden unternommen, die extragalaktische Hintergrundstrahlung im UV zu bestimmen. Nach mehr als 30 Jahren waren diese jedoch nur von mäßigem Erfolg gekrönt und ein absoluter Wert oder sogar ein spektraler Verlauf konnte bisher nicht festgelegt werden. Eine Zusammenfassung sind in Henry (1991, 1999) nachzulesen. Ein Vergleich des Modells mit Daten der ultravioletten Hintergrundstrahlung bei $z = 0$ ist deshalb nicht möglich.

Bei Rotverschiebungen zwischen $2 < z < 5$ gibt es aufgrund des sogenannten Proximity-Effekts indirekte Messungen der ultravioletten Hintergrundstrahlung. Die Werte haben teilweise Unsicherheiten, die über 2 Größenordnungen reichen, doch ist ein von Null verschiedener Wert sicher. Aufgrund der Totalabsorption der UV-Photonen sagt unser Modell jedoch keinen Fluß voraus. Um ein konsistentes Modell für diesen wichtigen Wellenlängenbereich zu erhalten, müssen wir eine bessere Möglichkeit finden den ultravioletten Anteil des Spektrums zu modellieren. Ultraviolette Strahlung von Galaxien jenseits der Lymankante ist bereits aufgrund der Sternpopulationsmodelle in unseren Berechnungen enthalten. Bisher wird aufgrund der Ionisierung des Wasserstoffs, der gesamte Fluß absorbiert. In manchen galaktischen Systemen existieren allerdings starke Winde oder sogenannte Superbubbles, die durch ihre hohen Geschwindigkeiten ionisierende Photonen durch das interstellare Medium reißen, ohne daß sie wechselwirken. Wenn das inhomogen verteilte interstellare Gas zudem noch eine geringe Teilchendichte besitzt, könnte ein großer Teil der Strahlung entweichen. Der sogenannte Entweichanteil f_{entw} der Photonen, die der Galaxie entkommen, hängt vom Galaxientyp ab und liegt bei Spiralen bei 6 %-15 % (Dove, Shull und Ferrara 2000) und kann bei Starburstgalaxien zwischen 3 %-57 % erreichen. Bei hohen Rotverschiebungen ($z > 3$) könnten aufgrund der hohe Anzahl von jungen Sternen in den sogenannten Lymanbreakgalaxien die entweichenden Photonen einen wichtigen Beitrag zum Strahlungsfeld liefern (Ricotti und Shull 2000). Bei anderen Autoren liegt der Prozentsatz allerdings bei weniger als 6% Heckman et al. (2001). Man benötigte also eine große Anzahl von Galaxien mit sehr hoher Sternbildungsrate und wenig interstellarer Materie, um das beobachtete UV Strahlungsfeld zu erklären. Um die Proximity Daten zu erklären, spekulierte man über unentdeckte Populationen von Galaxien mit hoher UV-Leuchtkraft (Miralda-Escude und Ostriker 1990).

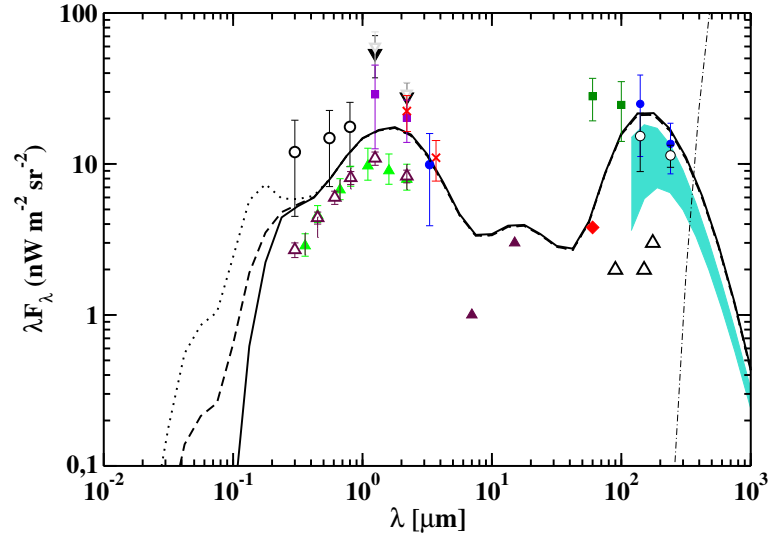


Abbildung 2.9: Effekt des UV Parameters auf das Spektrum der extragalaktische Hintergrundstrahlung (Linien siehe Abb. 2.8).

Um die Möglichkeit zu testen wird in unserem Modell nicht mehr angenommen, daß das Gas homogen um die Sterne verteilt ist, sondern in Wolken vorliegt. Durch die Wolkenbildung existieren Regionen geringerer Gasdichte, die es den UV Photonen ermöglichen der Absorption zu entgehen. Um diese Tatsache in das Modell einzuarbeiten führen wir den Entweichfaktor f_{entw} ein, der beschreibt, wieviel Prozent der ultravioletten Strahlung dem Gas entweichen kann

$$(2.14) \quad f_{\text{entw}} \equiv \frac{L_{\nu}^{\text{entw}}(\tau)}{L_{\nu, \text{BC}}(\tau)}.$$

Für $f_{\text{entw}} = 1$ kann 100% der ultravioletten Strahlung aus der Sternpopulation entweichen, während für $f_{\text{entw}} = 0$ die Gaswolken so verteilt sind, daß jegliche UV-Photonen absorbiert werden. Bei hohen Rotverschiebungen stellt sich heraus, daß die Sterne mit ihrer gesamten UV Strahlung nur 25 % der beobachteten Werte erklären können (siehe Abbildung 2.8, gestrichelte Linie). Erst wenn wir die Emission mit einem Faktor vier multiplizieren (siehe Abbildung 2.8, gepunktete Linie), können die Daten reproduziert werden. Das Problem ist also nicht innerhalb unseres Modell lösbar. Da im bisher beschriebenen Modell der ultraviolette Anteil des MRF ausschließlich durch Sterne produziert wird, muß es also eine weitere Population an Objekten geben, die genügend Energie emittiert, um das Defizit auszugleichen. Durch die in AGN stattfindende Akkretion könnten sie den ultravioletten Hintergrund bis 912 Å dominieren. Meiksin und Madau (1993) stellten jedoch fest, es sei aufgrund der beobachteten Anzahl bei $z = 3$ nicht

möglich das Universum durch Quasare zu ionisieren. Die fehlenden UV-Photonen könnten allerdings durch die Emission der großen Population von Starburstgalaxien, die bei $z = 3$ gefunden wurden, ergänzt werden (Madau und Shull (1996), Madau, Haardt und Rees (1999)). In Bajtlik, Duncan und Ostriker (1988) werden unterschiedliche Modellansätze verglichen. Sie stoßen ebenfalls auf das Problem der fehlenden Quasare bei hohen Rotverschiebungen. Ist ein Teil der Quasare hinter Staubwolken verborgen, die in der Sichtlinie liegen, könnte man die Daten erklären. Eine weitere Möglichkeit ist der Einfluß des intergalaktischen Mediums (IGM). Haardt und Madau (1996) berechneten den ultravioletten Hintergrund indem sie die direkte ionisierende Strahlung von Quasaren zu der von dem IGM absorbiert und durch Rekombination wieder emittierten Strahlung hinzuaddieren. Der ultraviolette Teil des metagalaktischen Strahlungsfeldes kann durch eine AGN Komponente beschrieben werden, was aus eben diskutierten Gründen im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich ist. Im Folgenden werden wir für die Extrapolation der stellaren Komponente zunächst einen ersten Ansatz benutzen, um die Änderung in der Absorption von Gammastrahlung zu diskutieren.

Das MRF Modell wurde im UV Bereich erweitert, so daß eine Anpassung an die Daten aus dem Proximity Effekt möglich ist. Das Modell steht jetzt mit allen Daten in Einklang.

2.4 Ergebnisse

In diesem Unterkapitel werden die Daten der extragalaktischen Hintergrundstrahlung diskutiert. Um die Unsicherheiten im Weiteren besser untersuchen zu können werden 6 mögliche Ergebnisse des MRF vorgestellt. Wie bereits erwähnt, basiert das Modell an vielen Stellen auf Daten aus den unterschiedlichsten Beobachtungskampagnen. Der Vorteil ist, daß sich das Modell nach Erscheinen neuer Daten leicht aktualisieren läßt, auf der anderen Seite zeichnen sich die Unsicherheiten aus den Beobachtungen direkt in der Unsicherheit unseres Modells ab. Um das Spektrum aus Abbildung 2.9 als sicheres Ergebnis festlegen zu können, mit dem im Folgenden die Absorption von Gammastrahlung berechnet wird, betrachten wir zunächst etwas ausführlicher das breite Spektrum der Daten. In Abbildung 2.4 sind die gegenwärtigen Beobachtungen der extragalaktischen Hintergrundstrahlung zusammengefaßt (Dwek und Hauser 2001). Im Gegensatz zu den Abbildungen bisher sind hier auch die EBL-Daten zu sehen, die aufgrund von verbesserten Messungen ihre Relevanz verloren haben. Der Bereich wird bei manchen Wellenlängen nur auf eine oder eineinhalb Größenordnungen eingegrenzt. Viele der Daten sollten als obere und untere Grenze, aufgrund ihrer Meßmethode, angesehen werden. Die Daten, die die Hintergrundstrahlung von oben beschränken, stammen aus direkten Messungen mit Satelliten, wie dem Cosmic

Infrared Background Explorer (COBE) oder Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP). Während die Daten die sich aus Quellenzählungen berechnen, aufgrund der Flußgrenze des Teleskops eher eine untere Grenze darstellen. Die ersten direkten Messungen der Hintergrundstrahlung wurden mit dem COBE Satelliten durchgeführt. COBE hatte zwei unterschiedliche Instrumente an Bord. Der Diffuse Infrared Background Explorer (DIRBE) (Silverberg et al. 1993) sollte nach der infraroten Hintergrundstrahlung von 1.25 bis 240 μm suchen, während das Far Infrared Spectrometer (FIRAS) das Spektrum der Hintergrundstrahlung von 125 μm bis hin zu Submillimeter Wellenlängen bestimmen sollte. Die Ergebnisse von DIRBE sind in Hauser et al. (1998) zusammengefaßt. Aufgrund ihrer Kalibrierung sollten beide Instrumente zu den gleichen Ergebnissen kommen. In Fixsen et al. (1998) werden die Daten von DIRBE und FIRAS im überlappenden Energiebereich verglichen. Sie stimmen innerhalb ihrer Fehler überein. Die größte Herausforderung besteht im Wellenlängenbereich von 1 bis 1000 μm jedoch weniger in der Instrumententechnik, sondern in der Extrahierung der extragalaktischen Strahlung, die nur schwierig von der Vordergrundstrahlung zu trennen ist. Neben der Strahlung der Sonne, des Mondes und der Erde selbst gibt es Komponenten aus dem interplanetarischen Staub, dem interstellarem Staub, den galaktischen und den extragalaktischen Quellen. Mit Hilfe von komplexen Modellen werden die einzelnen Komponenten der Vordergrundstrahlung simuliert und subtrahiert. Der größte Beitrag stammt vom interplanetarischen Staub besonders zwischen 1.25-140 μm . Im nahen Infrarotbereich, zwischen 1.25-3.5 μm emittieren vor allem helle, aber auch schwache galaktische Quellen. Der interstellare Staub beeinflusst die Daten der extragalaktischen Komponente erst ab ca. 60 μm im fernen Infrarotbereich (FIR). Subtrahiert man all diese Beiträge vom Gesamtfluß, ergibt sich eine mögliche extragalaktische Resthelligkeit. Je nach den Annahmen über die Verteilung, Aufbau und Temperatur des Staubs in unserer Galaxie, insbesondere in unserem Sonnensystem, ergibt sich ein anderes Residuum (Gorjian et al. 2000 (NIR), Finkbeiner et al. 2000 (FIR), Lagache et al. 1999 (FIR)). Als Testkriterium überprüft man die Isotropie des bleibenden Signals und stellt sicher, daß es keine offensichtliche Zusammenhänge mit Strukturen in unserem Sonnensystem oder unserer Galaxie aufweist. Ausschließlich die Daten bei 140 und 240 μm erfüllten alle drei Kriterien. Alle anderen Datenpunkte gelten als obere Grenze, aber nicht als Detektion. Im nahen Infrarotbereich ist die Subtraktion des stellaren Anteils das größte Problem. Hierzu entwarfen Dwek und Arendt (1998) eine komplette Sternenkarte bei 2.2 μm und erhielten so einen weiteren Datenpunkt bei 3.5 μm . Nimmt man an, daß die Hintergrundstrahlung von diskreten Quellen, wie Galaxien stammt, kann man mit einer indirekten Methode zu Daten für den MRF gelangen. Aus Beobachtungen von einer möglichst großen Anzahl von Galaxien, erstellt man eine Leuchtkraftfunktion einer bestimmten Wellenlänge und integriert diese zu einer Gesamtleuchtkraft, die eine strikte untere Grenze der Hintergrundstrah-

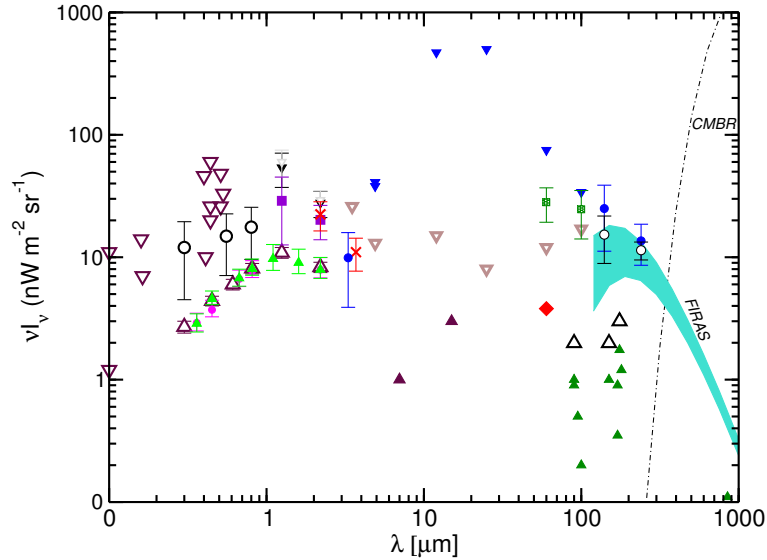


Abbildung 2.10: Daten aus Beobachtungen des Metagalaktischen Strahlungsfeldes. Daten wie in Abbildung 2.4 und Hauser und Dwek (2001)

lung darstellt. In einer tiefen Himmelsdurchmusterung mit dem Hubble Space Telescopes (HST) erhielten Madau und Pozetti (2000) im U, B, V, I, J, H und K Band untere Grenzen des Spektrums der optischen und NIR Hintergrundstrahlung. Aus den Einzelbeobachtungen von IRAS Galaxien erhielten Hacking und Soifer (1991) in den Wellenlängen 25, 60 und 100 μm untere Grenzen. Mit Hilfe von Instrumenten an Bord des Infrared Space Observatory (ISO) erhielten Altieri et al. (1999) und Juvela, Mattila und Lemke (2000) ebenfalls Datenpunkte, die den infraroten Strahlungsfeld begrenzen. Die wohl besten Ergebnisse im Optischen erzielte Bernstein et al. (2000a, b und c) mit einer Kombination aus simultanen HST Daten und Daten des Spektrophotometers vom du Pont Teleskop im Las Campanas Observatory (LCO).

Wir haben bereits die Schwierigkeiten erwähnt, die eine Aussage für den heutigen Strahlungshintergrund im Ultravioletten unmöglich machen. Bei hohen Rotverschiebungen benutzt man Linienspektren von weit entfernten AGN und kann so eine indirekte Messung durchführen. In der Sichtlinie zu hochrotverschobenen Quasaren liegen eine Vielzahl Ly- α Absorbierern, die im Spektrum den sogenannten Ly- α Wald verursachen. In den Spektren sieht man die Wasserstoffwolken als Absorptionslinien bei $1215.7(1 + z_{Ly})\text{\AA}$. Die Verteilung pro Rotverschiebung und Säulendichte der Wolken kann auf einfache Weise aus Beobachtungen berechnet werden (z.B. Fardal, Giroux und Shull (1998)). Man findet allerdings in der Rotverschiebungsverteilung der Ly- α Wolken einzelner Quellen ein Feh-

len von Absorptionslinien in der unmittelbaren Umgebung eines Quasars, das im Vergleich mit der Auswertung der Gesamtheit vieler Quasare nicht auftaucht. Nach Murdoch et al. (1986) nennt man diesen Effekt den "Inversen Effekt". Er tritt vor allem auf, wenn man die Region im Abstand $< 4\text{Mpc}$ vom der Quelle mit einbezieht. Geht man davon aus, das die Verteilung der Wasserstoffwolken mit z einen universellen Verlauf besitzt, muß man daraus schließen, daß Wolken in der Nähe der Quellen "fehlen". Dies könnte prinzipiell unterschiedliche Ursachen haben. Zum Beispiel könnten es sein, daß die Wolken, aufgrund ihrer Nähe zum Quasar zu klein sind, um die Emissionsregion weit genug zu bedecken, wozu sie durchaus in der Lage wären, lägen sie weiter vom Quasar entfernt (Tytler 1987). Diese Möglichkeit mußte man allerdings ausschließen, als man die Größe der Wolken von einigen hundert Kiloparsec in nahegelegenen und durch Gravitationslinsen vergrößert erscheinenden Quasaren abschätzen konnte und sie sehr wohl zu Emissionslinien führen sollten. Bajtlik, Duncan und Ostriker (1988) waren die ersten, die ein physikalisches Modell entwickelten, um den Inversen Effekt, den sie jetzt Proximity Effekt nannten, zu erklären. Sie erklärten damit nicht nur das Fehlen der Wasserstoffwolken, sondern zeigten auch gleichzeitig eine Methode auf, mit der das ultraviolette Strahlungsfeld indirekt bestimmt werden kann. Ihre Idee bestand darin, daß die Ly- α Wolken durch die UV-Photonen des MRF bereits hochgradig ionisiert sind, so daß die Dichte des neutralen Wasserstoffs in den Wolken umgekehrt proportional zu der Intensität der Strahlung mit Energien gleich oder größer des Lyman Grenze ($\lambda_{LG} = 911.75\text{\AA}$) ist. Das heißt, die Intensität der UV-Hintergrundstrahlung I_λ würde die Ausgangssäulendichte N einer Wasserstoffwolke reduzieren. Liegt diese Wolke zusätzlich in der Nähe eines Quasars mit dem Fluß F_λ^Q reduziert sich die Säulendichte des neutralen Wasserstoffs weiter. Die wichtigste Annahme besteht darin, daß der spektrale Verlauf der UV-Hintergrundstrahlung derselbe ist, wie der des Quasars. Diese Annahme ist plausibel, da unaufgelöste Quasare bei sehr hohen Rotverschiebungen, wie wir in diesem Abschnitt gezeigt haben, den Hauptbeitrag zum ultravioletten MRF produzieren. Für die Änderung der Säulendichte einer Wasserstoffwolke in der Nähe eines Quasars gilt

$$(2.15) \quad N_{HI} = \frac{N_0}{1 + \omega(z)},$$

mit N_0 als Säulendichte ohne Einfluß des AGN, aber abzüglich des ionisierten Wasserstoffs durch das MRF, wobei

$$(2.16) \quad \omega(z) = \frac{F_{\lambda_{LG}}^Q}{4\pi J_{\lambda_{LG}}(z)}$$

mit $F_{\lambda_{LG}}^Q = L_\lambda/4\pi r_L^2$ Flußdichte einer Wolke im Abstand r_L vom Quasar und $J_{\lambda_{LG}}$ die Intensität der Hintergrundstrahlung an der Lyman Grenze. Damit erhalten wir eine Gruppe von Ly- α Wolken mit modifizierten Säulendichten. Nun

kann man mit Hilfe von beobachteten Quasarspektren die Intensität der Hintergrundstrahlung berechnen. Die Rotverschiebung der Hintergrundstrahlung richtet sich nach der Rotverschiebung der Emissionslinien, also nach der Verteilung der Wolken. Bajtlik, Duncan und Ostriker erhalten für die Spektren von 19 Quasaren mit Emissionslinien bei Rotverschiebungen zwischen 1.7-3.8 einen Wert von $\log I_\lambda = -21.0 \pm 0.5$ mit I_λ in den Einheiten $\text{ergs cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Eine zusammenfassende Liste von Hintergrundintensitäten aus dem Proximity Effekt ist in Scott et al. (2000) zu finden.

Wir haben gesehen, daß durch die umfangreiche Physik, die in die Berechnung der Datenpunkte einfließt, die Beobachtungen einen weiten Bereich umfassen, in denen sich das Spektrum des MRF befinden kann (siehe Abb. 2.4). Basierend auf diesen Überlegungen ist es nicht möglich, sich auf ein einziges Ergebnis des metagalaktischen Strahlungsfeldes festzulegen. Deshalb werden wir sechs verschiedene Modellvarianten (siehe Tab. 2.2) berechnen, in denen sich das eigentlich Spektrum widerspiegelt. Im Wesentlichen lassen sich die Unsicherheiten der Daten durch die Änderung von vier Parametern darstellen (Linien wie in Abbildung 2.11).

1. Modell (dicke, durchgezogene Linie). Dieses Modell benutzt die Werte, die mit den gegenwärtigen Beobachtungen, wie den Galaxienspektren, der Leuchtkraftentwicklung in den unterschiedlichen Energiebändern und den Messungen des heutigen MRF, übereinstimmen. Die einzigen Daten, die dieses Modell unterschätzt, sind die Proximity-Effekt-Daten des UV-Teils. Dieser Teil wird separat untersucht; deshalb wird hier noch einmal Totalabsorption bis 912 \AA angenommen.
2. Modell (dünne, gestrichelte Linie). Dieses Modell unterscheidet sich nur in der angenommenen Menge des heißen interstellaren Staubs des 1. Modells. Eine Erhöhung dieses Anteils führt zu einem kontinuierlichen Übergang vom PAH-Anteil zum Maximum des warmen Staubs. Der Unterschied tritt bei allen Rotverschiebungen auf. Dieses Parameterwahl ist aus dem Vergleich mit anderen Modellen entstanden, besonders denen von Franceschini (2001) (siehe Abb. 3.1).
3. Modell (gepunktete-gestrichelte Linie). Um die Abhängigkeit vom infraroten Teil des Spektrums zu untersuchen, haben wir die SFR_{IR} soweit wie möglich herabgesetzt (siehe Abb. 2.12). Ihre möglichen Werte werden durch SCUBA-Beobachtungen nach unten begrenzt, sodaß der gewählte Wert eine untere Grenze darstellt. Es wird in Kauf genommen, daß die ISO Daten der Hintergrundmessung unterschätzt werden. Dies ist nötig, um den Effekt einer niedrigen infraroten Sternbildungsrate deutlich zu machen. Während das Modell im Optischen mit dem 1. Modell nahezu identisch ist, teilen sich

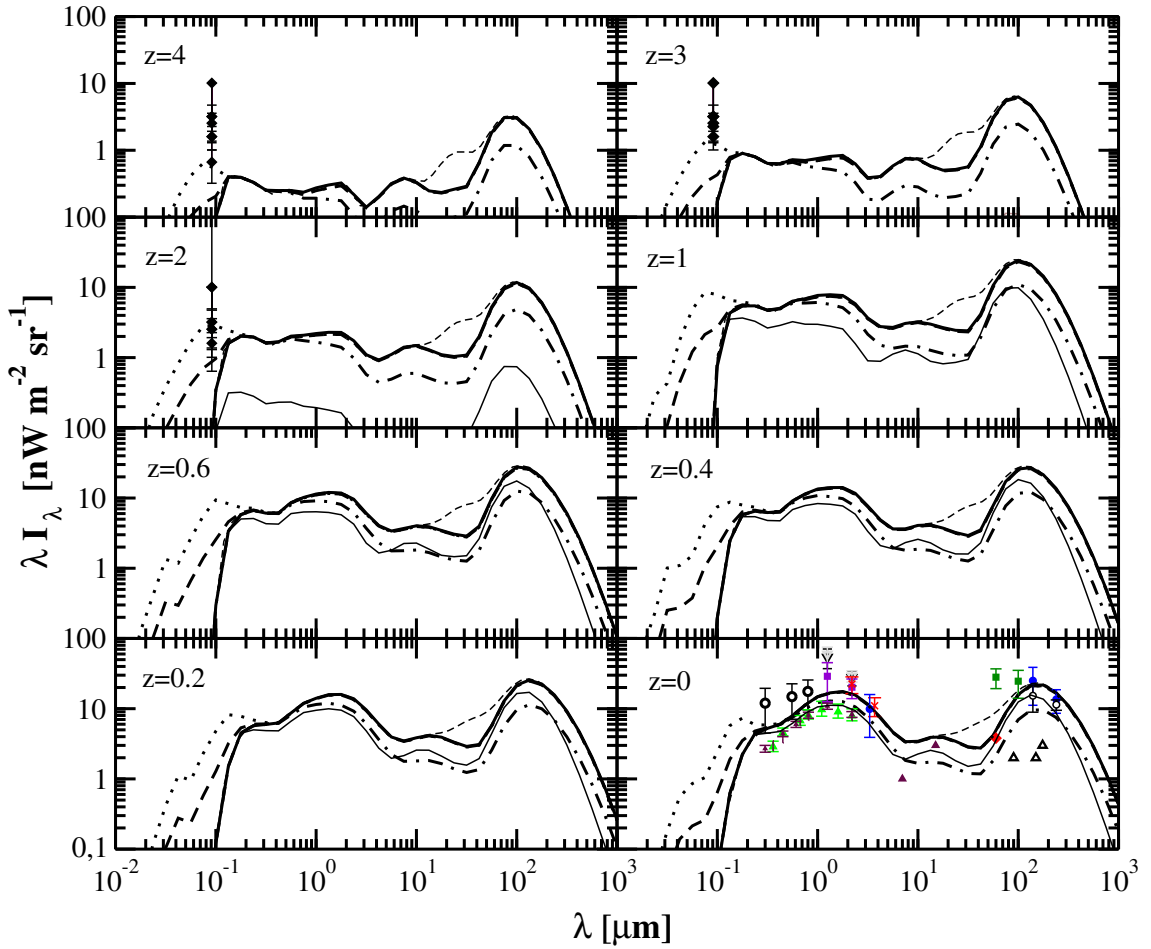


Abbildung 2.11: Spektrale Verteilung des Metagalaktischen Strahlungshintergrunds (MRF) im mitbewegten Bezugssystem bei verschiedenen Rotverschiebungen für das 1. Modell (dicke durchgezogene Linie), 2. Modell (dünne gestrichelte Linie), 3. Modell (gepunktet-gestrichelte Linie), 4. Modell (dünne durchgezogene Linie), 5. Modell (gestrichelte Linie) und 6. Modell (gepunktete Linie). Die Daten bei $z = 2, 3, 4$ stammen aus Scott et al. (2000); die Daten bei $z = 0$ sind dieselben wie in Abb. 2.5.

Tabelle 2.2: Wahl der Parameter für die ausgewählten Modelle (Definitionen siehe Text)

	α_m	β_m	z_p	$\dot{\rho}_*(z_p)$ [$M_\odot \text{ Mpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$]
1. Modell				
SFR_{OPT}	3.5	-1.2	1.2	0.1
SFR_{LIG}	4.5	0	1.0	0.1
$f_{entw} = 0$ $c_2 = 10^{-24}$				
2. Modell				
SFR_{OPT}	3.5	-1.2	1.2	0.1
SFR_{LIG}	4.5	0	1.0	0.03
$f_{entw} = 0$ $c_2 = 10^{-24}$				
3. Modell				
SFR_{OPT}	3.5	-1.2	1.2	0.1
SFR_{LIG}	4.5	0	1.0	0.03
$f_{entw} = 0$ $c_2 = 10^{-23.4}$				
4. Modell				
SFR_{OPT}	3.5	-5	1.2	0.1
SFR_{LIG}	4.5	-5	1.0	0.1
$f_{entw} = 0$ $c_2 = 10^{-24}$				
5. Modell				
SFR_{OPT}	3.5	-1.2	1.2	0.1
SFR_{LIG}	4.5	0	1.0	0.1
$f_{entw} = 1$ $c_2 = 10^{-24}$				
6. Modell				
SFR_{OPT}	3.5	-1.2	1.2	0.1
SFR_{LIG}	4.5	0	1.0	0.1
$f_{entw} = 4$ $c_2 = 10^{-24}$				

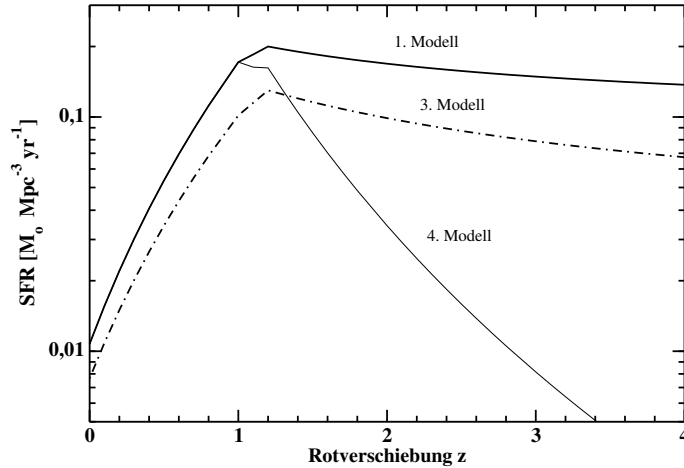


Abbildung 2.12: Kosmische Sternbildungsrate als Funktion der Rotverschiebung. Die hier gezeigten SFR stellen die Summe aus der infraroten und optischen Komponente dar. Die unterschiedlichen Linien stehen für die drei untersuchten Sternbildungsraten aus Tabelle 2.2 (siehe Beschriftung an den Kurven).

die Linien doch bereits im nahen Infraroten ($1 \mu\text{m}$). Es werden zu allen Zeiten weniger Infrarot-Photonen erzeugt.

4. Modell (dünne, durchgezogene Linie). Ein weiterer zu untersuchender Aspekt, ist das Verhalten der SFR bei hohen Rotverschiebungen. Es wird immer noch diskutiert, ob die SFR abfällt, konstant bleibt oder vielleicht sogar ansteigt. Den Fall eines Abfalls soll diskutiert werden, da so die Änderung der SFR bei hoher Rotverschiebung untersucht werden kann. Beim heutigen Hintergrund ist dieses Modell den anderen Modellen noch ähnlich, fällt dann aber mit zunehmendem z sehr rasch ab (siehe Abb. 2.12). Bereits bei $z = 2$ liegt die abgestrahlte Leistung eine Größenordnung unter der der anderen Modellen. Diese Differenz steigt mit zunehmender Rotverschiebung noch weiter an.
5. Modell (gestrichelte Linie). Wie bereits diskutiert, spielt der Anteil ionisierender Strahlung in den folgenden Kapiteln eine wichtige Rolle. Es werden daher zwei Modelle untersucht. In diesem Modell wird die obere Grenze der UV-Strahlung betrachtet, die von Galaxien produziert werden kann, indem wir die gesamten Photonen das ISM passieren lassen. So erhält man dem maximalen Effekt. Bei Wellenlängen $> 912 \text{ \AA}$ ist dieses Modell dem 1. Modell sehr ähnlich. Allerdings ist der Infrarotanteil aufgrund der Energieerhaltung geringer, da weniger UV-Licht absorbiert und damit auch we-

niger reemittiert wird. Vergleiche mit den Daten aus dem Proximity Effekt zeigen, daß Galaxien maximal 25 % zum UV-MRF beitragen können.

6. Modell (gepunktete Linie). Dieses Modell ist so ausgelegt, daß die UV-Strahlung aus der Rechnung die Daten des Proximity-Effekts erklären kann. Dazu wird der Anteil der UV-Strahlung aus dem Stellar-UV Modell mit vier multipliziert, so daß die fehlenden 75 % berücksichtigt werden. Dieser Beitrag würde allerdings nicht von Galaxien, sondern von eher von AGN stammen. Bisher ist keine AGN-Komponente in unserem Modell integriert, so daß die spektrale Form der Galaxien benutzt wird. Natürlich muß bei genaueren Betrachtungen auch hier eine eigenständige AGN Komponente in das Modell integriert werden. Dieses Modell ist, abgesehen vom UV-Bereich, größtenteils mit dem 1. Modell identisch. Der Infrarotanteil stammt hier ausschließlich von den reemittierten Photonen des aufgeheizten Staubs. Der Unterschied im IR zum 1. Modell ist in Abbildung 2.11 allerdings nur zu erahnen; nur in einer nichtlogarithmischen Auftragung ist er deutlich zu erkennen.

Wir haben ein Modell für den MRF entwickelt und es im infraroten und ultravioletten Bereich so verbessert, daß es keinen Widerspruch mehr zu Beobachtungen gibt. Um die bleibenden Unsicherheiten nicht außer Acht zu lassen, legen wir uns nicht auf ein Ergebnis fest, sondern untersuchen sechs unterschiedliche Möglichkeiten, die durch die unterschiedliche Wahl der Modellparameter realisiert wurden.

2.5 Diskussion

Im folgenden Unterkapitel werden wir unsere Ergebnisse mit denen anderer Autoren vergleichen und die Funktion bei der theoretischen Modellierung des MFR deutlich machen. Die theoretischen Modelle sind fast so zahlreich wie die Daten und sie umspannen ähnlich weite Bereiche. Um die Vor- und Nachteile zu verstehen, kann man sie in vier verschiedene Kategorien einteilen. Eine ausführliche Diskussion der einzelnen Modelle mit Abbildungen, einschließlich einer Vielzahl von Referenzen kann in Hauser und Dwek (2001) nachgelesen werden.

Der wohl einfachste Ansatz benutzt Spektren und Leuchtkraftfunktionen von Galaxien, die heute in unserer unmittelbaren Umgebung beobachtet werden und extrapoliert sie zu höheren Rotverschiebungen. Dies ist eine recht einfache Betrachtungsweise, bei der die gesamte Physik und die Entwicklung von Sternen und der interstellaren Materie per Konstruktion außer Acht gelassen wird (Malakan und Stecker 2001), dafür stimmen diese Modelle mit den Beobachtungen des lokalen Universums überein. Wir haben diesen Ansatz nur für den infraroten Teil

des Hintergrunds benutzt, da es bisher noch keine theoretischen Modellrechnungen für Galaxienentwicklung gibt, die Staub und Gas mit einschließen. Allerdings haben wir die Daten nicht einfach interpoliert, sondern nur als Hilfe benutzt, um den physikalischen Ansatz der drei Staubtemperaturen zu normieren. Der nächste ebenfalls phänomenologische Ansatz beginnt mit der Entwicklung von Sternen, die in Galaxienentwicklungsmodellen für Sterne einer bestimmten Anfangsmassenverteilung und Metallizität zusammengefaßt werden. Diese Modelle liefern Spektren von Sternpopulationen (mit und ohne eigene Sternbildungsrate) für verschiedene Alter der Population. Interstellarer Staub und Gas sind noch nicht enthalten und müssen hinzugefügt werden. Werden die Spektren (ohne eigene Sternbildungsrate) mit einer kosmischen Sternbildungsrate über das gesamte Alter des Universums integriert, erhält man das Spektrum des MRF im UV und optischen zu allen Zeiten. Diese Methode wurde zu Beginn des Kapitels ausführlich diskutiert, da wir sie zur Modellierung des optischen Teils unseres Modells benutzt haben. Sie hat den großen Vorteil, die wichtigsten physikalischen Prozesse mit Hilfe von einigen, wenigen Parametern kontrollieren zu können. Malkan und Stecker (1998) haben mit diesem Ansatz zum ersten mal versucht, das metagalaktische Strahlungsfeld bei großen Rotverschiebungen zu berechnen. Allerdings basierten ihre Rechnungen noch auf ältere Daten und Sternentwicklungsmodellen. Im Gegensatz zu unserem Modell, haben sie die Absorption und Reemission des intergalaktischen Mediums außer acht gelassen. Die Ergebnisse im optischen sind aber erwartungsgemäß stimmig. Sie haben in ihrer Arbeit eine UV-Komponente integriert, unterschätzen allerdings aufgrund der verbleibenden Absorption die Proximity-Daten um einige Größenordnungen. Auch Franceschini (2001) hat mit dieser Methode den Hintergrund erklären können, allerdings beschränkte er sich auf den infraroten Teil. Hierzu benutzte er statt Sternentwicklungsmodelle Daten von ULIG und LIG und achtete besonders auf die korrekte Wiedergabe des Infrarotspektrums. Dwek et al. (1998) haben ebenfalls basierend auf Infrarotspektren ihr Modell zum infraroten Teil des metagalaktischen Strahlungsfeldes entwickelt, was sehr ähnliche Resultate wie Franceschini (2001) ergeben hat. Die Ergebnisse aus dieser Arbeiten veranlaßten uns zur Hinzunahme des 2. Modells des Strahlungshintergrunds. Im Bereich zwischen $25\mu\text{m}$ und $60\mu\text{m}$ weisen die IRAS Bänder eine Lücke auf, so daß die Anpassung der drei Schwarzkörperspektren hier nicht ganz eindeutig ist. Da dieser Bereich sehr wichtig für die Absorption von Gammastrahlung von nahen Quellen ist, ist es wichtig sie in den möglichen Bereich des Hintergrundspektrums aufzunehmen und so wirklich alle Möglichkeiten abzudecken (siehe Abb. 3.1). Der Vorteil dieser Methode ist offensichtlich die Möglichkeit eines direkten Vergleichs mit allen Daten aus den Beobachtungen von Galaxienspektren, Emissivitäten, kosmischer Sternbildungsrate und den Hintergrundmessungen. Der Nachteil ist, daß die Modellierung des interstellaren Mediums nicht konsistent mit der Bildungs- und Sterberate der Sterne ist. Auf diesen Punkt

wird besonders in dem dritten Ansatz, den kosmisch-chemischen Entwicklungsmodellen, Wert gelegt (Pei, Fall und Hauser 1999), die jedoch aus einem Satz aus Differentialgleichungen bestehen und nur den Vergleich mit EBL-Daten zuläßt. Die letzte und wohl komplexeste Möglichkeit, die Hintergrundstrahlung zu modellieren, sind die sogenannten halb-analytischen Modelle (e.g. White und Frenck 1991, Somerville und Primack 1999). Sie beginnen bei der Entstehung von Dunkelmateriehalos und assoziieren mit den unterschiedlichen Halos die Entwicklung von Galaxien und Galaxienhaufen. Sie sind sehr gut geeignet, um verschiedene Strukturbilungsszenarien zu testen. Allerdings muß man dafür eine Vielzahl von physikalischen Prozessen einbinden und erhält eine sehr große Anzahl von freien Parametern. Ein weiteres Problem ist die Einbeziehung weiterer Komponenten, zum Beispiel eine, die den fehlenden Infrarotbeitrag ausgleicht. Die Modellierung von wechselwirkenden Galaxien, wie sie die hellen Infrarot-Galaxien darstellen, ist innerhalb dieser Methode sehr komplex und zeitaufwendig und erzeugt eine Vielzahl an neuen, freien Parametern. Die verschiedenen Ansätzen resultieren erwartungsgemäß in sehr abweichenden Ergebnisse für den Strahlungshintergrund. Gleichmaßen weisen alle Modelle ein Maximum im Optischen und/oder ein Maximum im Infraroten auf. Auffällig ist, daß in nahezu allen Modellen, die nicht per Definition an die heutigen Messungen des infraroten Strahlungsfeldes angepaßt sind, ein Defizit zu den Beobachtungsdaten auftritt. In diesem Kapitel wurde zum ersten Mal ein Modell beschrieben, daß das Spektrum des MRF vom ultravioletten bis zum fernen infraroten Wellenlängenbereich konsistent beschreibt. Dabei wird die gesamte Entwicklung des metagalaktischen Strahlungsfeldes bis hin zur Epoche der ersten Sternbildung berechnet. Die Anzahl an Parametern wurde minimiert. Die Defizite zwischen Daten und theoretischen Resultaten im infraroten und ultravioletten Bereich wurden behoben und die bleibenden Unsicherheiten durch die Wahl von sechs Varianten des Modells unter Kontrolle gebracht. Eine Möglichkeit das Modell noch zu verbessern, wäre die Hinzunahme eine AGN-Komponente. Dies wurde bereits in Modellen mit Hilfe von beobachteten AGN-Modellspektren durchgeführt (Dwek et al. 1998, Lagache, Dole und Puget 2002). Es wurden allerdings keine physikalischen Prozesse in AGN oder ihre Entwicklung einbezogen. Man kam zu dem Ergebnis, daß AGN einen eher geringen Anteil am heutigen Infrarothintergrund haben. Interessant wäre eine ähnliche Aufteilung der AGN in eine optisch beobachtbare AGN Komponente und eine hinter Staub verborgene ULIG Population.

Mit unserem konsistenten Modell ist es zum ersten Mal möglich die Absorption von hochenergetischer Gammastrahlung in Abhängigkeit der wichtigsten physikalischen Größen zu untersuchen. Da unser Modell die Entwicklung des MRF in sämtlichen Wellenlängen beinhaltet, können wir sowohl nahe als auch weitentfernte Gammaquellen betrachten.

Kapitel 3

Extragalaktische Absorption von Gammastrahlung

Hochenergetische Gammastrahlung wechselwirkt auf dem Weg durch das Universum mit niederenergetischen Photonenfeldern. Die Beobachtbarkeit und die Form des Spektrums einer extragalaktischen Gammaquelle hängt demnach vom Ort des Beobachters, insbesondere vom Abstand zur Quelle ab. Bei Photonen mit Energien von 20 GeV - 10 TeV ist die einzig wahrscheinliche Wechselwirkung die Paarbildung mit UV-, optischen und IR-Photonen. Aus der im letzten Kapitel berechneten Entwicklung des MRF in diesen Wellenlängenbereichen wird die optische Tiefe für Gammastrahlung im astrophysikalischen Medium berechnet. Die daraus resultierende Änderung der vier bisher beobachteten extragalaktischen TeV-Spektren (Mkn421, Mkn501, H1426+428 und ES1959+650) wird diskutiert. Das berechnete intrinsische Spektrum der Blazare läßt einen besseren Vergleich mit theoretischen Jetmodellen zu. Es wird allgemein gezeigt, wie stark der Einfluß auf die Beobachtbarkeit mit abbildenden Cherenkovteleskopen von extragalaktischen Gammaquellen schon ab Rotverschiebungen von $z \approx 0.5$ ist. Mit Hilfe des Absorptionsprozeß wird die Sternbildung im Universum untersucht, indem mit einer vereinfachten Annahme über intrinsischen Blazarspektren die Sternbildungsrate nach oben beschränkt wird.

3.1 Optische Tiefe

In diesem Unterkapitel wird die optische Tiefe für Gammastrahlung in Abhängigkeit der unterschiedlichen MRF Modelle berechnet. Die Ergebnisse werden mit denen anderer Autoren verglichen. Die optische Tiefe τ für den Paarbildungsprozeß mit dem Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}$ zwischen den jeweils betrachteten Photonen und den Photonen des absorbierenden Photonenfeldes mit einer Photonendichte

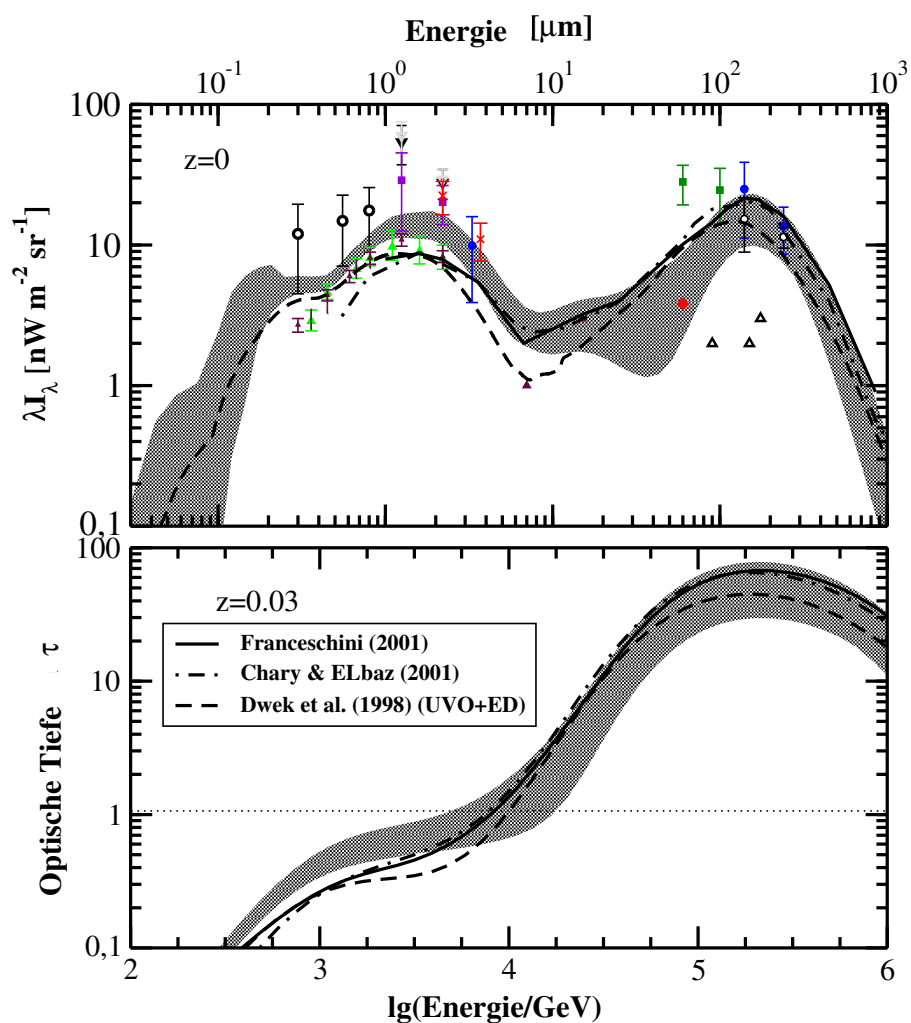


Abbildung 3.1: Vergleich des MRF bei $z = 0$ und die optische Tiefe bei $z = 0.03$ mit den Ergebnissen für Modelle anderer Autoren (Dwek et al. (1998, durchgezogene Linie); Franceschini et al. (2001, gestrichelte Linie); Chary und Elbaz (2001, gepunktet-gestrichelte Linie). Die schattierten Flächen zeigen die Regionen, die von den sechs Modellen des MRF abgedeckt werden. Symbole wie in Abbildung 2.4

n_γ auf dem Weg l ist im homogenen, isotropen, euklidischen Medium definiert durch

$$(3.1) \quad \tau_{\gamma\gamma} = n_\gamma \sigma_{\gamma\gamma} l,$$

wobei

$$(3.2) \quad \sigma_{\gamma\gamma} = \frac{3}{16} \sigma_T (1 - \beta^2) \left[2\beta(\beta^2 - 2) + (3 - \beta^4) \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \right].$$

Die Teilchendichte der Photonen $n(z, \epsilon)$ stammt aus dem Ergebnis des Modells für das metagalaktische Strahlungsfeld. Der Weg auf dem die Gammaphotonen absorbiert werden, wird durch das Integral über die Entfernung der Quelle zum Beobachter $dl = dl/dz dz$ beschrieben, wobei für das kosmologische Linienelement gilt $dl/dz = dt/dz$ (siehe Gleichung 2.11). Für die optische Tiefe $\tau = \tau_{\gamma\gamma}(E_\gamma, z_q)$ für Paarbildung zwischen Gammaphotonen mit den Energien E_γ und Hintergrundphotonen mit Energien ϵ gilt

$$(3.3) \quad \tau_{\gamma\gamma}(E_\gamma, z_q) = c \int_0^{z_q} \int_0^2 \int_{\epsilon_{gr}}^\infty \frac{dl}{dz'} \frac{\mu}{2} n(z, \epsilon) \sigma_{\gamma\gamma}(E_\gamma, \epsilon, \mu, z') d\epsilon d\mu dz'.$$

Sie hängt von der Rotverschiebung z_q der Gammaquelle ab, θ ist der Auftreffwinkel der beiden Photonen und es gilt $\mu \equiv \cos(\theta)$.

Die Paarbildung findet allerdings nur statt, wenn die Schwerpunktsenergie der beiden Photonen größer ist als die Ruheenergie von des Elektronen und des Positrons ($2mc^2$). Daraus folgt, daß die Hintergrundphotonen eine Energie ϵ besitzen müssen, die größer als die minimale Grenzenergie

$$(3.4) \quad \epsilon_{gr} = \frac{2m_e^2 c^4}{E_\gamma \mu (1 + z)}$$

ist, ab der es zur Paarbildung mit Gammaphotonen der Energie E_γ kommt. Spektren extragalaktischer Gammaquellen sollten ein plötzliches Absinken des Flusses ab einer bestimmten Energie E_γ^{ab} , die "Abschneide-Energie" genannt wird, zeigen. Sie ist definiert als die Energie, bei der das Spektrum um $1/e$ abgefallen ist,

$$(3.5) \quad \tau_{\gamma\gamma}(E_\gamma^{ab}, z_q) = 1.$$

Die Abschneide-Energie ist abhängig von der Entfernung der Quelle. Je weiter eine Gammaquelle entfernt ist, desto niedriger ist die Energie, bei der das Spektrum abknickt. Die aus dem breitem Spektrum unseres MRF Modells resultierende optische Tiefe bei $z = 0.03$ ist im Vergleich mit anderen Modellen in Abbildung 3.1 dargestellt. Die Abschneide-Energie liegt je nach Modellvariante zwischen 5 und 18 TeV. Die Region, die wir als Ergebnis für die optische Tiefe berechnet haben, schließt die Modelle anderer Autoren weitgehend ein.

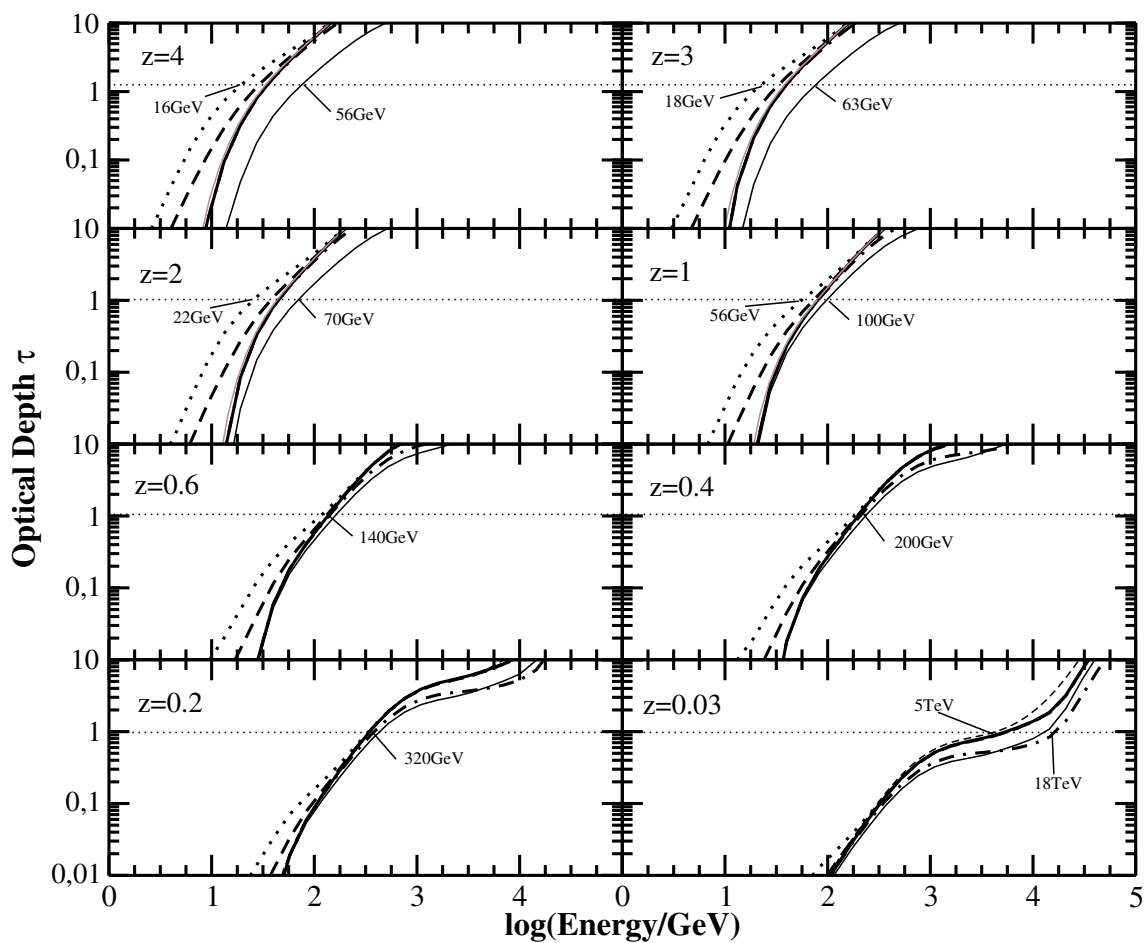


Abbildung 3.2: Optische Tiefe für unterschiedliche Rotverschiebungen. Die einzelnen Modelle sind mit den gleichen Linien bezeichnet wie in Abbildung 2.11.

Die Diskrepanz im Optischen ergibt sich aus der niedrigeren Annahme der Intensität der MRF im Bereich von einigen μm . Aufgrund der Daten scheinen beide Spektren möglich. Dieser Bereich ist jedoch nicht von Bedeutung, da die optische Tiefe erst bei Energien um 10 TeV einen Wert von eins annimmt und somit die Absorption erst ab dieser Energie auftritt. In dem Bereich ab 10 TeV sind die Modelle nahezu identisch. Dieser Abschnitt entspricht Photonenenergien der Hintergrundstrahlung ab ca. $30 \mu\text{m}$. Es ist zu beachten, daß in dieser und der folgenden Abbildung der Effekt der kosmischen Mikrowellenhintergrundstrahlung außer Acht gelassen wird, da die daraus resultierende hohe optische Tiefe im fernen Infraroten das Spektrum des MRF zu stark überlagern würden. Der Mikrowellenhintergrund, der um $1000 \mu\text{m}$ erst an Fluß gewinnt, erhöht die optische Tiefe ab 100 TeV. Das Abknicken das in der Abbildung zu sehen ist, erfolgt also erst bei 10 PeV (10^{15}) nachdem das Schwarzkörperspektrum bei $10^4 \mu\text{m}$ wieder abnimmt. Die optische Tiefe für verschiedene Rotverschiebungen ist Abb. 3.2 zu entnehmen. Die jeweiligen Abschneide-Energien ergeben sich durch den Schnitt der Kurven mit der $\tau = 1$ Linie. Beim Vergleich der optischen Tiefe fällt auf, daß das Ergebnis bei $0.2 < z < 1$ praktisch nicht von der Wahl der Parameter des MRF abhängt. Ganz anders sieht es dagegen bei kleinen ($z < 0.1$) und großen ($z > 1$) Rotverschiebungen aus. Bei kleinen Rotverschiebungen unterscheiden sich das 1. Modell mit einer Abschneide-Energie von etwa 5 TeV deutlich vom Ergebnis des 3. Modells mit $E_\gamma^{ab} \approx 18 \text{ TeV}$. Existiert weniger Staub, gibt weniger Infrarotemission, die die Gammaphotonen absorbieren können. Das 3. Modell hat auf das Spektrum einer Quelle bei $z = 0.03$ nur einen Einfluß bei Gammaenergien ab 10 TeV, und somit ändert es die Abschneide-Energie erst bei ganz nahen Quellen mit $z < 0.02$. Die Änderung ab 10 TeV gab in der Vergangenheit Anlaß zu vielen Spekulationen im Bereich der theoretischen Blazarmodelle. Man sieht hier jedoch, daß diese nur ein mögliches Ergebnis unter vielen und in keinster Weise ausgezeichnet ist. Bei höheren Rotverschiebungen dominiert die Wechselwirkung mit UV-Photonen. Daher stammen die größten Unterschiede in der optischen Tiefe aus der Wahl des Entweichfaktors. Die größten Einfluß auf die Abschneide-Energien hat UV-Strahlung der AGN. Sie reduziert die Abschneide-Energie auf bis zu 16 GeV. Entspricht der ultraviolette Hintergrund wirklich, den indirekten Messungen, sind die Spektren von Gammaquellen für $z = 2$ bereits bei etwa 20 GeV abgeschnitten. Ein anderer Aspekt, der hier noch wichtig sein könnte, ist die Sternbildungsrate. Fällt die SFR bei hohen Rotverschiebungen wie im 4. Modell ab, liegt die Abschneide-Energie für $z = 4$ nur bei etwa 60 GeV. Da viel weniger Sterne produziert werden, entsteht auch weniger Hintergrundstrahlung. Eine abfallende Hintergrundstrahlung wirkt dem Effekt hoher UV-Strahlung entgegen.

Der Wert aus bei $z=0.03$ von ca. 13000 GeV in PR89 (Primack 1998) liegt innerhalb unserer Abschätzung, während Konopelko et al. (2003) mit einem Wert

Tabelle 3.1: Vergleich der Abschneide-Energien für $\tau = 1$ bei verschiedenen Rotverschiebungen z_q aus unterschiedlichen MRF-Modellen

z_q	eigenes Modell [GeV]	MSt98 [GeV]	Pr98 [GeV]
0.03	5000-18000		≈ 13000
0.1	900-600		≈ 530
0.2	320		≈ 250
0.4	200		
0.5	170	≈ 150	≈ 83
0.6	140		
1.0	56-100	≈ 70	≈ 35
2.0	22-70	≈ 32	
3.0	18-63	≈ 25	
4.0	16-56		

zwischen ca. 3500–5000 GeV und Dwek und Krennrich (2004) mit einem Ergebnis ca. 700–15000 GeV teilweise unterhalb unseres Rahmens liegen. Der Unterschied könnte aus der Wahl der kosmologischen Parameter stammen. Während wir $h_0 = 0.65$ für unsere Rechnungen benutzt haben, gehen die beiden letzten Autoren von $h_0 = 0.7$ aus. Aufgrund des flachen Verlaufs der optischen SFR könnte eine so kleine Änderung bereits genügen, um die Grenze nach unten zu erweitern. Es ist also enorm wichtig, nicht nur die Parameter des MRF Modell zu betrachten, sondern auch den Effekt der verwendeten Kosmologien zu untersuchen. Besonders bei großen Rotverschiebungen wo die Rechnungen zunehmend sensitiver auf das gewählte kosmologische Modell reagieren und auch viel größere Unterschiede im Vergleich mit anderen Modellen auftreten. Das Modell des optischen Strahlungsfeldes von Malkan und Stecker (MSt98) zeigt in seinen Ergebnissen einen sehr ähnlichen Verlauf, während das Modell von Pr98 wesentlich mehr Absorption vorhersagt. Das Strukturbildungsmodell von Pr98 wurde allerdings in den letzten Jahren stark überarbeitet und verbessert. Die neuesten Ergebnisse werden allerdings erst in naher Zukunft veröffentlicht, so daß ein direkter Vergleich noch nicht möglich ist (Primack 2004). Der Vergleich ist in Tabelle 3.1 dargestellt.

Es bleibt also als Ergebnis, daß bei nahen ($z < 0.1$) und besonders bei weit entfernten Quellen ($z > 1$) große Unsicherheiten aufgrund der MRF Modellvarianten in der Berechnung der Absorption auftauchen. Dies liegt an den sehr ungenauen Proximity-Effekt Daten, die bei hohen Rotverschiebungen im ultravioletten Bereich existieren und Fehler von ca. einer Größenordnung ausweisen. Außerdem spielen die großen Varianzen der Beobachtungen in der infraroten Hintergrundstrahlung, die teilweise den Bereich nur bis zu einer Größenordnung eingrenzen, eine Rolle. Im mittleren $0.2 < z < 1$ Rotverschiebungsbereich erfolgt die Paar-

bildung hauptsächlich zwischen Photonen von einigen 100 GeV und optischen Photonen der Hintergrundstrahlung. Die optischen Photonen werden von Sternen emittiert und erfahren keinerlei Absorption. Die Entwicklung von Sternen wurde lange untersucht, deshalb sind die Unsicherheiten in diesem Bereich nicht groß. In diesem Rotverschiebungsbereich ist die optische Tiefe und damit die Absorption eindeutig. Im Vergleich mit anderen Arbeiten muß auf eine Übereinstimmung der verwendeten kosmologischen Parameter geachtet werden.

Bisher haben wir allgemeine Aussagen über die optische Tiefe und damit über die Absorption von Gammastrahlung gemacht. Im Folgenden Abschnitt wird die Abschneide-Energie noch einmal genauer untersucht.

3.2 Die Fazio-Stecker-Relation

Im folgenden Unterkapitel wird eine andere Art, die optische Tiefe für Gammastrahlung im Universum zu untersuchen, vorgestellt. Mit dessen Hilfe kann man Parameter des MRF bestimmen und Schlußfolgerungen über die Beobachtbarkeit von Gammaquellen mit Cherenkovteleskopen ziehen. Wir benutzen die Beziehung die in Abbildung 3.3 dargestellt ist. Sie wird hier als Fazio-Stecker-Relation (FSR) bezeichnet, da sie zuerst von von Fazio und Stecker (1970) berechnet wurde. (Allerdings hat Greisen bereits 1968 in einer Vorlesung am Brandeis-Sommerinstitut abgeschätzt, daß infolge der Wechselwirkung zwischen Gammaphotonen und optischen Photonen das Universum ab 10 GeV undurchlässig wird.) Man erhält die Beziehung indem man die Abschneide-Energie über die Rotverschiebung aufträgt. In Abbildung 3.3 ist die Abschneide-Energie auf zwei unterschiedliche Arten dargestellt. Im oberen Teil der Abbildung sind beide Achsen logarithmisch, während im unteren Teil die Achse der Rotverschiebung linear dargestellt ist. Im oberen Bild können so die Modelle im Bereich $0.01 < z < 0.1$ unterschieden werden, während im unteren Bild die Abweichungen bei $z > 1$ deutlich werden. Im Rotverschiebungsintervall zwischen $0.02 < z < 0.1$ zeigen drei der sechs Modelle einen deutlich unterschiedlichen Verlauf. Bei diesen handelt es sich um das 1. Modell, das 3. Modell und das 4. Modell. Die Modelle die hauptsächlich den ultravioletten Teil des MRF beeinflussen, führen in diesem Rotverschiebungsbereich zu keinen merklichen Änderungen. Eine Abweichung des 2. Modells zeigt sich nur bei Rotverschiebungen $z < 0.02$. Bei hohen Rotverschiebungen konvergieren die Modelle mit unterschiedlichen Infrarotkomponenten, da die optische Tiefe vom infraroten Strahlungshintergrund unabhängig ist. Aufgrund der großen Entfernung, die die Säulendichte für Paarproduktion erhöht, sind die Abschneide-Energien kleiner. Dies bedeutet, daß die Absorption hauptsächlich durch Wechselwirkung mit optischen und ultravioletten Photonen stattfindet. Die MRF-Modelle mit unterschiedlichem UV-Anteil können in diesem Bereich getestet werden. Nimmt man

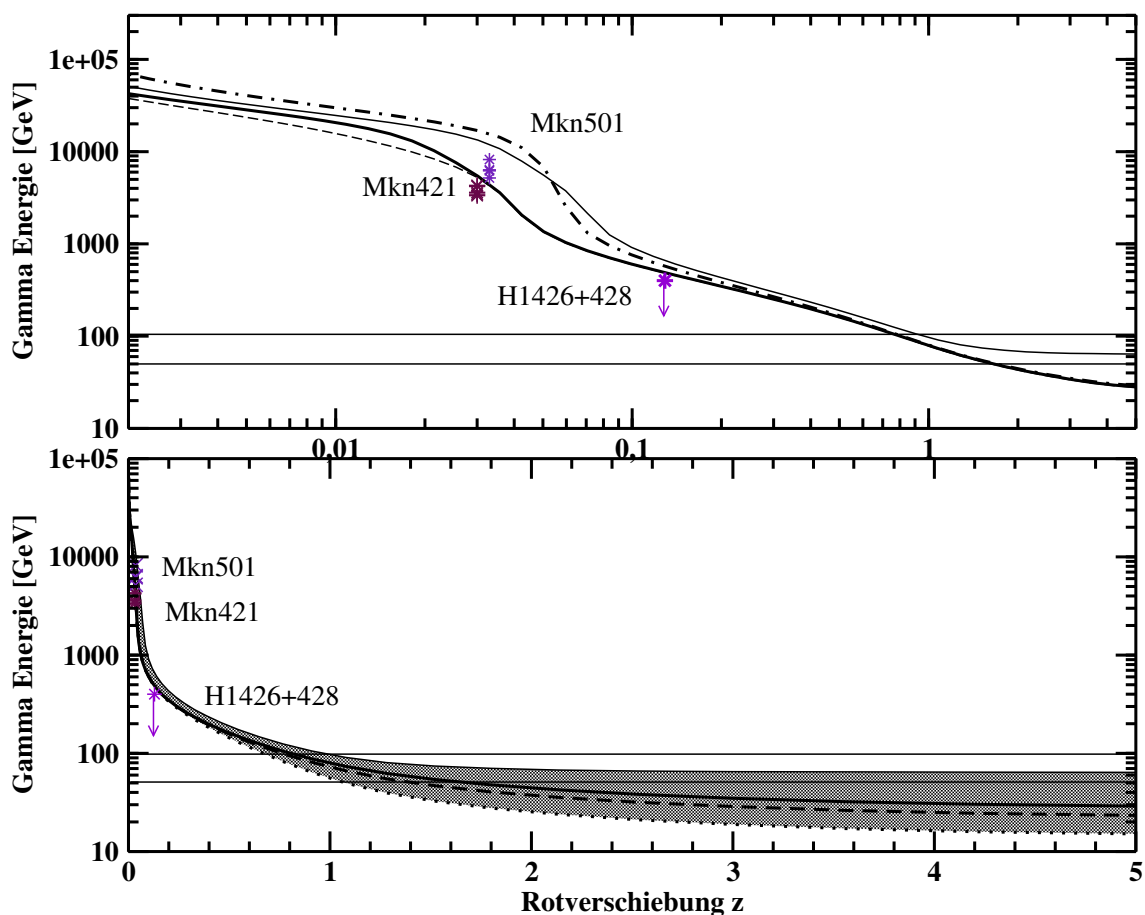


Abbildung 3.3: *Oben:* Fazio-Stecker-Relation für das 1. Modell (dicke, durchgezogene Linie), 2. Modell (dünne-gestrichelte Linie), 3. Modell (gepunktet-gestrichelte Linie), 4. Modell (dünne, durchgezogene Linie). Um den nahen Bereich bis $z = 1$ aufzulösen, wurde eine halblogarithmische Auftragung gewählt. *Unten:* Fazio-Stecker Relation für das 5. Modell (dicke, durchgezogene Linie), 6. Modell (gestrichelte Linie). Die lineare Auftragung läßt den asymptotischen Verlauf für hohe Rotverschiebungen erkennen.

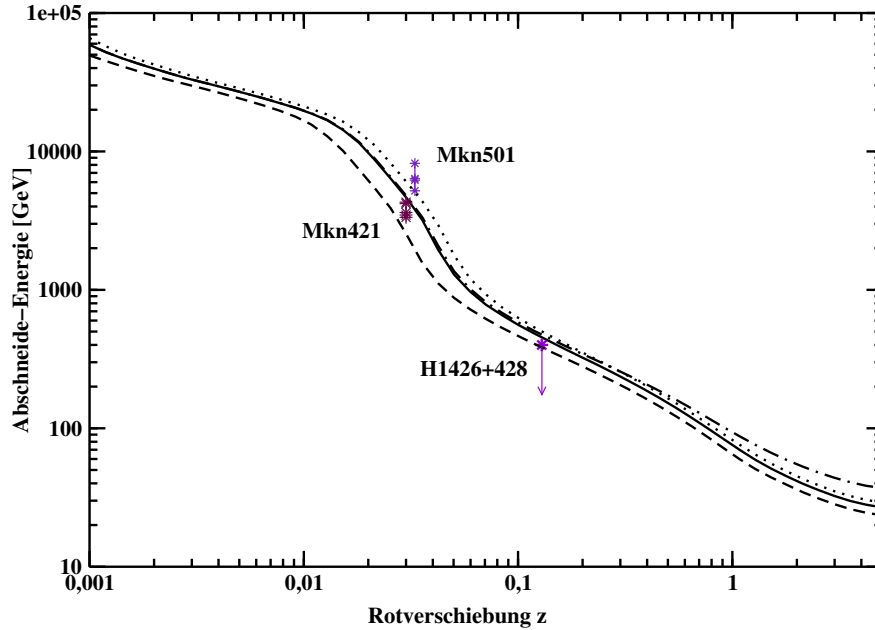


Abbildung 3.4: Fazio-Stecker-Relation für das 1. Modell. Es wurden nur die kosmologischen Parameter variiert. Λ CDM-Modell mit $H_0 = 65$, $\Omega = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $\Omega_R = 0.0$ (dicke, durchgezogene Linie), Λ CDM-Modell mit $H_0 = 50$, $\Omega = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $\Omega_R = 0.0$ (gestrichelte Linie), Λ CDM-Modell mit $H_0 = 75$, $\Omega = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $\Omega_R = 0.0$ (gepunktete Linie), SCDM-Modell mit $H_0 = 65$, $\Omega = 1.0$, $\Omega_\Lambda = 0.0$, $\Omega_R = 0.0$ (gestrichelt-gepunktete Linie).

eine hohe UV Emission an, erhöht sich die FSR ab $z > 1$ im Vergleich mit dem 1. Modell und dem 5. Modell. Die niedrige Sternbildungsrate im 4. Modell würde hingegen die UV-Photonendichte erniedrigen und so zu einem für Gammaphotonen transparenteren Universum führen. Der starke Abfall der SFR wurde hier angenommen, um die Grenzen des möglichen MRF aufzuzeigen. Neueste Beobachtungen weisen jedoch auf eine nahezu konstante SFR hin.

Die optische Tiefe ist nicht nur von den MRF-Parametern abhängig, sondern auch von der zugrundeliegenden Kosmologie (siehe Abbildung 3.4). Die Hubblekonstante vergrößert besonders bei Rotverschiebungen zwischen 0.01 und 0.03 die Unsicherheiten. Die weiteren kosmologischen Parameter fächern das Ergebnis bei hohen Rotverschiebungen ($z > 0.8$) auf. Da die kosmologischen Parameter durch die WMAP Beobachtung festgelegt sind, ist diese Untersuchung nur noch im Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren relevant.

Die theoretisch berechnete FSR kann, da sie nahezu unabhängig von der Physik

der Gammastrahlungsquelle ist, benutzt werden, um etwas über die Sternbildungsrate, den UV-Anteil oder einen anderen Parameter des metagalaktischen Strahlungshintergrunds auszusagen. Dazu werden aus Beobachtungen stammende Abschneide-Energien von extragalaktischen Gammaquellen einer bestimmten Rotverschiebung mit der FSR verglichen. Bisher gibt es vier Quellen mit einem meßbaren Spektrum. Die Abschneide-Energien der beiden Blazare Mkn501, Mkn421 werden durch einen Exponential-Fit an die beobachteten Daten ermittelt (Gl. 3.6). Wobei man je nach Datensatz leicht unterschiedliche Ergebnisse erhält. Die Ergebnisse sind als Sterne eingezeichnet. Bei H1426+428 kann nur eine obere Grenze angegeben werden, da die Abschneide-Energie unterhalb der Energiegrenze der Teleskope liegt. Die Beobachtungen liegen erstaunlich dicht an den theoretischen Voraussagen. Damit wäre die Frage nach der intrinsischen Absorption dieser Quellen eher vernachlässigbar. In dem FSR-Diagramm würde eine intrinsische Absorption die beobachtete Abschneide-Energien unterhalb der theoretischen Linie des FSR erscheinen lassen. Die Ergebnisse für Mkn421 weisen auf eine leicht intrinsische Absorption hin, da die beobachteten Abschneide-Energien unterhalb aller Modelle liegt. Im Gegensatz dazu würde Mkn501 eine schwächere oder sogar gar keine intrinsische Absorption aufweisen. Wir können die Ergebnisse von Donea und Protheroe (2003), daß in Blazaren anscheinend wenig in der Quelle selbst absorbiert wird also bestätigen. Unter diesen Voraussetzungen scheinen die publizierten Daten der Abschneide-Energien das 1. Modell zu unterstützen, welches eine hohe Infrarotkomponente beinhaltet. Die Hinzunahme der hellen Infrarotgalaxien ist also notwendig, um die wenigen Daten erklären zu können. Es ist allerdings eine weitaus größere Anzahl von Quellen erforderlich, um exakte Aussagen machen zu können. Mit Hilfe von Beobachtungen bei Rotverschiebungen > 1 wird es möglich sein, den ultravioletten Strahlungshintergrund zu erkunden und die Proximity-Daten zu ergänzen. Betrachtet man die kosmologischen Parameter, können wir bisher nur eine schwache Aussage über die Hubblekonstante machen. Sie wird nicht kleiner sein als $h_0 > 50$ und eher bei $h_0 \approx 0.65$ liegen. Die Möglichkeiten, kosmologische Modelle zu unterscheiden sind jedoch sehr begrenzt und durch die neuesten Daten von WMAP bereits besser bestimmt. Die einzige Möglichkeit, all diese Unsicherheit möglichst gering zu halten, ist eine große Anzahl von extragalaktischen Gammaquellen zu beobachten und ihre Abschneide-Energien mit der oberen Grenze, die die FSR darstellt, zu vergleichen. Ein weiteres Problem ist die geringe Statistik der Daten besonders bei Energien > 20 TeV. Hier sind die Photonschauer in der Erdatmosphäre so groß, daß die Unterscheidung zwischen Photonen und Hadronen sehr schwierig wird. Dadurch können die Daten leicht durch Hadronen verfälscht werden. Beobachtungen von neuen IACTs, die besonders in diesem Wellenlängenbereich sensitiv sind, werden bessere Daten liefern und so genauere Aussagen über Spektren möglich machen. Wir können aus der Relation auch die Beobachtbarkeit von Gammaquellen mit

Hilfe eines Cherenkovteleskops ablesen. Zum einen kann nur mit Gamma-Teleskopen mit einer Energieschwelle unter 40 GeV, die Abschneide-Energie für Quellen bei Rotverschiebungen um $z = 1.5$, dem Maximum der Sternbildungsrate liegen, bestimmen. Zum anderen ist es nur mit Hilfe von Gammateleskopen mit einer Energieschwelle unter 10 GeV möglich Gammaquellen bei beliebiger Rotverschiebung zu beobachten bis bei ca. $z \approx 200$ anderer kosmologische Absorptionsprozesse einsetzen (Zdziarski und Svensson 1989). Dies ist nur eine prinzipielle Grenze, denn natürlich darf man die Flußgrenze des Teleskops nicht vergessen, durch die ebenfalls eine Vielzahl an Quellen nicht beobachtet werden, da sie im vorliegenden Wellenlängenbereich zu leuchtschwach sind.

Um detailliertere Aussage über Beobachtbarkeit eines bestimmten Blazars treffen zu können müßte man sein intrinsisches Spektrum besser kennen. Im einfachsten Fall würde das intrinsische Spektrum zwischen 20 GeV und 10 TeV einem Potenzspektrum folgen. Eine Möglichkeit, um potentielle TeV-Quellen zu entdecken, ist es deswegen, bei niedrigen Gammaenergien (EGRET) gemessene Potenzspektren in den Hochenergiebereich zu extrapolieren. Allerdings sind die Quellen variabel, und die spektrale Form scheint vom Gesamtfluß abhängig zu sein. Deswegen sind theoretische Modelle zur Teilchenbeschleunigung in Jets nötig, um zuverlässigere Aussagen zu machen. Betrachtet man jedoch die Vielzahl an Theorien, die in Kapitel 1 beschrieben sind, wird deutlich, daß hier auch noch große Unsicherheiten auftreten. Um diese Modelle mit Beobachtungen vergleichen zu können, muß der Effekt der extragalaktischen Absorption aus den Daten herausgerechnet werden. Im nächsten Abschnitt wird aus den beobachteten Daten von vier Blazaren die intrinsische Spektren zu berechnen und diese mit theoretischen Modellen zu vergleichen. Die Unsicherheiten der MRF werden weiterhin berücksichtigt.

3.3 Spektrale Änderung in Blazaren

Im folgenden Unterkapitel wird die optische Tiefe für Gammastrahlung benutzt, um aus TeV-Daten von vier Blazaren ihre intrinsischen Spektren zu berechnen. Hieraus werden erste Aussagen über die Physik der einzelnen Quellen formuliert. Wie in Kapitel 1 bereits erwähnt, wurden ca. 10 Quellen von IACT detektiert. Vier Blazare waren hell genug um eine spektrale Energieverteilung festzulegen (siehe Abbildung 3.5). In Abb. 3.5 sieht man die Daten von Mkn 501, Mkn 421, H1426+428 und 1ES1959+650. Im Gegensatz zur Vorgehensweise bei anderen Berechnungen (Konopelko et al. 1999, Stecker und deJager 2002) werden möglichst alle verfügbaren Daten verschiedener Cherenkovteleskope benutzt, um den systematischen Fehler eines einzelnen Teleskops zu relativieren. Für einen Vergleich mit den einzelnen Datensätzen, passen wir die Daten mit einer Exponentialfunk-

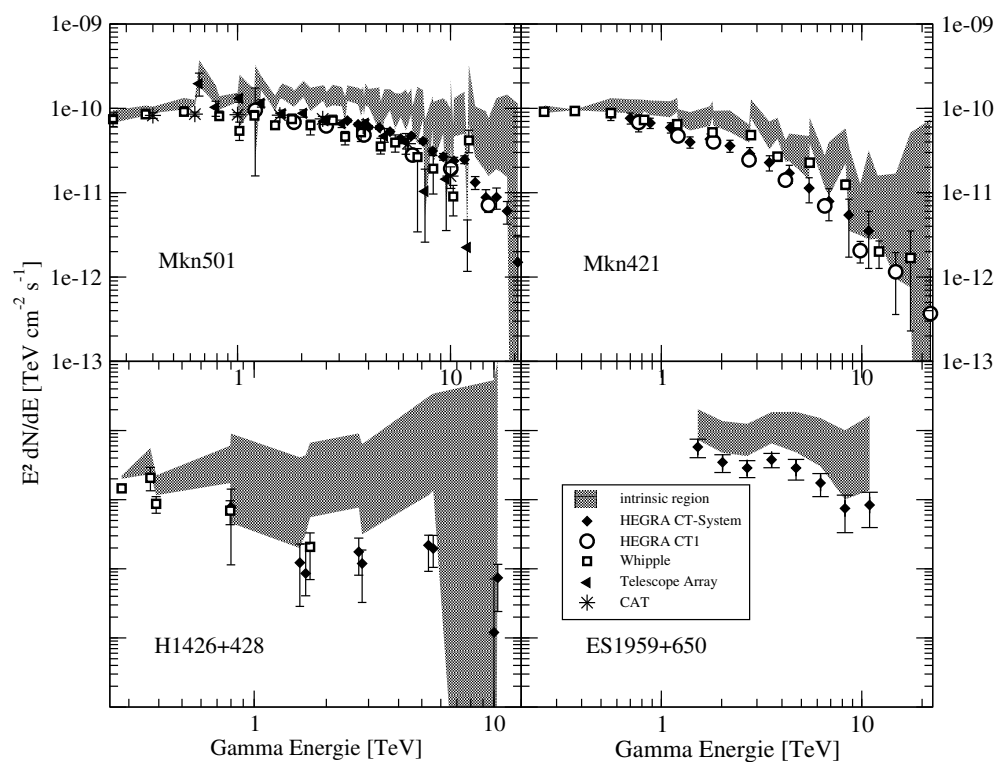


Abbildung 3.5: Daten für vier Blazare und die Regionen, in denen ihr intrinsisches Spektrum liegen liegt.

Tabelle 3.2: Parameter für die beobachteten Daten von Mkn501 und Mkn421.

	Mkn501	Mkn421
A	10.4 ± 0.30	7.90 ± 0.49
α	1.83 ± 0.04	2.25 ± 0.07
E_0	4.97 ± 0.31	3.72 ± 0.47
χ^2/NoF	1.75	1.48

tion an

$$(3.6) \quad F_{\text{int}}(E_\gamma) = E_\gamma^{-\alpha} \cdot \exp\left(-\frac{E_\gamma}{E_0}\right)$$

und erhalten die Werte in Tab. 3.2. Diese Werte repräsentieren einen guten Mittelwert für die Beobachtungen und sind vor allem im Vergleich mit den einzelnen Ergebnissen aus den HEGRA Daten in Übereinstimmung, da sie die beste Statistik aufweisen. Aus dieser Anpassung kann auch die Abschneide-Energie ermittelt werden. Sie hat den Wert E_0 . Dieser Wert kann mit der berechnete Abschneide-Energie verglichen werden (siehe Abb. 3.3). Man würde für Mkn501 und Mkn421 denselben Wert erwarten, da beide bei nahezu dergleichen Rotverschiebung liegen. Die Abweichung der beobachteten Werte ist dabei so gering, daß man das theoretische Ergebnis bestätigt findet.

Mkn501 hatte 1997 eine aktive Phase und besaß einen außergewöhnlichen hohen Fluß. Der Blazar wurde von März bis Oktober 1997 mit dem HEGRA CT-System beobachtet. Es wurden sowohl die zeitlich gemittelten Daten von Aharonian et al. (1999) als auch die Reanalyse derselben Daten von Aharonian et al. (2001) benutzt. Hinzu kommen die Daten vom HEGRA CT1-Teleskop von April bis September 1997 (Kranich et al. 2001). Die Quelle wurde außerdem vom Whipple-Teleskop von Februar bis Juni 1997 beobachtet (Krennrich et al. 1999). Die CAT-Daten stammen von März bis Oktober 1997 (Djannati-Atai et al. 1999). Auch das Telescope Array detektierte Mkn501 von März bis Juli (Hayashida et al. 1998). Der Fluß eines Blazars ist stark variabel. Hier wurden die zeitlich gemittelten Daten benutzt und an den Fluß der Daten des HEGRA-Systems normiert. Die Änderung der intrinsischen spektralen Form durch die Variabilität sollte durch die Normierung und die kombinierten Daten ausgeglichen werden, so daß wir den externen Absorptionseffekt untersuchen können. Mkn421 hatte einen starken Energieausbruch zu Beginn des Jahres 2001. Die Daten wurden vom HEGRA CT-System (Kohnle et al. 2001), dem HEGRA CT1 (Cortina et al. 2001) und dem Whipple-Teleskop (Krennrich et al. 2001) von Januar bis März aufgenommen. Zu H1426+428 gibt es weniger Daten. Benutzt wurden hier Daten des HEGRA-CT Systems aus Aharonian et al. (2002) und Costamante et al. (2003) und des Whipple-Teleskops von Petry et al. (2002) und Horan et al. (2002). Die vierte Quelle ist erst erst kürzlich intensiv beobachtet wurden. Deshalb ist auch erst ein

Datensatz des HEGRA-Systems veröffentlicht (Aharonian et al. 2003b).

Der Fluß in den beobachteten Spektren $F_{\text{beob}}(E_\gamma)$ verringert sich zu hohen Energien entweder langsam ($F_{2 \text{ TeV}}/F_{10 \text{ TeV}} = 0.8$, H1426+428) oder wird plötzlich ab einer bestimmten Energie ($F_{2 \text{ TeV}}/F_{10 \text{ TeV}} = 0.2$ und 0.1 , Mkn501 und Mkn421) kleiner. Natürlich könnte dieses Verhalten aus dem Emissionsprozeß der Quellen stammen, oder ausschließlich ein Zeichen von intrinsischer Absorption sein. Es scheint allerdings ein rotverschiebungsabhängiger Effekt zu sein. Nach den Modellrechnungen von Donea und Protheroe (2003) greift die intrinsische Absorption erst ab ≈ 10 TeV. Deshalb scheint das schnelle Abknicken ein Zeichen für extragalaktische Absorption zu sein. Es gilt

$$(3.7) \quad F_{\text{beo}}(E_\gamma) = F_{\text{int}}(E_\gamma) \exp[-\tau_{\gamma\gamma}(E_\gamma, z)]$$

mit $\tau_{\gamma\gamma}(E, z)$ aus Gleichung 3.3 und Abbildung 3.2. Um die Regionen festzulegen, in denen die intrinsischen Spektren liegen, werden das 1. Modell, das 2. Modell und das 3. Modell benutzt. Da alle Quellen sehr nah sind ($z < 0.129$), führen die Modelle, die sich nur im ultravioletten Bereich unterscheiden zum gleichen Ergebnis. Die optische Tiefe ist bei kleinen Rotverschiebungen unabhängig vom ultravioletten Teil des MRF (siehe optische Tiefe). Mit Hilfe der verschiedenen optischen Tiefen werden nun zu jedem beobachteten Datenpunkt für die drei in diesem Rotverschiebungsbereich wichtigen Modelle gemäß Gleichung 3.7 intrinsische Punkte einschließlich Fehler berechnet. Die höchsten und niedrigsten Werte bilden die Begrenzungen der grauschattierten Region in Abbildung 3.5.

Das intrinsische Spektrum (grauschattierter Bereich) von Mkn501 zeigt je nach MRF-Modellvariante ein Maximum bei 1–4 TeV. Dieser Wert liegt knapp unterhalb des Ergebnisses von deJager und Stecker (2002), die ein Maximum bei 5–9 TeV, abhängig vom ihrem benutzten Infrarotmodell, berechneten. Krennrich und Dwek (2004) fanden allerdings ebenfalls niedrigere Werte von 785 ± 153 GeV bis 2390 ± 127 GeV, die mit unseren Ergebnissen konsistent sind. Nach Abschätzung des SSP Modells (Krawczynski et al. 2000) sollte das zugehörige Maximum im Röntgenbereich bei 50–100 keV liegen.

Das intrinsische Spektrum von Mkn421, das innerhalb der schattierten Fläche liegt, zeigt in jedem Fall ein starkes Abknicken, und sofern es an der unteren Grenze liegt, ein mögliches, schwach ausgeprägtes Maximum zwischen 0.2 und 5 GeV. Das ist konsistent mit den Ergebnissen von Krennrich und Dwek (2003). Es könnte dem inversen Compton-Maximum entsprechen, daß zu dem Synchrotron-Maximum bei 6–8 keV gehört. Genauere Untersuchungen der Zusammenhänge einzelner Modelle bedürfen allerdings weiterer Multiwellenlängen-Beobachtungskampagnen, bei denen keine zeitlich gemittelten Spektren betrachtet, sondern flußabhängige Analysen durchgeführt werden. Die Spektren mit einem hohen Fluß scheinen stärker abzuknicken, während die schwachen Flußspektren eher einem Potenzgesetz folgen (Aharonian et al. 2002). Die Autoren

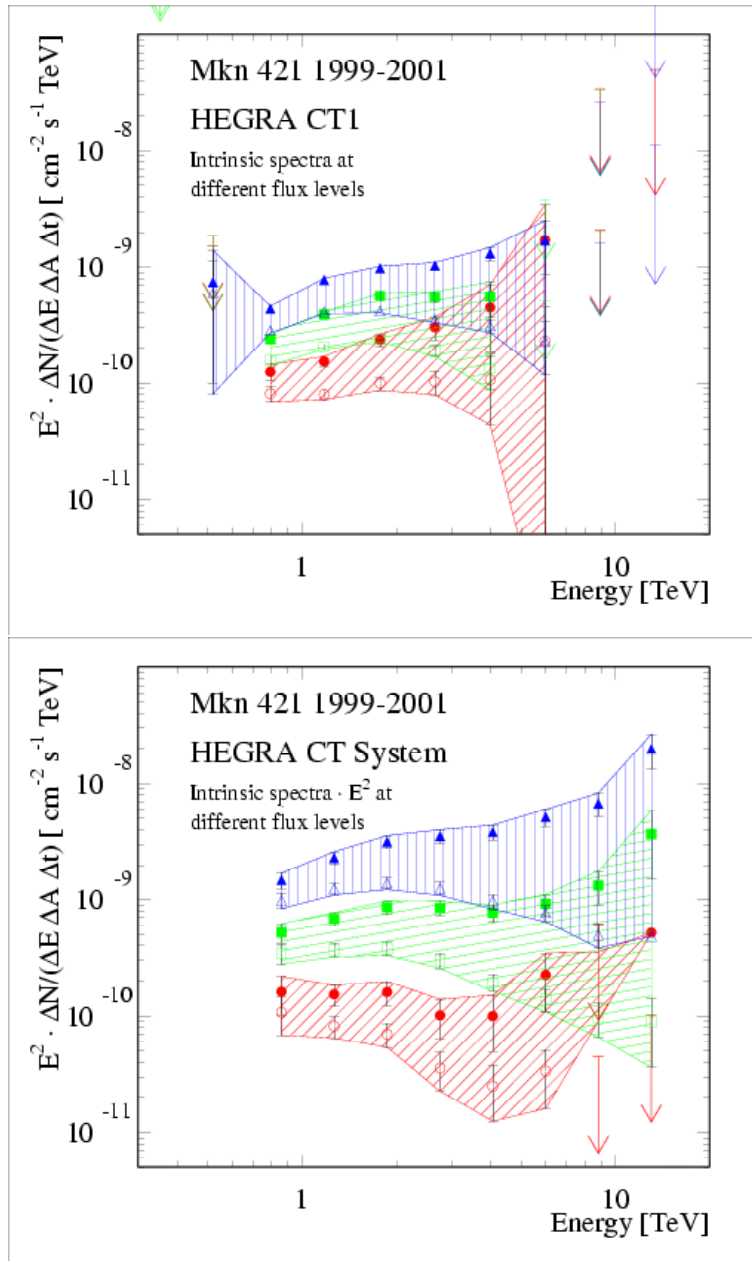


Abbildung 3.6: Flußabhängige Entfaltung des Spektrums von Mkn421. Die Bereiche, in denen das intrinsische Spektrum liegen kann, sind schattiert. (Flußabhängige Daten aus Kestel 2003, CT1 und Horns 2003, CT-System.)

konnten die unterschiedlichen Flußspektren unter der Annahme einer konstanten Abschneideenergie von $E_0 = 3.6$ mit Hilfe von Gleichung 3.6 anpassen. Die schwachen Spektren konnten bei Energien über 4 TeV nicht bestimmt werden, sodaß ein Potenzspektrum bisher nicht im Widerspruch steht. Tritt dieser Effekt nicht nur bei den beobachteten Spektren, sondern auch in den intrinsischen auf, können Rückschlüsse auf Mechanismen geschlossen werden, die zu den Flußerhöhungen geführt haben. Der statistische Bias ist in den bisherigen Daten recht groß, so daß noch keine quantitativen Aussagen möglich sind. In Abbildung 3.6 sind die entfaltenen Spektren für zwei unterschiedliche Datensätze der Quelle Mkn421 dargestellt. Der Daten aus denen bisher der zeitlich gemittelte Fluß berechnet wurde, wurde nun in die drei Flußbins "hoch", "mittel" und "niedrig" aufgeteilt. Aufgrund der großen Fehler konnte aus den unterschiedlichen Datensätzen keine Steigung oder Maxima ermittelt werden. In einer Analyse versuchen Krennrich und Dwek (2004) ebenfalls mit Daten von unterschiedlichen Flußbins eine systematische Verschiebung des Maximums nachzuweisen. Das Ergebnis hat jedoch Fehler, die den Wert um bis zu eine Größenordnung übersteigen.

Aufgrund der wenigen Daten sind Aussagen über H1426+428 schwierig. Wegen der hohen Rotverschiebung der Quelle ($z = 0.129$) würde man eine größere Absorption erwarten. Die Abschneide-Energie sollte nach den Rechnungen zwischen 500 und 600 GeV liegen. Die meisten Datenpunkte liegen bereits im absorbierten hochenergetischen Teil des Spektrums. Der schattierte Bereich des möglichen intrinsischen Spektrums läßt einen schwachen Abfall, einen konstanten Verlauf oder sogar einen Anstieg zu höheren Energien hin zu. Das Maximum würde dann bei Energien von 10 TeV oder höher liegen. In den Röntgendaten bis 100 keV kann man ebenfalls kein Maximum erkennen (Costamante et al. 2001), was für ein Maximum bei einer Energie oberhalb von 12 TeV sprechen würde. Die Ergebnisse stimmen mit denen in Costamante et al. (2003) überein.

Das Spektrum der vierten Quelle 1ES1959+650 wurde erst von einem Teleskop beobachtet. Da die Quelle recht nah liegt, ist die Absorption nicht sehr groß. Der spektrale Verlauf ähnelt dem von Mkn501 und Mkn421. Man kann bisher sagen, daß sowohl ein intrinsisches Abknicken als auch ein gerader Verlauf des Spektrums möglich sind.

Es konnten Bereiche für die intrinsischen Spektren der vier Quellen ermittelt werden. Eine mögliche Deutung der erhaltenen intrinsischen Spektren wurden aufgezeigt. Auch hier gilt, daß exaktere Aussagen erst durch Beobachtungen mit den neuen IACT-Teleskopen möglich sein werden.

3.4 Obere Grenze für die infrarote Sternbildung

In diesem Unterkapitel wird versucht durch die Betrachtung des spektralen Verlaufs einzelner Blazarspektren weitere Einsichten über den extragalaktischen Strahlungshintergrund zu bekommen. Mit Hilfe der im letzten Abschnitt vorgestellten Blazarspektren, werden wir einen der Parameter des metagalaktischen Strahlungshintergrunds, nämlich die kosmische SFR, begrenzen. In anderen Arbeiten wurde bisher ausschließlich versucht, mit Hilfe von IACT-Beobachtungen den infraroten Strahlungshintergrund zu bestimmen (e.g. Stecker und de Jager 1993, Biller et al. 1995, Madau und Phinney 1996, Stanev und Franceschini 1998, Primack et al. 1999, Renault et al. 2001). In vielen Arbeiten wurden die Ergebnisse von einem oder mehreren MRF-Modellen skaliert, bis die damit berechneten Spektren die beobachteten TeV-Daten nicht mehr erklären konnten. Es wurde dabei darauf verzichtet auf die Physik einzugehen, und Parameter in einem Modell zu benutzen, die eine solche Skalierung ermöglichen würde. So wurde eine obere Grenze des heutigen ferninfraroten Strahlungshintergrunds ermittelt.

In jedem Fall müssen Annahmen über die intrinsischen Spektren von Blazaren gemacht werden. Wie bereits diskutiert, gibt es dazu umfangreiche theoretische Modelle. Im Folgenden wird die einfache Annahme eines Potenzspektrums mit beliebigem Spektralindex gemacht. Da unser MRF-Modell aus Kapitel 2 die gesamte Sternentwicklung beinhaltet, werden wir den heutige Hintergrund nicht skalieren, sondern im Folgenden alle Parameter so an ihre Grenze setzen, daß sie die Sternbildungsrate im Infraroten erhöhen. Der Parameter $\dot{\rho}_*^{IR}(\text{peak})$ wird mit Hilfe der TeV-Messungen bestimmt und stellt somit eine obere Grenze dar. Für die optische SFR nehmen wir den minimal möglichen Wert an. Dies geschieht durch die Reduktion der SFR auf die nicht staubkorrigierten SFR_{OPT} Daten, die eine untere Grenze bilden. Wir nehmen an, daß die SFR_{IR} zu hohen Rotverschiebungen hin konstant ist ($\beta_m = 0$). Ein starker Abfall der Sternbildungsrate ist mit den SCUBA Daten, die eine untere Grenze bilden, unvereinbar. Ein eventueller Anstieg der SFR_{IR} würde die obere Grenze verstärken und ist deswegen für diese Überlegung nicht von Bedeutung. Die Steigung bei kleinen Rotverschiebungen ist durch ISO-Daten weitgehend bestimmt. Es werden jedoch in diesem Fall die untersten IRAS Werte (Saunders et al. 1990) benutzt, um ein Maximum von $\dot{\rho}_*^{IR}(\text{peak})$ zu gewährleisten. Hieraus folgt $\alpha_m = 6$. Die Größe, auf die die Ergebnisse am sensibelsten reagieren ist die Rotverschiebung des Maximums. Nehmen wir für die folgende Rechnung $z_{\text{peak}} = 1.5$ an. Dieser Wert wird durch einige Beobachtungen unterstützt (Sanders 1999, Franceschini 2001 (und Referenzen in diesem Artikel)). Obwohl erwähnt werden sollte, daß einige SCUBA Daten, die alle modellabhängig sind und nur für eine Wellenlänge berechnet wurden, dagegen auf ein Maximum bei $z_{\text{peak}} = 2$ (Ivison et al. 2002) hindeuten, welches die obere Grenzen stark beeinflussen würde.

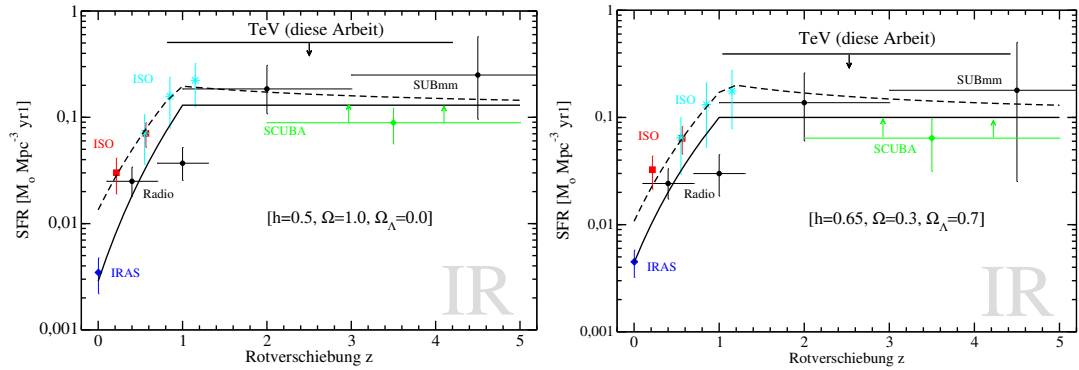


Abbildung 3.7: *Links*: Infrarote Sternbildungsrate (durchgezogene Linie) und die Gesamtsternbildungsrate (gestrichelte Linie) für eine SCDM-Kosmologie. Die Daten stammen aus Sauder et al. (1990, Diamanten, IRAS); Mann et al. (2001, Kästchen, ISO); Rowan-Robinson et al. (1997, Sterne, ISO); Barger et al. (2000, Kreise, Radio, SUBmm); Hughes et al. (1998, SCUBA). *Rechts*: Infrarote Sternbildungsrate (durchgezogene Linie) und die Gesamtsternbildungsrate (gestrichelte Linie) für eine Λ CDM-Kosmologie. Die Daten sind die selben wie links.

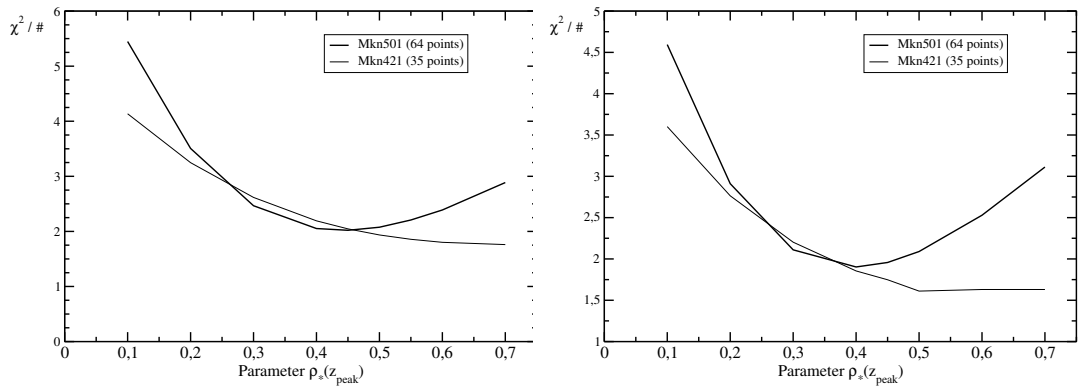


Abbildung 3.8: χ^2 für $\rho_*(z_p)$ zeigt ein Minimum bei 0,4 und 0,5 je nach kosmologischem Modell.

Mit Hilfe der Absorption von Gammaphotonen in Blazaren können wir nun den letzten Parameter bestimmen. Die entfalteten Daten erhält man mittels folgender Gleichung

$$(3.8) \quad F_{\text{int}}(E_\gamma) = F_{\text{beo}}(E_\gamma) \exp[\tau_{\gamma\gamma}(E_\gamma, z)].$$

Zum Vergleich der so berechneten Daten mit einem theoretischen Blazarspektrum wird dieses als Potenzspektrum angenommen, das zwar jeden beliebigen Spektralindex annehmen kann, aber nicht von dem Potenzverlauf signifikant abweichen und z.B. plötzlich wieder ansteigen darf. Die intrinsischen Datenpunkte der Gammaquellen Mkn421 und Mkn501 werden nun mit einem Potenzgesetz verglichen. Der Parameter $\rho_*(z_p)$ wird variiert; ein Chiquadrat-Test liefert den besten Wert. In Abbildung 3.7 sind die Ergebnisse dargestellt. Je nach Kosmologie beträgt die obere Grenze der infraroten Sternbildungsrate.

$$(3.9) \quad 0.5 \frac{M_\odot}{\text{JahrMpc}^3} \quad (\text{SCDM})$$

oder

$$(3.10) \quad 0.4 \frac{M_\odot}{\text{JahrMpc}^3} \quad (\Lambda\text{CDM}).$$

Im Gegensatz zu Mkn421 existiert im Plot zu Mkn501 ein ausgezeichnetes Minimum. Das liegt einerseits an den besseren Daten für Mkn501, andererseits an dem stärkeren Abknicken des Spektrums. Das Spektrum von Mkn421 besitzt anscheinend eine intrinsische Absorption, so daß die Annahme eines Potenzspektrums hier nicht genau genug ist. Bessere Annahmen über intrinsische Blazarspektren und vor allem bessere Daten von einer Vielzahl von AGN im GeV/TeV-Bereich werden helfen, diese Grenze weiter zu verbessern. Mit Hilfe von Daten bei hohen Rotverschiebungen können auch Aussagen über die optische Sternbildungsrate gemacht werden.

In diesem Kapitel wurde die extragalaktische Absorption von Gammastrahlung aufgrund von Paarbildung mit dem MRF ausführlich diskutiert. Es wurde das zeitliche Verhalten der optischen Tiefe behandelt, intrinsische Blazarspektren wurden berechnet und eine obere Grenze für die infrarote Sternbildungsrate wurde angegeben. Alle Ergebnisse wurde in Abhängigkeit der unterschiedlichen MRF Modelle berechnet.

Kapitel 4

Beitrag von Blazaren zum Gammahintergrund

Wie im letzten Kapitel gezeigt wurde ist das Universum für hochenergetische Gammaphotonen von weitentfernten Gammaquellen nicht durchsichtig. Niederenergetische Photonen der Hintergrundstrahlung absorbieren Gammaphotonen oberhalb einer minimalen Grenzenergie und bilden Elektronen-Positronen Paare. Dies ist jedoch nicht der einzige Prozeß der stattfindet, vielmehr wird eine ganze Kaskade von Wechselwirkungen durch die Paarproduktion initiiert. Die entstandenen Elektron-Positron Paare streuen am Mikrowellenhintergrund und erzeugen durch inverse Comptonstreuung wieder hochenergetische Gammaphotonen. Erfüllen diese Photonen die Bedingung der Paarbildung, werden sie wieder absorbiert. Dieser Prozeß setzt sich fort, bis der restliche Weg zwischen neuentstandenen Gammaphotonen und Beobachter transparent für die Energie des Photons ist (Aharonian und Atoyan 1985, Protheroe 1986, Maciolek-Niedzwiecki, Zdzarski und Coppi 1995, Protheroe und Stanev 1993). Die Emission der Sekundärstrahlung aus der Kaskade wird im GeV oder im MeV Bereich wieder abgestrahlt, da erst für Photonen mit Energien von ca. 15 GeV das Universum wieder vollständig durchlässig ist.

Existieren nur schwache extragalaktische Magnetfelder (10^{-20} G) ist der Gyrationradius der Elektronen so groß, daß sich die Kaskade praktisch linear fortsetzt und die Sekundärstrahlung zur spektralen Energieverteilung der Quelle beiträgt (Dai et al. 2002). Sollte sich jedoch zeigen, daß Magnetfelder Größenordnungen von 10^{-9} G besitzen, werden die entstehenden Elektronen und Positronen isotropisiert und bilden einen sogenannten Halo (Aharonian, Coppi und Voelk 1994). Die Emission in dem Halo trägt so nicht mehr direkt zum viel stärkeren Fluß der Punktquelle bei. Ist die Emission zu schwach, um detektiert zu werden, addiert sie sich zum Gammahintergrund im EGRET Energiebereich. Im Folgenden wird eine vereinfachte analytische Form der Kaskade vorgestellt, die die spektrale

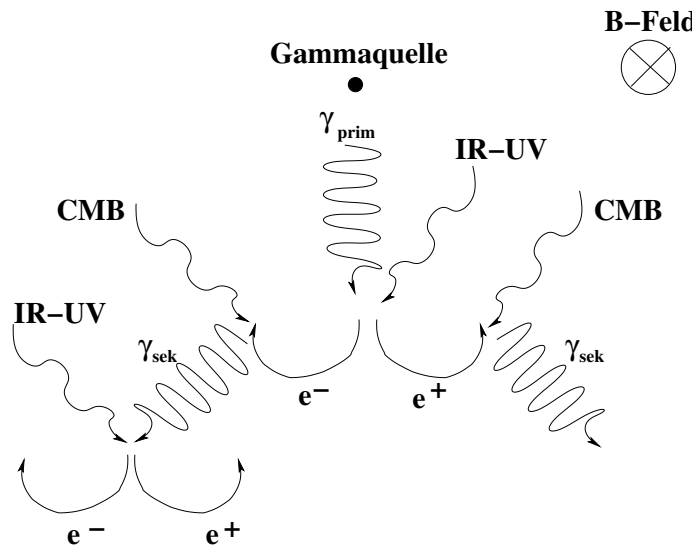


Abbildung 4.1: Skizze einer Paarkaskade. Die primäre Gammastrahlung bildet ein Elektron-Positron Paar. Dieses erzeugt durch inverse Comptonstreuung wieder Gammastrahlung. Entweder die Sekundärstrahlung entweicht, oder sie wird erneut absorbiert.

Energieverteilung der Sekundärphotonen berechnet. Unter der Annahme, daß es starke extragalaktische Magnetfelder gibt und so die gesamte Sekundärstrahlung als Hintergrundphotonen auftreten, wird mit Hilfe von verschiedenen Modellen der Beitrag zweier Untergruppen der Aktiven Galaxienkerne zur Gammahintergrundstrahlung diskutiert. Insbesondere untersuchen wir, ob die Kombination aus EGRET Quellen und einer BL Lac Komponente die Gammahintergrund Daten erklären kann.

4.1 Sekundärstrahlung aus Kaskadenprozessen

In diesem Unterkapitel wird das durch Kaskadierung erzeugte sekundäre Gammaskpektrum einer Gammaquelle mit einem Potenzspektrum berechnet. Der Einfluß einer Änderung des Spektralindex und der Maximalenergie wird diskutiert. In Abbildung 4.1 ist eine Paarkaskade skizziert. Die beiden Prozesse, die in eine Berechnung einfließen, sind die Paarbildung und der inverse Comptonprozeß. Die meisten Rechnungen basieren bisher auf Monte Carlo Simulationen der Paarkaskaden. Dies hat den Vorteil, den genauen zeitliche Abhängigkeit und die Winkelverteilung der Sekundärstrahlung zu erhalten. Eine sehr detaillierte Analyse kann man in Eungwanichayaopant (2003) nachlesen. In vorliegendem Fall soll die gesamte Gammahintergrundstrahlung berechnet werden, dazu benötigt man die

Sekundärstrahlung von allen AGN im Universum, die bisher nicht beobachtet wurden. Im Folgenden wird deshalb eine analytische Näherung beschrieben, mit der wir den differentiellen Fluß der Sekundärstrahlung berechnen. Der Prozeß wird grundsätzlich durch die Strahlungstransportgleichung beschrieben (Rybicki und Lightman 1979, Gleichung 1.23).

$$(4.1) \quad \frac{dF_{E_\gamma}}{dl} = -\alpha_{E_\gamma} F_{E_\gamma} + j_{E_\gamma}.$$

Jetzt wenden wir die allgemeine Gleichung auf das vorliegende Problem an. Die Änderung des Strahlungsflusses entlang des Weges dl besteht aus einem Absorptionsterm mit dem Koeffizienten α_{E_γ} und dem Emissionsterm mit dem Koeffizienten j_{E_γ} . Beide Größen werden in Abhängigkeit von der Gammaenergie E_γ ausgedrückt. Ersetzt man die Variable s durch die optische Tiefe τ

$$(4.2) \quad d\tau_{E_\gamma} = \alpha_{E_\gamma} dl$$

kann man die Transportgleichung schreiben als

$$(4.3) \quad \frac{dF_{E_\gamma}}{d\tau_{E_\gamma}} = -F_{E_\gamma} + S_{E_\gamma}$$

mit der Quellfunktion $S_{E_\gamma} = j_{E_\gamma}/\alpha_{E_\gamma}$. Die Lösung dieser Gleichung ist

$$(4.4) \quad F_{E_\gamma}(\tau_{E_\gamma}) = F_{E_\gamma}(0)e^{-\tau_{E_\gamma}} + \int_0^{\tau_{E_\gamma}} e^{-(\tau_{E_\gamma} - \tau'_{E_\gamma})} S_{E_\gamma}(\tau'_{E_\gamma}) d\tau'_{E_\gamma}.$$

Der Anfangsfluß $F_{E_\gamma}(0)$ beschreibt das intrinsische Spektrum der Gammaquelle

$$(4.5) \quad F_{E_\gamma}(0) = F_0 E_\gamma^{-\alpha_\gamma - 1}$$

in den Einheiten $[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{TeV}^{-1}]$. Die optische Tiefe $\tau_{E_\gamma} = \tau'_{E_\gamma}(0, z_q)$ wurde bereits in Kapitel 3 berechnet und ausführlich diskutiert. Im zweiten Term kann durch eine Überlegung der Exponentialterm vereinfacht werden. Die Integrationsvariable ist $\tau'_{E_\gamma}(z_{\min}, z_{\max})$ und die Integration beginnt bei der unteren Integrationsgrenze $\tau'_{E_\gamma}(z_q, z_q) = 0$. Daraus folgt für den Exponentialterm $\exp(-(\tau_{E_\gamma} - 0)) = \exp(-\tau_{E_\gamma})$. Strahlung, die am Ort der Quelle produziert wird, unterliegt also der gesamten Absorption. Ist dagegen $\tau'_{E_\gamma}(0, z_q) = \tau_{E_\gamma}$ wird $\exp(-(\tau_{E_\gamma} - \tau'_{E_\gamma})) = 0$. Die Strahlung, die durch inverse Comptonstreuung in unmittelbarer Nähe des Beobachters auf der Erde entsteht, unterliegt nahezu keiner Absorption. Für alle anderen Fälle $\tau'_{E_\gamma}(z', z_q)$ wird von der gesamten Absorption, die Absorption von der Quelle zum Ort z' subtrahiert. Der Exponentialterm beschreibt den gleichen Effekt wie die optische Tiefe in Kapitel 3:

$$(4.6) \quad e^{-(\tau'_{E_\gamma}(0, z_q) - \tau'_{E_\gamma}(z', z_q))} = e^{-\tau'_{E_\gamma}(0, z')}$$

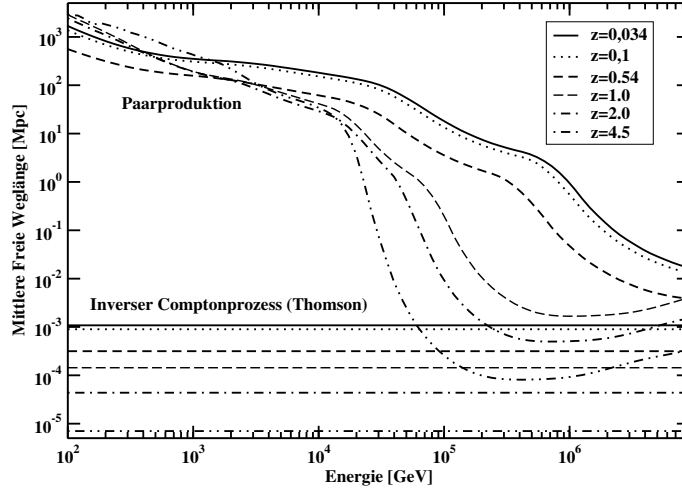


Abbildung 4.2: Mittlere Freie Weglänge für Paarbildung und für den Inversen Comptoneffekt in Abhängigkeit der Rotverschiebung des Ursprungs der Photonen.

Der Absorptionskoeffizient $\alpha_{E_\gamma}(z)$ beschreibt die Absorption durch die Photonen des MRF

$$(4.7) \quad \alpha_{E_\gamma}(z) = \int_0^2 \frac{\mu}{2} \int_{\epsilon_{thr}}^\infty n(\epsilon, \mu) \sigma_{\gamma\gamma}(E_\gamma, \epsilon, \mu, z) d\epsilon d\mu,$$

wobei n_0 die Teilchendichte der Hintergrundphotonen und $\sigma_{\gamma\gamma}$ der Wirkungsquerschnitt für Paarbildung aus Kapitel 3 ist. Diese Gleichung erinnert an Gleichung 3.3 für die optische Tiefe. Es ist sinnvoll die Absorption gleich durch die optische Tiefe darzustellen. Die leicht abgewandelte Relation 4.2

$$(4.8) \quad d\tau_{E_\gamma} = \alpha_{E_\gamma} \frac{dl}{dz} dz$$

wird in Gleichung 4.4 eingesetzt, wodurch der Absorptionskoeffizient herausfällt

$$(4.9) \quad F_{E_\gamma}(z_q) = F_{E_\gamma}(0) e^{-\tau_{E_\gamma}} + \int_0^{\tau_{E_\gamma}(0, z_q)} e^{-(\tau_{E_\gamma}(0, z'))} \frac{j_{E_\gamma'}(z')}{(1+z')^2} \cdot \frac{dl}{dz} dz$$

wobei E_γ' die Energie eines Gammaphotons ist, daß bei $z = z'$ emittiert wurde und mit $E_\gamma = E_\gamma'/(1+z')$ bei dem Beobachter ankommt.

Die Strahlungstransportgleichung beschreibt die Absorption und Reemission als kontinuierlichen Effekt entlang eines Weges. Dies trifft für die betrachteten Streuprozesse jedoch nicht auf dem gesamten Weg zwischen Quelle und Beobachter zu.

Die mittlere freien Weglänge in Abbildung 4.2 zeigt in Abhängigkeit der Gammaenergie nach welcher Weglänge die Wechselwirkung stattfindet. Der Absorptionsprozeß des intrinsischen Spektrums ist nahezu kontinuierlich und wird durch den ersten Term der Gleichung 4.9 vollständig beschrieben. Im zweiten Term steht der Emissionskoeffizient einschließlich dem Exponentialterm, der die Absorption der Sekundäremission beschreibt. Der Inverse-Compton Effekt im Thomson Bereich ist ein kontinuierlicher Prozeß. Die Elektronen geben in vielen kleinen Stößen ihre Energie an die Mikrowellenphotonen ab. Allerdings geschieht das auf einer Strecke von wenigen kpc, die im Verhältnis zum Gesamtweg Quelle-Beobachter sehr kurz ist und nahezu direkt am Ort des Paarbildungsprozesses stattfindet. Der IC Prozeß kann also als kontinuierlicher Prozeß angesehen werden, der nahezu lokal bei der gleichen Rotverschiebung wie die Paarbildung stattfindet. Die Integration darf also nur bis ct_{IC} ausgeführt werden, ct_{IC} ist der Weg den jedes Elektron benötigt, um seine Energie vollständig an Hintergrundphotonen abzugeben. Zur Berechnung der Rotverschiebung $z_{IC} = z_{IC}(t_{IC})$ benötigt man die mittlere freie Weglänge $l_{E_\gamma} = 1/\alpha_{E_\gamma}$ aus Gleichung 4.7. Da die erste Paarbildung und die gleich anschließenden inversen Comptonprozesse bereits nach einigen 100 Mpc stattfinden, ändert sich die Rotverschiebung der Prozesse praktisch nicht und kann als Rotverschiebung der Quelle selbst angenommen werden. Erst die Rotverschiebung der Elektronen, die durch die Absorption der Sekundärstrahlung produziert wird, müßte mit Hilfe der mittleren freien Weglänge berechnet werden. In unsere Berechnung werden nur Photonen mit Energien $E_\gamma > 0.1$ GeV betrachtet, so daß die entstehenden Photonen mit MeV Energien nicht relevant sind. Es wird also die komplette Absorption aber nur die erste Folge der inversen Comptonprozesse betrachtet. Als endgültige Gleichung folgt

$$(4.10) \quad F_{E_\gamma}(z_q) \simeq F_{E_\gamma}(0)e^{-\tau_{E_\gamma}} + \int_0^{ct_{IC}} e^{-(\tau_{E_\gamma'}(0, z_{IC}))} \frac{j_{E_\gamma'}(z_{IC})}{(z_{IC} + 1)^2} c dt'.$$

Um Gleichung 4.10 zu berechnen bleibt noch die Bestimmung des Emissionskoeffizienten $j_{E_\gamma'}$. Die Photonen des Mikrowellenstrahlungshintergrunds haben eine durchschnittliche Energie von $2.82kT = 7 \cdot 10^{-4}$ eV. Die Bedingung für Comptonstreuung im Thomsonbereich ist $\epsilon_e \ll (mc^2)^2 \approx 2.5 \cdot 10^{11}$ eV², wobei ϵ_e die Elektronen- und ϵ die Photonenenergie darstellt. Der Wirkungsquerschnitt läßt sich bis zu Gammaenergien von ca. 100 TeV durch den Thomsonquerschnitt $\sigma_T = (8\pi/3)r_0^2 = 0.665 \cdot 10^{-24}$ cm ausdrücken. Bei höheren Gammaenergien geht der Prozeß in den Klein-Nishina Bereich über, den wir aber im Folgenden nicht betrachten, da die Gammaspektren nur bis zu 1 PeV berechnet werden. Nach Gleichung 7.28a aus Rybicki und Lightman (1978) ergibt sich für den Emissionskoeffizienten

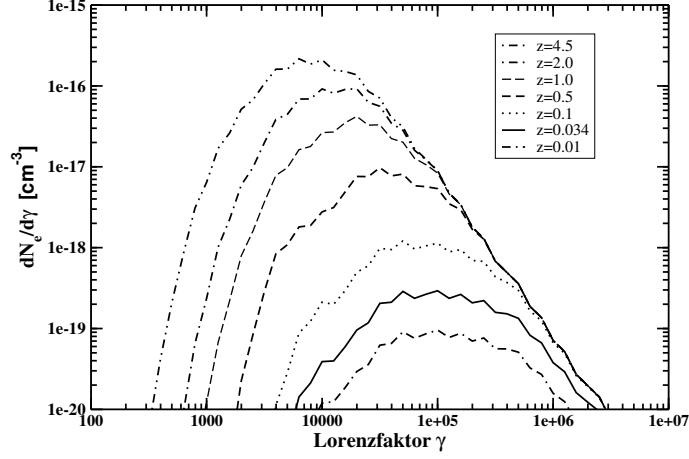


Abbildung 4.3: Elektronenspektrum aus der Absorption von Gammastrahlung. Die Spektren sind abhängig von der Rotverschiebung der Gammaquelle.

$$(4.11) \quad j_{E_\gamma} = \frac{c}{2} \frac{r_0^2}{E_\gamma} \int d\epsilon \frac{E_\gamma}{\epsilon} v(\epsilon) \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} d\gamma N(\gamma) \gamma^{-2} f(x)$$

mit $f(x) = f_{iso}(x) = \frac{2}{3}(1-x)$, ($0 < x < 1$) für eine isotrope Verteilung von Elektronen und Photonen und $x = (E/4\gamma^2\epsilon)$.

Der isotrope und diffuse Fluß der Photonen der kosmischen Mikrowellenhintergrundstrahlung $v(\epsilon)$ berechnen wir durch ein Schwarzkörperspektrum mit einer Temperatur von $T = (2.728 \pm 0.008)$ K

$$(4.12) \quad v(\epsilon) = \frac{8\pi\epsilon^2}{h^3 c^3} \frac{1}{\exp(\epsilon/kT) - 1}$$

$N(\gamma)d\gamma$ ist die Elektronendichte des Elektronenspektrums pro Lorentzfaktor $\gamma = \epsilon_e/mc^2$ im Intervall γ und $\gamma + d\gamma$.

In diesem Fall ist das Elektronenspektrum weder ein Potenzspektrum noch eine monoenergetische δ -Funktion. Das Elektronen- und Positronenspektrum stammt direkt aus der Absorptionsrechnung. Aus den absorbierten Photonen folgt eine Verteilung der Energien der Elektronen und Positronen. Die Elektronendichte $N(\gamma)$ bei einer bestimmten Rotverschiebung z ist gegeben durch

$$(4.13) \quad N(\gamma) = \frac{2}{c} F_{2\gamma mc^2}(z) (1 - e^{-\tau(2\gamma mc^2, z)}) 2mc^2, \quad \epsilon_{e, \min} \ll \epsilon \ll \epsilon_{e, \max}$$

$$(4.14) \quad N(\gamma) = 0, \quad \text{sonst.}$$

Wir machen die vereinfachende Annahme, daß jedes Photon bei seiner Absorption ein Positron und ein Elektron bildet. Da sich Positronen nur in ihrer Ladung von Elektronen unterscheiden und diese Größe in der weiteren Betrachtung keine Rolle spielt, werden sie zu den Elektronen hinzugezählt. Die Energie der beiden Photonen wird gleichmäßig auf die beiden Elektronen aufgeteilt. Da die Energie des MRF Photons vernachlässigbar viel kleiner ist, erhalten die beiden Elektronen jeweils die Hälfte der Energie des Gammaphotons. Es entstehen also pro Photon zwei Elektronen mit $\gamma = E_\gamma/2mc^2$.

Das intrinsische Spektrum einer Gammaquelle ist $F_{E_\gamma}(z)$ und ergibt mit Hilfe des Absorptionsfaktors die Anzahl an absorbierten Photonen zwischen der Rotverschiebung der Quelle z_q und der betrachteten Rotverschiebung z .

Die Umrechnung von Gammaenergie zu Lorentzfaktor ergibt sich aus der eben genannten Beziehung $E_\gamma = 2\gamma mc^2$ zu $dE_\gamma/d\gamma_e = 2mc^2 = 2 \cdot 5 \cdot 10^{-6}$ TeV. Es ist wichtig zu bemerken, daß die Gammaenergie E_γ aus Gleichung 4.11 nicht dieselbe Gammaenergie E_γ aus Gleichung 4.13 ist. In der ersten Gleichung berechnen wir für jede Gammaenergie den Emissionskoeffizienten. In der zweiten Gleichung wird die Elektronenenergie lediglich als Funktion der Gammaenergie ausgedrückt und hat so nichts mit der ersteren Gammaenergie zu tun. Das Ergebnis des Elektronenspektrum ist in Abbildung 4.3 zu sehen.

Mit Gleichung 4.10 kann nun der Fluß und das Spektrum der Sekundärstrahlung berechnet werden. Um signifikant zur spektralen Energieverteilung eines AGN beizutragen, würden Werte von 10^{-20} Gauss benötigt (Dai et al. 2002). Um den sekundären Fluß mit dem primären vergleichen zu können, wird in Abbildung 4.4 dennoch davon ausgegangen, daß die in einer Thomsonkaskade erzeugte Strahlung komplett zum Spektrum eines AGN beiträgt. Wenn die Magnetfelder allerdings nicht in dem eben genannten Bereich liegen, wird man solche Spektren nie beobachten. In Abbildung 4.4 sind für unterschiedliche Rotverschiebungen ein Blazarspektrum mit $\alpha = 1$ gezeigt, daß die einzelnen Komponenten der Absorption und Reemission beinhaltet. Sie stimmen grundsätzlich mit den Resultaten in Protheroe und Stanev (1993) überein. Die Unterschiede sind auf das zugrundeliegende Modell des MRF zurückzuführen. Das Primärspektrum entspräche einer geraden Linie bei eins. Die lang-gestrichelte Linie ist das Primärspektrum mit Absorption, die gepunktete die Sekundärstrahlung bei einer Maximalenergie von 1 PeV.

Die Maximalenergie des Spektrums ist ein wichtiger Parameter. Je höher sie ist, desto mehr Fluß wird absorbiert und wieder reemittiert. Man sieht deutlich den Unterschied zwischen einer Maximalenergie $E_{\max} = 1000$ TeV (dicke durchgezogene Linie) im Vergleich zu $E_{\max} = 10$ TeV (dünne durchgezogene Linie).

Der Gesamtfluß hängt ebenfalls stark vom intrinsischen Spektrum der Gammaquelle ab. Es wird ein Potenzspektrum angenommen mit einem Spektralindex α_γ . Für $\alpha_\gamma \approx 1.0$ und einer Maximalenergie bei 1 PeV ergibt sich, wie in Ab-

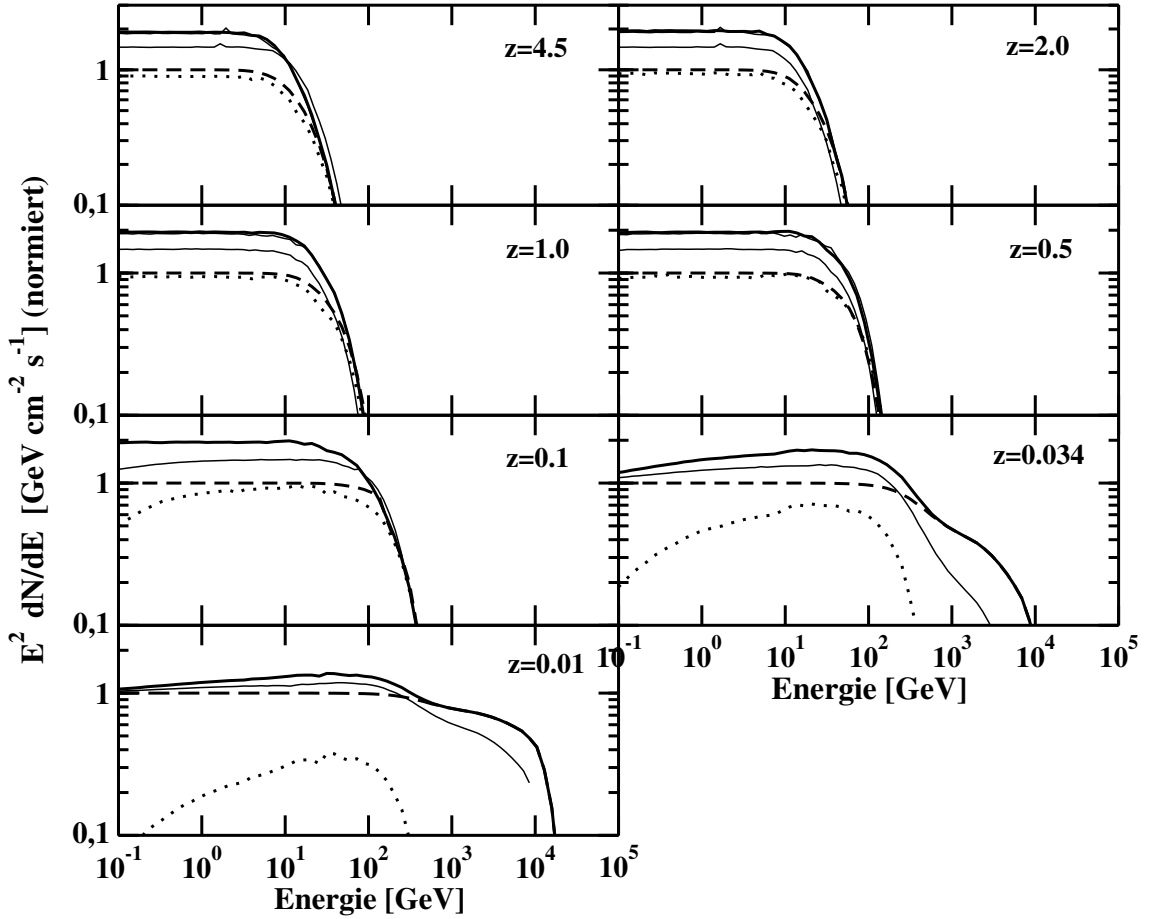


Abbildung 4.4: Effekt der Absorption und Reemission auf ein Gammaspektrum mit $\alpha_\gamma = 1.0$ bei unterschiedlichen Rotverschiebungen. Zu sehen sind das intrinsische Spektrum einschließlich des Effektes der Absorption (gestrichelte Linie), der sekundäre Fluß durch Kaskadierung (gepunktete Linie) und die Summe der beiden als Gesamtspektrum (dicke durchgezogene Linie: $E_{\max} = 1000$ TeV). Die dünne durchgezogene Linie zeigt die Änderung der Maximalenergie des intrinsischen Spektrums auf $E_{\max} = 10$ TeV.

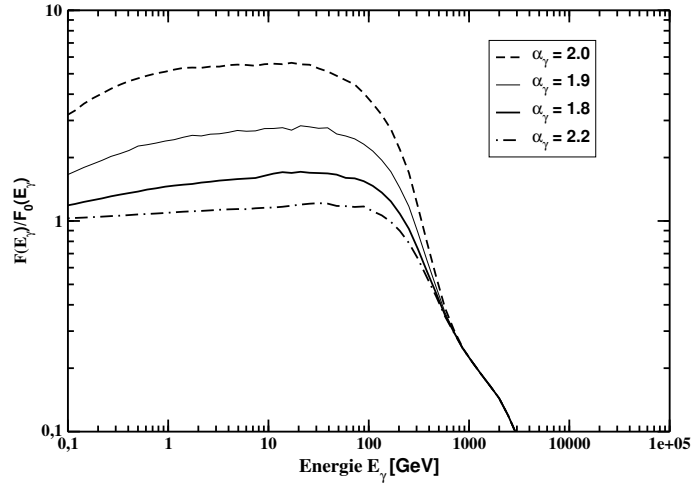


Abbildung 4.5: Verhältnis zwischen intrinsischem und beobachtetem Gammastrahlungsspektrum für verschiedene Photonennindizes α_γ für eine Quelle bei $z = 0.03$.

bildung 4.4 zu sehen ist, aufgrund der Energieerhaltung für die Sekundärstrahlung dieselbe Gesamtleistung, wie für das absorbierte Primärspektrum. In Abbildung 4.5 und Abbildung 4.6 wird die Änderung des sekundären Flusses untersucht. Schon eine kleine Erhöhung des Spektralindex um 0.1 und damit der Steigung im intrinsischen Spektrum, erhöht den Anteil an sekundärer Gammastrahlung um einen Faktor zwei. Bei einer weiteren Erhöhung um 0.1, verfünffacht sich sogar der Fluß. Das ist ein wichtiger Aspekt der im nächsten Abschnitt noch eine besondere Rolle spielen wird.

Wie schon erwähnt, ist das extragalaktische Magnetfeld in diesem Zusammenhang von entscheidender Bedeutung. Die Stärke des Magnetfeldes entscheidet, ob die durch Paarbildung erzeugten Photonen kleine Gyrationradien besitzen und so in der Nähe der Gammaquellen isotropisiert werden oder ob die Radien so groß sind, daß sie praktisch geradlinig weiterfliegen. Die Stärke und die Richtung von Magnetfeldern sind sehr inhomogen im Universum. In unserer Galaxie wurden mit Hilfe von Synchrotronmessungen, dem Zeemaneffekt und Faraday Rotations Messungen Magnetfeldstärken bis zu einigen μ Gauss gemessen (Kronberg 1994, Beck 2000). Biermann und Galea (2003) zeigten, daß Shocks aus Supernova Überresten zu hohen magnetischen Feldern führen, die mit den Spiralarmen korreliert sind.

Auch extragalaktische Magnetfelder sind nicht einheitlich beschreibbar, sondern scheinen mit zunehmender Massendichte der großräumigen Strukturen im Universum ebenfalls größer zu werden. Mit ähnlichen Methoden, wie eben beschrieben, können extragalaktische Magnetfelder gemessen werden. Bei weiter entfernten

($1 < z < 4$) Magnetfeldmessungen benutzt man indirekte Beobachtungsmethoden, zum Beispiel mit Hilfe von Röntgendaten, bei denen man mit Synchrotron Self Compton Modellen in Galaxien auf das Magnetfeld schließen kann. Eine genaue Beschreibung der Methoden und theoretische Ansätze zur Entwicklung von Magnetfeldern im frühen Universum sind in Kronberg (1994) und in den dort aufgeführten Referenzen zu finden. Im Medium zwischen Galaxienhaufen gibt es Messungen die den Werten in Galaxien recht nahe kommen. Erste Messungen der Kernregion des Comahaufens ergab einen Wert von $1.7 \pm 0.9 \mu\text{G}$ (Kim et al. 1990). Eine weitere Studie von 53 Abell Galaxienhaufen kam ebenfalls zu Werten in dergleichen Größenordnung. Extragalaktische Magnetfelder scheinen mit den Filamenten und großräumigen Strukturen korreliert zu sein. Unter dieser Annahme und mit Hilfe von Rotationsmessungen von Radioquellen konnten Ryu, Kafu und Biermann (1998) eine obere Grenze für die Feldstärken in diesen Bereichen von $\leq 1 \mu\text{G}$ abschätzen. Der Wert ist viel höher als man bisher erwartet hatte. Zwischen den großräumigen Strukturen im Universum sinkt die Magnetfeldstärke auf 10^{-9} G oder sogar 10^{-10} G ab (Lee, Olinto und Sigl 1995). AGN findet man oft in Galaxienhaufen, jedoch findet die Paarbildung erst nach einigen 100 Mpc statt. Da ein Galaxienhaufen höchstens einen Durchmesser von einigen 10 Mpc besitzen kann, entstehen die Elektron-Positron Paare außerhalb von Galaxienhaufen. Die Magnetfelder, die auf die geladenen Teilchen wirken, haben nach den neuesten Beobachtungen Größenordnungen von 10^{-9} G oder 10^{-10} G. Damit besitzen die Elektronen und Positronen Gyrationradien von weniger als einem 1 pc und werden als Halo mit einem Radius von einigen 100 Mpc isotropisiert. Das würde auch bedeuten, daß der Halo von sehr nahen Gammaquellen wie Mkn501 und Mkn421 je nach Energie des Primärphotons fast bis zur Erde reichen würde. Im Folgenden wird ein Magnetfeld von einigen 10^{-9} G angenommen, so daß die Kaskadenemission nicht mehr im Zusammenhang mit den direkten Photonen zu beobachten ist und so zum metagalaktischen Hintergrund beiträgt.

Es wurde für eine Gammaquelle zusätzlich zu Absorption auch die sekundäre Gammastrahlung aus der Reemission berechnet. Die Sekundärstrahlung wird aufgrund der extragalaktischen Magnetfelder isotropisiert und trägt so zur diffusen Hintergrundstrahlung bei.

4.2 Beitrag von EGRET-Blazaren zum Gamma-hintergrund

In diesem Unterkapitel wird untersucht, ob durch Hinzunahme der sekundären Gammastrahlung von Blazaren die Ergebnisse von zwei Modellen so erhöhen kann, daß die EGRET Daten des Gammahintergrunds erklärt werden können.

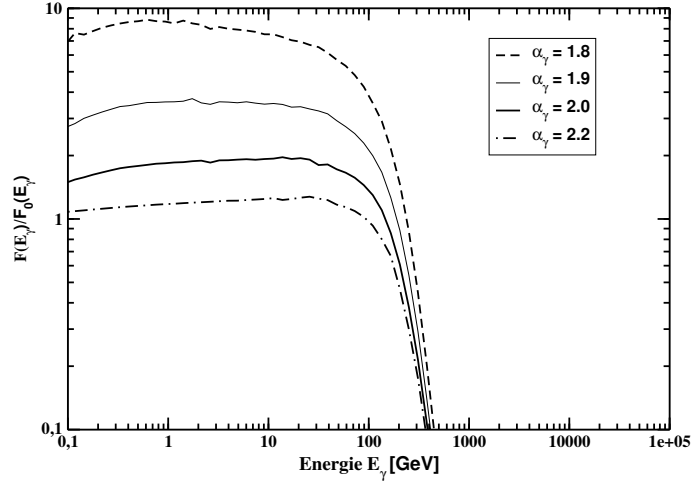


Abbildung 4.6: Verhältnis zwischen intrinsischem und beobachtetem Gammahintergrund für verschiedene Photonennindizes α_γ für eine Quelle bei $z = 0.129$.

Wie im optischen, infraroten und ultravioletten Wellenlängenbereich ist der Ursprung der Gammahintergrundstrahlung noch nicht geklärt. Da der durchschnittliche Spektralindex von EGRET Blazaren über 100 MeV liegt bei 1.16 ± 0.31 (Mukherjee et al. 1997) liegt und die Werte des Gammahintergrunds aus den Beobachtungen zwischen 1.2 und 1.35 liegen, ist aufgrund der Übereinstimmung ein signifikanter Beitrag zu erwarten. Wir untersuchen zunächst, ob die Sekundärstrahlung aus der Kaskadierung das Problem bestehender Modelle lösen und den fehlenden Fluß im Vergleich mit Daten liefern kann. Diese Modelle basieren auch auf einer Integration von Einzelquellen. In den Arbeiten von Chiang et al. (1995) werden Beobachtungen von EGRET im Gammaenergiebereich als Grundlage genommen. Basierend auf den EGRET Daten von Blazaren kann eine Leuchtkraftfunktion aufgestellt werden, aus der mit einer geeigneten Leuchtkraftentwicklungsfunktion die Verteilung der Quellen ermittelt werden kann. Ein anderer Zugang ist es, Radioquellen, die als FSRQ, und somit als potentielle EGRET Quellen auftreten, zu betrachten. Der Vorteil liegt darin, daß eine große Anzahl an Daten aus unterschiedlichen Beobachtungskampagnen existieren. Unter bestimmten Annahmen kann die Radioleuchtkraftfunktion in eine Gammaleuchtkraftfunktion umgerechnet werden (Salamon und Stecker (1994) (StSaI)). In dieser Umrechnung liegt der Nachteil, daß der Zusammenhang nicht eindeutig ist. Der größte Unterschied der Modelle besteht darin, daß bei der Verwendung einer Radioleuchtkraftfunktion Annahmen über den physikalischen Aufbau der Quellen und ihre Emissionsprozesse gemacht werden müssen, um auf den Gammafluß der Quellen schließen zu können. Im Folgenden werden wir die Ergebnisse für den Gammahintergrund

unter Einbeziehung von Absorption und Reemission aus beiden Modellen verglichen. Als Neuerung werden wir nicht nur die Primärstrahlung berechnen, sondern auch der Beitrag der sekundären Photonen aus den Kaskadenprozessen.

4.2.1 Leuchtkraftfunktion aus EGRET Messungen

In den Arbeiten von Chiang et al. (1995) (ChI) und Chiang und Mukherjee (1998) (ChMII) wurde die Gamma-Leuchtkraftfunktion aus den detektierten Quellen des vierten EGRET Katalogs (Hartman et al. 1999) ermittelt. Um die Vollständigkeit zu gewährleisten, wurden aus dem 1 Jy Radiokatalog von Kühn et al. (1981) eine ergänzende Radiofunktion hinzugenommen. Es wurde gezielt darauf verzichtet, Annahmen über den Aufbau und die Strahlungsprozesse der Quellen zu machen, oder Voraussagen aus anderen Wellenlängenbereichen hinzuzunehmen, um eine unabhängige Aussage über den Beitrag von Blazaren zum Gammastrahlungshintergrund machen zu können. Die Annahme, daß alle EGRET Quellen auch Radioquellen sind, könnte durch Rotverschiebungs-Auswahleffekte und Abschneideeffekte künstlich erzeugt worden sein und muß nicht unbedingt etwas mit dem eigentlichen Emissionsprozeß der Photonen in den Jets zu tun haben. Dieses Problem wird durch die beobachtete Gammaleuchtkraftfunktion umgangen. Mit Hilfe von Optimierungsmethoden wurde in ChI und ChMII eine Leuchtkraftfunktion und ihre Entwicklung als Funktion der Rotverschiebung ermittelt

$$(4.15) \quad \frac{dN}{dV dL_0} \propto \left(\frac{L_0}{L_B}\right)^{-\gamma_1}, L_0 \leq L_B,$$

$$(4.16) \quad \frac{dN}{dV dL_0} \propto \left(\frac{L_0}{L_B}\right)^{-2.2}, L_0 > L_B,$$

$$(4.17)$$

Der zweite Index ist aufgrund von statistischen Optimierungsmethoden von oben stark eingeschränkt $\gamma_1 \geq 1.2$ und wird im Folgenden gleich 1.2 gesetzt. Die Leuchtkraft am Abknickpunkt wurde auf gleiche Weise bestimmt und beträgt $L_B = 1.2 \cdot 10^{46}$ erg s⁻¹ nach ChMII. Die Leuchtkräfte dL_0 der einzelnen Gammaquellen bei $z = 0$ werden mit Hilfe einer Leuchtkraftentwicklungsfunktion $f_\gamma(z)$ aus dem gemessenen Wert dL berechnet

$$(4.18) \quad f_\gamma(z) = (1 + z)^{\beta_\gamma}$$

mit $\beta_\gamma = 2.7 \pm 0.7$. Die Verteilung der Quellen bei unterschiedlichen Rotverschiebungen wird wie folgt berechnet

$$(4.19) \quad \frac{dN}{dz}(z) = \theta(z) \int_{L_{\min}}^{\infty} \frac{dV}{dz} \frac{dN}{dV dL_0} dL_0.$$

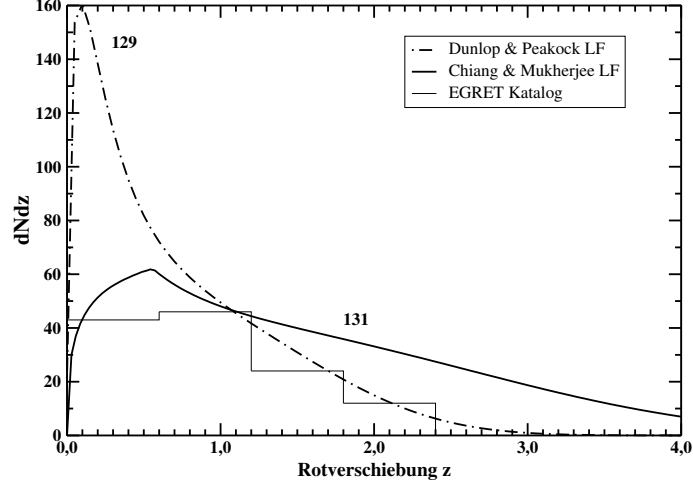


Abbildung 4.7: Verteilung der Gammaquellen als Funktion der Rotverschiebung für unterschiedliche Leuchtkraftfunktionen. Die Gesamtzahl der Quellen ist vergleichbar. Die Daten stammen aus Hartman et al. (1999).

$$(4.20) \quad L_{min}(z) = \frac{4\pi F_{lim,\gamma} d_l^2(z)}{(1+z)^{1-\alpha} f_\gamma(z)}$$

mit $F_{lim,\gamma} = 10^{-7.2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ EGRET Sensitivität bei 100 MeV. Der Spektralindex ist gemittelt über alle beobachteten Quellen und ergibt sich so zu $\alpha_\gamma = 1.1$. Die kosmologischen Parameter werden zu $\Omega_0 = 1$ und $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ gewählt. Die auf Gammadaten basierende Verteilung der Quellen wird mit Hilfe der Funktion $\theta(z)$ auf Vollständigkeit korrigiert, basierend auf Beobachtungen im Radiobereich.

$$(4.21) \quad \theta(z) = \int_{L_{min}}^{\infty} dL \left(\frac{dN}{dV dL} \right)_r \left(\int_0^{\infty} dL \left(\frac{dN}{dV dL} \right)_r \right)^{-1}$$

Wobei $(dN/dV dL)_r$ die Radioleuchtkraftfunktion aus Gl. 4.25. Die Entwicklung der Radioleuchtkraftfunktion wird in Gleichung 4.26 beschrieben doch die Anpassung an den Kührkatalog ändert die Parameter auf $b=0.88$ und $c=-0.16$.

$$(4.22) \quad L_{min,r}(z) = \frac{F_{lim,r} d_l^2(z)}{(1+z)^{1-\alpha_r} f_{DP}(z)}$$

mit $\alpha_r = 0$ und $F_{lim,r} = 100 \text{ mJy}$.

Die Quellenverteilung als Funktion der Rotverschiebung gibt die beobachtete Verteilung gut wieder. Da dieselben Annahmen gemacht wurde ist diese Ergebnis bisher identisch mit dem aus ChMII.

Aus der ermittelten Leuchtkraftfunktion kann der Beitrag zum Gammahintergrundstrahlung berechnet werden

$$F_{E_\gamma} = \frac{1}{\Omega} \int_0^{z_m} dz \frac{dV}{dz} \theta(z) \int_{L_u}^{\infty} \frac{dN}{dVdL} F_{E_\gamma}(z_q) \left(\frac{L}{\int (E_\gamma^{-\alpha} e^{-\tau(E_\gamma, z)}) dE_\gamma} \right) \frac{(1+z)^{1-\alpha}}{4\pi d_l^2} dL, \quad (4.23)$$

in den Einheiten [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{GeV}^{-1}$]

L_u ist die kleinste Leuchtkraft, die von EGRET als Quelle detektiert wurde. Die Grenzen des Integrals im Nenner entsprechen denen, die zur Berechnung der EGRET-Gesamtleuchtkraft L geführt haben. Der direkte Fluß der Quelle und der diffuse sekundäre Anteil $F_{E_\gamma}(z_q)$ ist der aus Gleichung 4.10. In diesem Fall wird nur die diffuse Strahlung einer Quellenverteilung berücksichtigt, die auch für die direkte Emission herangezogen wird.

4.2.2 Leuchtkraftfunktion aus Radiomessungen

In StSaI werden grundsätzlich zwei Annahmen gemacht. Die Gammastrahlung des extragalaktischen Strahlungshintergrunds stammt von Blazaren, die als FSR-Qs (Flat Spectrum Radio Sources) mit Radioteleskopen beobachtet wurden und nur teilweise mit EGRET detektiert werden konnten. Als Grund dafür wird angenommen, daß der Winkel für Gammastrahlung θ_γ in den Jets kleiner ist, als der Winkel der Radiostrahlung θ_r . Die Relation der beiden Raumwinkel $(\theta_\gamma/\theta_r)^2 < 1$ stellt somit, im Vergleich mit theoretischen Jetmodellen, einen sehr wichtigen Parameter dar und kann Werte von (0.071, 0.011, 0.56) annehmen. Die zweite Annahme besteht darin, daß die Gammaleuchtkraft eines FSRQ einen einfachen linearen Zusammenhang mit seiner Radioleuchtkraft besitzt $P_{\gamma f} = 10^\xi P_{rf}$, wobei ξ aus dem gemessenen Verhältnis der Leuchtkräfte bei 2.7 GHz und 100 MeV ermittelt wird und Werte von (-9.8, 9.2, -10.4) annehmen kann.

Aus diesen beiden Annahmen ergibt sich eine Leuchtkraftfunktion für die Gammaquellen von

$$(4.24) \quad \left(\frac{dN}{dVdL} \right)_\gamma (L_{\gamma f}, z) = \left(\frac{\theta_\gamma}{\theta_r} \right)^2 \left(\frac{dN}{dVdL} \right)_r (L_{\gamma f}/10^\xi, z)$$

wobei

$$(4.25) \quad \left(\frac{dN}{dVdL} \right)_r (L_{rf}, z) = \frac{N_0}{\ln(10)L_{rf}} \left(\left(\frac{L_{rf}}{L_c(z)} \right)^\alpha + \left(\frac{L_{rf}}{L_c(z)} \right)^\beta \right)^{-1}.$$

Die Leuchtkraftfunktion für die Radioemission wurde aus Dunlop und Peacock (1990) entnommen für eine reine Leuchtkraftentwicklung, mit $N_0 = 10^{-8.15}$, $\alpha =$

0.83 und $\beta = 1.96$ (flat-spectrum), $\Omega_0 = 1$ und $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. (Man muß beachten, daß wir zum Vergleich mit den Resultaten aus StSaI genau dieselben Werte benutzen. Bei späteren Rechnungen wird wieder eine einheitliche Kosmologie angenommen.) Wobei $L_c(z) = 10^a \cdot f_{DP}(z)$ die Leuchtkraftentwicklung mit der Entwicklungsfunktion in Abhängigkeit der Rotverschiebung beschreibt

$$(4.26) \quad f_{DP}(z) = 10^{bz+cz^2}$$

Für FSRQ ist $a=25.26$, $b=1.18$ und $c=-0.28$. Aus der Gammaleuchtkraftfunktion kann eine Quellenverteilung als Funktion der Rotverschiebung berechnet werden

$$(4.27) \quad \frac{dN}{dz}(z) = \int_{L_{\min}}^{\infty} \frac{dV}{dz} \frac{dN}{dV dL} dL$$

mit

$$(4.28) \quad L_{\min}(z) = \frac{4\pi F_{\text{lim},\gamma} d_l^2(z)}{(1+z)^{1-\alpha}}$$

und $F_{\text{lim},\gamma} = 10^{-7.2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ EGRET Sensitivität bei 100 MeV. Der Spektralindex wurde zu $\alpha = 1.0$ angenommen.

In Abbildung 4.7 wird deutlich, daß dieses Modell (gepunktete-gestrichelte Linie) eine große Anzahl von Gammaquellen bei kleinen Rotverschiebungen vorhersagt, die im Widerspruch zu den beobachteten EGRET Quellen stehen. Um den Hintergrund zu berechnen wird wieder Gleichung 4.23 hergenommen, jedoch wird die Funktion $\theta(z) = 1$ gesetzt.

Die Resultate für den Gammahintergrund sind in Abbildung 4.8 zu sehen. Eine Integration über die Gammaenergie ergibt den Gesamtfluß des Beitrags. Die gepunkteten Linien sind die Beiträge zum Gammahintergrund, bestehend aus der Summe der intrinsischen Spektren ohne Kaskadeneffekt. Diese Ergebnisse geben die Lösungen aus ChMII und StSaI nahezu exakt wieder. Die durchgezogenen Linien, ergeben sich aus unserer neuen Berechnung, die neben der direkte Strahlung der Blazare auch den sekundären Anteil enthält. Die Maximalenergie des intrinsischen Spektrums beträgt $E_{\text{max}} = 10 \text{ TeV}$, da bis zu dieser Energien Photonen von AGN beobachtet wurden. Im Modell von ChI und ChMII kann die Reemission den fehlenden Fluß nicht ausgleichen, da das Spektrum zu hohen Energien zu stark abfällt. In dem Modell von StSaI verdoppelt sich der direkte Fluß nahezu aufgrund des flachen Spektrums. In diesem Fall reicht der Fluß bereits an die Daten heran, wenn auch die spektrale Form nicht wiedergegeben wird. Ein weiterer Unterschied liegt in der Energie, bei der das Spektrum abknickt. Obwohl aus der Berechnung mit der Radio-LF viele Quellen bei kleinen Rotverschiebungen folgen, kommt der Hauptteil der Leuchtkraft von Quellen mit höherer Rotverschiebung. Deswegen

4.2. BEITRAG VON EGRET-BLAZAREN ZUM GAMMAHINTERGRUND89

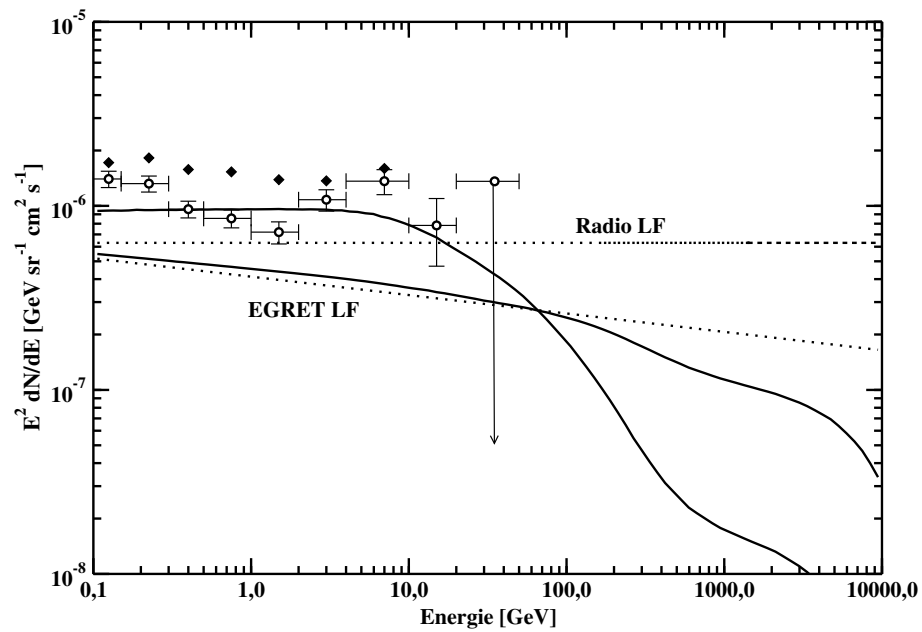


Abbildung 4.8: Spektrum der Gammahintergrundstrahlung. Gepunktete Linien sind die unabsorbierten Spektren, durchgezogene Linien stellen die Spektren mit Absorption und Sekundärer Komponente da. Wir nehmen eine Maximalenergie von 10 TeV an. Die eine der beiden Kurven werden mit der EGRET-LF berechnet, die andere mit der Radio-LF. Die Daten stammen von EGRET (Skreekumar et al. 1998, schwarze Diamanten; Strong, Moskalenko und Reimer 2004, weiße Kreise).

Tabelle 4.1: Beitrag zum MRF aus verschiedenen Modellen und Messungen

Modell/Daten	Fluß ¹ (ohne)	Fluß ¹ (mit)	Anteil EGRET 2004 (1998)
SAS2	-	$(1.3 \pm 0.5) \cdot 10^{-5}$	-
EGRET (1998)	-	$(1.45 \pm 0.05) \cdot 10^{-5}$	- (100%)
EGRET (2004)	-	$(1.14 \pm 0.12) \cdot 10^{-5}$	100% (-)
EGRET LF ($\alpha=1.10$)	$3.72 \cdot 10^{-6}$	$4.08 \cdot 10^{-6}$	$\approx 36\%$ ($\approx 28\%$)
EGRET LF ($\alpha=1.35$)	$8.09 \cdot 10^{-6}$	$8.19 \cdot 10^{-6}$	$\approx 72\%$ ($\approx 57\%$)
RADIO LF ($\alpha=1.00$)	$6.29 \cdot 10^{-6}$	$9.43 \cdot 10^{-6}$	$\approx 83\%$ ($\approx 65\%$)
HBL	$2.53 \cdot 10^{-7}$	$1.30 \cdot 10^{-6}$	$\approx 11\%$ ($\approx 9\%$)
ExBL	$1.97 \cdot 10^{-9}$	$7.85 \cdot 10^{-7}$	$\approx 7\%$ ($\approx 5\%$)

¹[$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$]

dominiert die spektrale Form mit einer kleinen Abschneideenergie von hochrotverschobenen Quellen. Bei ChI und ChII liegen die hellsten Quellen bei kleineren Rotverschiebungen, deshalb ist die dominierende Abschneideenergie größer. Sollte dieser Abknickpunkt mit GLAST beobachtet werden, kann man also auf die Entfernung der hellsten Quellen schließen, die den Gammahintergrund bilden. Trotz Einbeziehung der Absorption und Reemission von Gammastrahlung, kann keines der Modelle die Daten des Gammahintergrunds hinreichend wiedergeben. Weder der Gesamtfluß noch die spektrale Form kann erklärt werden.

4.3 Beitrag von BL Lacertae Objekten zum Gammahintergrund

In diesem Unterkapitel wird gezeigt, daß die Hinzunahme einer Komponente aus BL Lacs sowohl den Fluß als auch das Spektrum der Gammahintergrundstrahlung erklären kann. Wie eben beschrieben werden in den bisherigen Modellen ausschließlich EGRET Quellen als Grundlage für die Berechnung des Gammastrahlungshintergrunds benutzt. Mit beiden betrachteten Leuchtkraftfunktionen fällt es schwer, vor allem die neuen Daten und ihren spektralen Verlauf zu erklären. Im Folgenden wird nun ein weiterer Beitrag untersucht, der von der Klasse der BL Lacs stammen kann. Es hat sich gezeigt, daß die bisher bei TeV Energien beobachteten BL Lacs im EGRET-Energiebereich sehr wenig Fluß aufweisen, so daß sie nur sehr selten oder gar nicht von EGRET beobachtet wurden. Es wird weiterhin die Annahme zu Grunde gelegt, daß Quellen mit einem höheren Maximum im Gammabereich auch einen steileren spektralen Verlauf aufweisen. Diese Annahme führt zu der Überlegung, daß die spektrale Form gemessen von EGRET,

4.3. BEITRAG VON BL LACERTAE OBJEKTEN ZUM GAMMAHINTERGRUND91

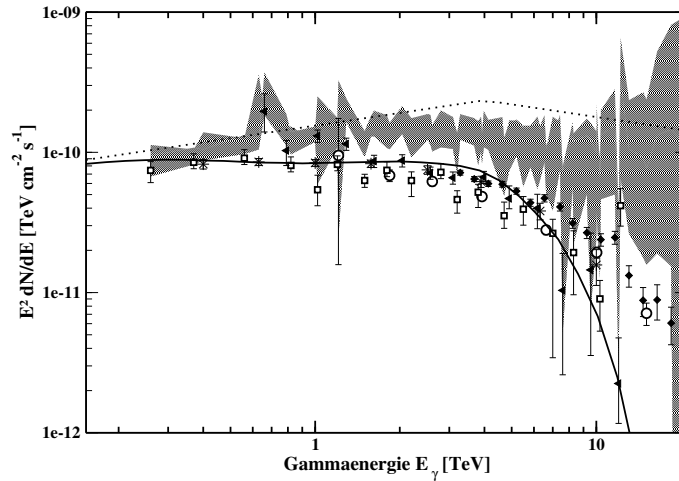


Abbildung 4.9: Prototypen der BL Lac Population der HBL. Das Spektrum orientiert sich an den Mkn501 Beobachtungen.

die durch die letzte Analyse noch verstärkt wurde, wiedergegeben werden könnte. Wir werden im Folgenden untersuchen, ob eine BL Lac Population, die unter der Beobachtungsschwelle von EGRET liegt, aufgrund ihrer Sekundärstrahlung den fehlenden Beitrag zum Gammahintergrund auffüllen kann.

Über die Verteilung und Entwicklung von dieser besonderen Unterklasse der Blazare ist nicht viel bekannt. Vor allem im Gammaenergiebereich gibt es nur ca. 10 Detektionen, von denen von 4 Objekten eine spektrale Verteilung vorliegt (siehe Kapitel 1). Um ein geeignetes Spektrum eines BL Lacs im Gammabereich zu erhalten, werden die wenigen Daten der vier Objekte, die von Cherenkovteleskopen aufgenommen wurden benutzt. Es werden zwei verschiedene Spektraltypen unterscheiden: Drei der Objekte Mkn501, Mkn421 und ES1959+650 zeigen ein flaches Spektrum, während H1426+428, mit seinem sogar ansteigenden Spektrum und seiner hohen Rotverschiebung eine Ausnahme bildet (siehe Abbildung 3.5). Es ist also sinnvoll zwischen zwei BL Lac Typen zu unterscheiden. Die eine Population wird aus Quellen bestehen, die wir als HBL (High Peaked Blazars) bezeichnen und die als Vertreter der flachen Spektralform gilt. Die andere Population wird sich an das extreme Spektrum von H1426+428 anlehnen und als ExBL (Extreme BL Lacs) bezeichnet. Das Verhältnis der beiden Typen wird so gewählt, das die ExBLs nie mehr als 10% der gesamten Quellen ausmachen. Diese Überlegung stammt aus der Vorstellung, das sich höchstens 10% aller BL Lacs gerade in einem erhöhten Strahlungszustand befinden können. Um nun die beiden Prototypspektren zu erhalten, werden die entfalteten Daten mit einem doppelten Potenzgesetz grob beschrieben. Als Test berechnen wir aus den beiden Spektren, mit Hilfe des

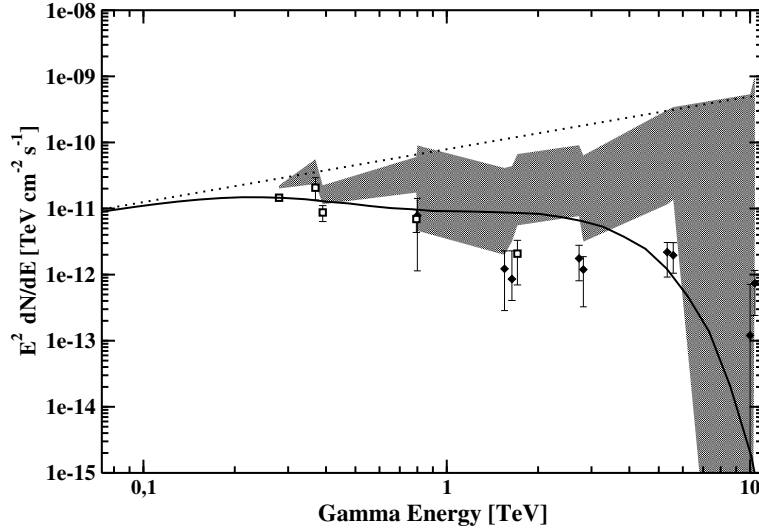


Abbildung 4.10: Prototypen der BL Lac Population der ExBL. Das Spektrum orientiert sich an den H1426+428 Beobachtungen.

Modells 6 des MRF, das die hohe UV-Komponente beinhaltet, absorbierte Spektren und finden eine ungefähre Übereinstimmung mit den Daten (siehe Abb. 4.3 und Abb. 4.3), die in unserem Fall ausreichend ist. Es bleibt anzumerken, daß die Flüsse im MeV-Bereich der eben vorgestellten Prototypspektren bis zu zwei Größenordnungen unter der EGRET Flußgrenzen liegen, so daß alle hier betrachteten Quellen nicht von EGRET beobachtet werden konnten.

Eine Leuchtkraftfunktion im TeV Bereich läßt sich nicht aus den wenigen Beobachtungen von BL Lacs aufstellen. In anderen Wellenlängenbereichen gibt es allerdings zahlreiche Versuche mit unterschiedlichsten Beobachtungskampagnen eine Leuchtkraftfunktion und eine Rotverschiebungsverteilung für BL Lacs zu bestimmen (Beckmann et al. (2003) und dort erwähnte Referenzen). Speziell in Beckmann et al. (2003) wurde mit Hilfe des sogenannten HRX-BL Lac samples, das 104 BL Lacs beinhaltet, versucht eine möglichst gute Statistik zu erreichen, deshalb werden im Folgenden die Ergebnisse des HRX-BL Lac Samples benutzt. Wie werden zwei unterschiedlich Ansätze für die Leuchtkraftfunktion testen.

4.3.1 Konstante Leuchtkraftfunktion

Im ersten Fall werden wir als einfachste Annahme, die Leuchtkraftfunktion durch eine Deltafunktion beschreiben, die bei der Leuchtkraft L_γ einen bestimmten

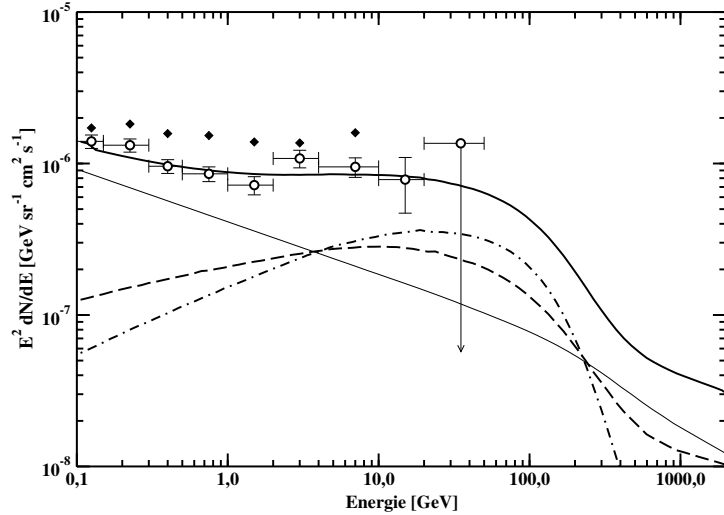


Abbildung 4.11: Spektrum des extragalaktischen Gammastrahlungshintergrunds. Ergebnis für eine konstante Quellenverteilung. Das Gesamtspektrum besteht jeweils aus 3 Komponenten: EGRET Quellen mit einem Spektralindex von 1.35 (dünne durchgezogene Linie, HBL-Komponente (gepunktet-gestrichelte Linie) und einem Anteil an ExBLs (gestrichelte Linie).

Wert N_0 annimmt und sonst Null ist

$$(4.29) \quad \frac{dN}{dV}(dL_{0,\text{TeV}}) = N_0 \cdot \delta(L_{0,\text{TeV}} - L_\gamma).$$

Die Leuchtkraft für die jeweilige Quellenart berechnen wir aus den beobachteten mittleren Flüssen der beiden Quellen:

- Mkn501: $F_\gamma(E_\gamma > 300\text{GeV}) = 8.1 \cdot 10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
- H1426+428: $F_\gamma(E_\gamma > 300\text{GeV}) = 20.1 \cdot 10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$

Die Entwicklung der Leuchtkraftfunktion $dN/dVdL$ ist rein kosmologisch. Eine Dichteentwicklung wird ebenfalls außen vor gelassen. Der einzige Effekt, der eine Änderung der Gesamtleuchtkraft nach sich zieht, ist die extragalaktische Absorption. Dazu wird eine Funktion $f(z) = L/L_0$ eingeführt, die in Abbildung 4.16 dargestellt ist und aus dem Verhältnis der beiden Leuchtkräfte einer Quelle L bei $z = z_0$ und der Leuchtkraft L_0 bei $z = 0$ berechnet. Die beiden Diamanten in Abbildung 4.14 stellen die festen Leuchtkräfte dar. Es ist zu beachten, daß wir aus den beobachteten Flüssen die Leuchtkräfte berechnet haben. Da H1426+428 bei einer höheren Rotverschiebung liegt als Mkn501, ist seine Leuchtkraft um zwei Größenordnungen heller.

In Abbildung 4.11 sind die Ergebnisse aus den Gammahintergrundberechnungen zu sehen. Es wird die gleiche Gleichung wie für die EGRET Komponente benutzt, die hier als durchgezogene Linie dargestellt ist. Wir haben hier allerdings einen Spektralindex von $\alpha = 1.35$ angenommen. Dieser ist zwar etwas größer als der mittlere beobachtete Wert, kann aber durch den Auswahleffekt erklärt werden, da EGRET nur helle Quellen beobachtet, die ein flacheres Spektrum aufweisen, wir aber den Mittelwert aller möglichen Quellen darstellen. Die anderen beiden Komponenten stammen von den beiden neuen BL Lac Populationen. Obwohl der Anteil an ExBL bei nicht mehr als 10% liegt, ist aufgrund der Absorption und Reemission der hochenergetischen Strahlung, die Gesamtenergie vergleichbar. Nun bleibt zu überprüfen, ob die so entstandene Leuchtkraftfunktion und Quellenverteilung mit Beobachtungen im TeV Bereich vereinbar sind.

In Abbildung 4.12 und Abbildung 4.13 wird die Gesamtanzahl an Quellen (dünne gestrichelte Linie) bis zu einer Rotverschiebung von $z = 5$ mit der durch ein Cherenkovteleskop beobachtbaren Quellen ($E_{\text{gr}}=300$ GeV, $F_{\text{lim}} = 1 \cdot 10^{-11} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) verglichen. Dazu wurde noch einmal unterschieden, wieviele BL Lacs nur aufgrund der Teleskopparameter beobachtbar sind (dicke gestrichelte Linie) und wieviele Quellen noch zusätzlich aufgrund der extragalaktischen Absorption zu schwach sind, um detektiert zu werden (durchgezogene Linie). Die Anzahl an beobachteten Quellen, wird durch die Flußgrenze des Teleskops eingeschränkt. Quellen mit höherer Rotverschiebung sind nicht hell genug, um noch beobachtet zu werden. Bei allen Verteilungen beginnen wir mit Quellen bei $z = 0.03$.

Im ersten Ansatz folgt die Verteilung ausschließlich der kosmologischen Änderung, die bei kleinen Rotverschiebungen stark ansteigt und ein Maximum bei ca. $z = 2$ besitzt. Aufgrund des langsamen Anstiegs, sind nur äußerst wenige BL Lac beobachtbar (Abb. 4.12 und Abb. 4.13). Dieses Ergebnis widerspricht fast den bereits beobachteten Quellen, da in das Ergebnis noch die Reduktion der Quellen aufgrund eines Cherenkovteleskops eingeht. Ein IACT kann zunächst nur die eine Hälfte des Himmels beobachten, aufgrund seines bodengebundenen Standorts. Da es aber auch nur bei kleinen Zenitwinkeln gute Meßergebnisse erhält verkleinert sich die Gesamtzahl um einen Faktor 4. Damit ist ein Ergebnis von zwei im Widerspruch zu der beobachteten Anzahl von etwa 10 BL Lacs.

4.3.2 Leuchtkraftfunktion aus Röntgenmessungen

Im zweiten Fall werden eine Gamma-Leuchtkraftfunktion aus der Röntgen-Leuchtkraftfunktion in Beckmann et al. (2003) berechnet. Es werden Modellberechnungen von Costamante und Ghisellini (2002) benutzt. In dieser Arbeit wurde für 33 BL Lacs Multifrequenzspektren teilweise durch Beobachtungen und teilweise durch theoretische Überlegungen eine Beziehung zwischen Röntgenleuchtkraft bei 1 keV und der Gammaleuchtkraft für $L > 0.3$ TeV aufgestellt. In Abbildung 4.15

4.3. BEITRAG VON BL LACERTAE OBJEKTEN ZUM GAMMAHINTERGRUND95

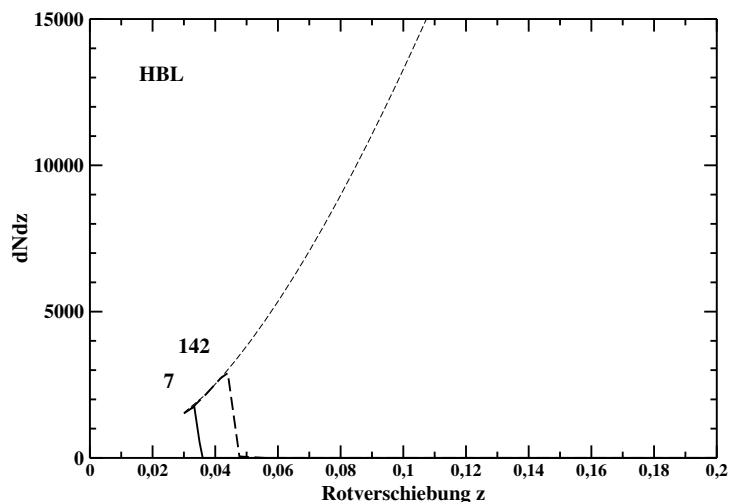


Abbildung 4.12: Konstante Verteilung der HBL. Vergleich der Gesamtzahl der Quellen (gepunktete Linie) mit denen, die durch ein ein Cherenkovteleskop beobachtbaren Quellen ($E_{\text{gr}}=300$ GeV, $F_{\text{lim}} = 1 \cdot 10^{-11} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) (durchgezogene Linie). Die lang-gestrichelte Linie stellt die beobachtbaren Quellen dar, wenn die extragalaktische Absorption nicht stattfinden würde. Das Histogramm ist für Gammaenergien skaliert und stammt aus Röntgenbeobachtungen aus Beckmann et al. (2003).

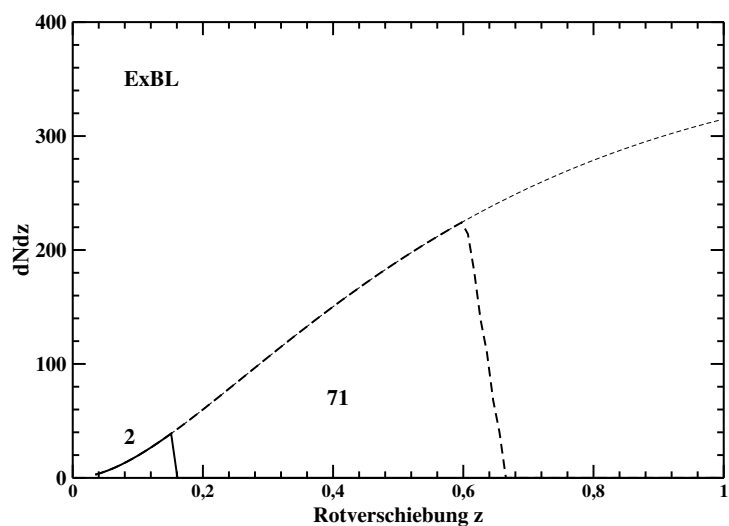


Abbildung 4.13: Konstante Verteilung der ExBL. Alles weitere wie in Abbildung 2.12.

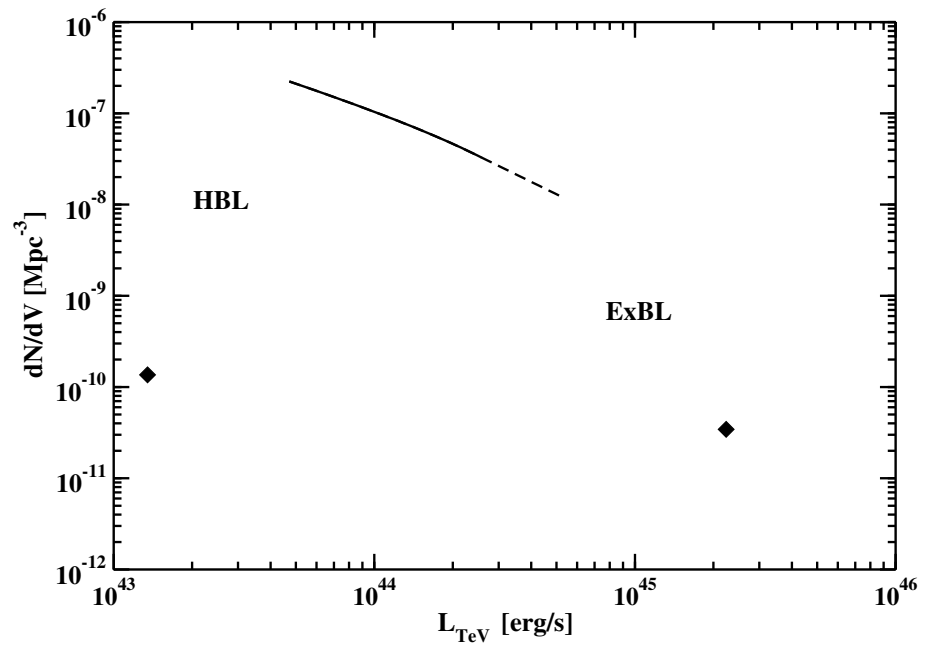


Abbildung 4.14: Leuchtkraftfunktionen für die beiden unterschiedlichen Quellpopulationen. Die schwarzen Diamanten stellen die Deltafunktionen des ersten Ansatzes dar, die Linie die Verteilung nach Beckmann et al. (2003).

ist der Zusammenhang zwischen Röntgenleuchtkraft bei 1 keV und Gammaleuchtkraft für $E_\gamma > 3$ TeV dargestellt. Costamante und Ghisellini (2002) benutzen zwei Arten, die Gammaleuchtkraft theoretisch zu bestimmen. Vergleicht man diese mit den wenigen Beobachtungen, ist dem einfachen beobachtungsgestützten Zusammenhang von Fossati et al. (1998) den Vorzug vor dem rein theoretischen SSC Modell zu geben. Vor allem wenn man bedenkt, daß die berechneten Werte die gesamte Leuchtkraft beinhalten, während die beobachteten Quellen durch die extragalaktische Absorption einen Teil ihrer intrinsischen Leuchtkraft verloren haben. Um für ein beliebiges BL Lac Objekt die TeV-Gammaleuchtkraft zu berechnen, benutzen wir den Zusammenhang

$$(4.30) \quad L_{(>0.3\text{TeV})} = 2.6535 \cdot 10^{-4} L_{(1\text{ keV})}^{0.15781} \quad [10^{48} \text{ erg s}^{-1}].$$

Die TeV-Gammaleuchtkraftfunktion wird genau wie Röntgenleuchtkraftfunktion durch ein Potenzgesetz ausgedrückt, daß die Steigung oberhalb einer bestimmten Leuchtkraft L_B ändert

$$(4.31) \quad \frac{dN}{dV}(dL_{0,\text{TeV}}) \propto (L_{0,\text{TeV}})^{\alpha_{\text{LF}}}.$$

mit $\alpha_{\text{LF}} = -0.9$ für $L_{0,\text{TeV}} \leq L_B$ und $\alpha_{\text{LF}} = -1.4$ für $L_{0,\text{TeV}} > L_B$ Die Leuchtkraftentwicklung wird durch eine reine Dichteentwicklung beschrieben, die angelehnt ist an der Quellenverteilung aus Beckmann et al. (2003)

$$(4.32) \quad \rho(z) \propto (1+z)^{\alpha_\rho}.$$

mit $\alpha_\rho = 10$ für $z \leq 0.15$ und $\alpha_\rho = -3$ für $z > 0.15$. Die Ergebnisse der Leuchtkraftfunktionen sind in Abbildung 4.14 gezeigt. Die maximale und minimale Leuchtkraft sowie L_B wurde mit Gleichung 4.30 aus den jeweiligen Röntgenleuchtkräften berechnet. Die absolute Leuchtkraftfunktion wurde unter der Annahme bestimmt, daß es genug BL Lacs gebe, um den fehlenden Fluß zu den EGRET Daten der neuen Analyse von Strong et al. (2003) zu erklären. In der Rechnung haben wir die Absorption von hochenergetischer Gammastrahlung mit einbezogen. Der diffuse Anteil an sekundärer Gammastrahlung wurde ebenfalls berücksichtigt. Die Leuchtkraftfunktion in Abbildung 4.14 stammt aus diesem Ansatz, wobei die schwachen Quellen, als HBL angenommen werden (durchgezogene Linie) und die hellen BL Lacs die Eigenschaften der ExBL erhalten (gestrichelte Linie). Das Verhältnis der beiden Prototypen haben wir einerseits durch die Anpassung an die Gammahintergrunddaten bestimmt, wobei wir andererseits darauf geachtet haben, daß die hellen Quellen den 10% Anteil nicht überschreiten.

In Abbildung 4.17 wird der Anteil an HBL zum Gammahintergrund dargestellt. Hier sieht man das Ausgangsspektrum (dünne durchgezogene Linie) im Vergleich

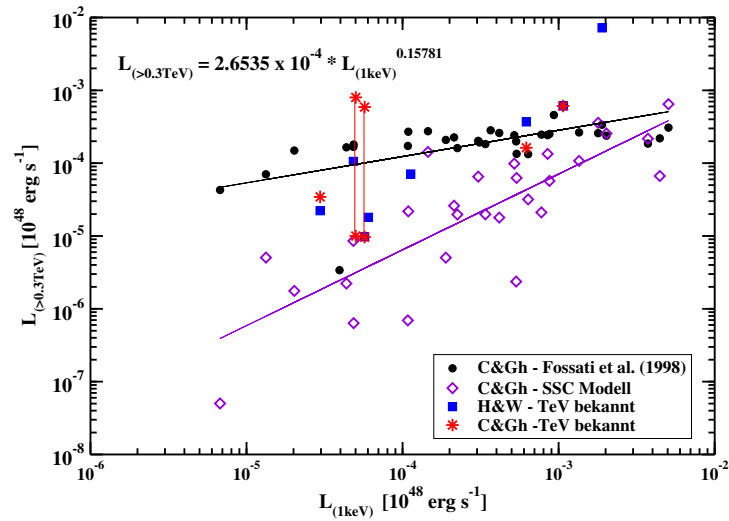


Abbildung 4.15: Umrechnung der Röntgenleuchtkraft auf Gammaleuchtkraft. Sowohl die Röntgen- als auch die Gamma-Leuchtkräfte stammen aus Costamante und Ghisellini (2002).

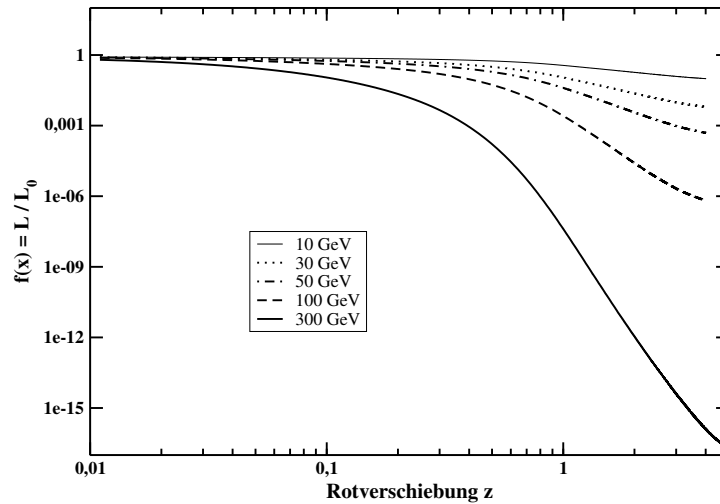


Abbildung 4.16: Änderung der Gesamtleuchtkraft einer Quelle durch die extragalaktische Absorption. Der Effekt ist unabhängig von der gewählten Leuchtkraft und ändert sich ausschließlich mit der Rotverschiebung z .

4.3. BEITRAG VON BL LACERTAE OBJEKTEN ZUM GAMMAHINTERGRUND99

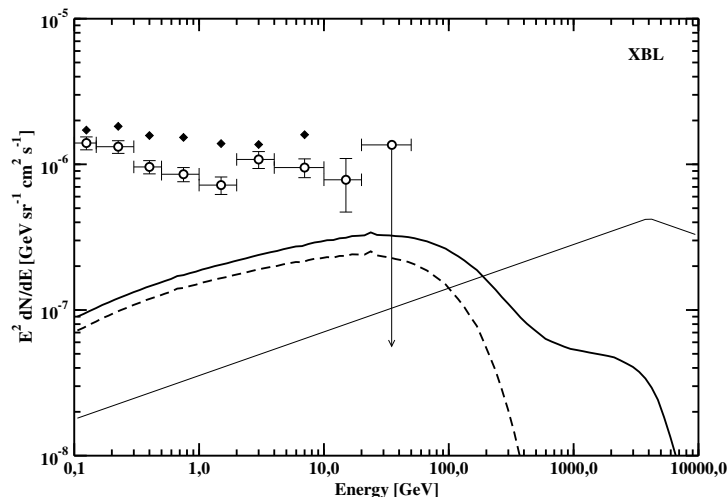


Abbildung 4.17: Spektrum des extragalaktischen Gammastrahlungshintergrunds. Ergebnis für die HBL-Komponente (dicke durchgezogene Linie) im Vergleich mit Gesamtspektrum ohne Kaskadierung (dünne durchgezogene Linie) und dem durch Kaskadierung entstandenen Anteil (gestrichelte Linie).

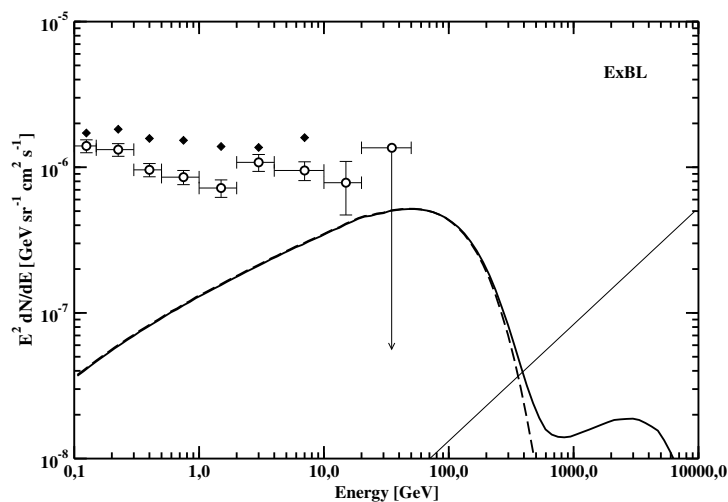


Abbildung 4.18: Spektrum des extragalaktischen Gammastrahlungshintergrunds. Ergebnis für die ExBL-Komponente (dicke durchgezogene Linie) im Vergleich mit Gesamtspektrum ohne Kaskadierung (dünne durchgezogene Linie) und dem durch Kaskadierung entstandenen Anteil (gestrichelte Linie).

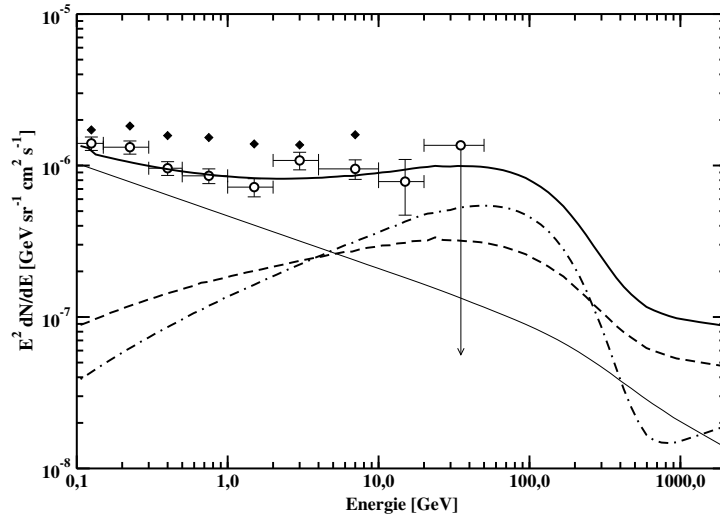


Abbildung 4.19: Spektrum des extragalaktischen Gammastrahlungshintergrunds. Ergebnis für eine Verteilung nach Beckmann et al. (2003). Das Gesamtspektrum besteht jeweils aus 3 Komponenten: EGRET Quellen mit einem Spektralindex von 1.35 (dünne durchgezogene Linie), HBL (gepunktet-gestrichelte Linie) und einem dominierenden Anteil an ExBL (gestrichelte Linie).

mit dem durch Kaskadierung entstandenen Anteil und dessen Addition zum Gesamtspektrum. Abbildung 4.18 zeigt das gleiche für die extremen BL Lacs. Hier ist deutlich zu erkennen, daß der primäre Fluß praktisch gar nicht zum GeV/MeV Bereich beiträgt, sondern ausschließlich die sekundäre Strahlung aufgrund des ansteigenden Spektrums einen großen Beitrag zum Hintergrund liefert. In Abbildung 4.19 ist das Ergebnis des Gammastrahlungshintergrunds zu sehen. Der EGRET Anteil ist dergleiche wie in Abbildung 4.11. Die spektrale Form der neuen EGRET Daten wird von den beiden BL Lac Anteilen gut reproduziert.

In den folgenden beiden Abbildungen 4.20 und 4.21 wird die nach unseren Modellen bestehende Gesamtanzahl an Quellen (dünne gestrichelte Linie) bis zu einer Rotverschiebung von $z = 5$ mit der durch ein Cherenkovteleskop beobachtbaren Quellenzahl ($E_{\text{gr}}=300 \text{ GeV}$, $F_{\text{lim}} = 1 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) verglichen. Dazu wurde wieder unterschieden, wieviele BL Lacs nur aufgrund der Teleskopparameter beobachtbar sind (dicke gestrichelte Linie) und wieviel Quellen noch zusätzlich aufgrund der extragalaktischen Absorption zu schwach sind, um detektiert zu werden (durchgezogene Linie). Die Teleskopparameter sind identisch mit denen aus dem letzten Absatz. Jedoch haben wir bei dieser Rechnung eine Verteilung der Quellen angenommen, die ein Maximum bei $z = 0.2$ besitzt (Abbildung 4.12). Die durchgezogene, dünne Linie ist die skalierte Verteilung aus Röntgenbeob-

achtungen, die verdeutlicht, wie der Verlauf der Quellenanzahl als Funktion der Rotverschiebung gewählt wurde. Durch den starken Anstieg bei kleinen Rotverschiebung ist die Anzahl an beobachtbaren BL Lac um ca. einen Faktor 6 größer, als im ersten Versuch. Dividieren wir wieder durch die Zahl vier, unter der Annahme daß nur einviertel der beobachtbaren Quellen aufgrund des festen Standorts und der abnehmenden Sensitivität eines Cherenkovteleskops mit dem Zenitwinkel zuverlässig beobachtet werden können, verbleiben ca. 14 beobachtbare HBL und ca. 3 ExBL. Als Ergebnis bleibt festzuhalten, daß in beiden Populationen, die wirklich beobachtete Anzahl an Quellen die der theoretisch bestimmten Anzahl sehr ähnlich ist. Da Cherenkovteleskope nicht in der Lage sind, kompletten Himmelsdurchmusterungen durchzuführen, sondern punktgenau bereits in anderen Wellenlängen entdeckte Quellen nachbeobachten, werden noch einige TeV BL Lacs existieren, die nicht detektiert wurden. Vergleicht man dies mit der Anzahl der Quellen aus den beiden Ansätzen, sieht man, daß die Ergebnisse unter den realistischeren Annahmen aus dem zweiten Ansatz mit weniger als ca. 18 beobachtbaren Quellen mit den detektierten ≈ 10 Quellen vereinbar sind.

Mit Hilfe einer Röntgenleuchtkraftfunktion konnte der diffuse Anteil zum Gammahintergrund aus BL Lacs berechnet werden. Die primäre Gammastrahlung trägt nur wenig bei, wobei die sekundäre Gammastrahlung die Differenz zwischen bisherigen Modellen und den EGRET Daten erklären kann. Die spektrale Form der Daten der neuen Analyse kann gut reproduziert werden. Die beiden BL Lac Populationen können die spektrale Form der alten Daten nur schlecht wiedergeben. Unter der Annahme die ExBL Komponente bestünde aus so wenig Quellen, daß sie vernachlässigbar im Gesamtfluß sind, können die Daten mit der HBL Population erklärt werden. Hierbei verdoppelt sich allerdings die Anzahl an benötigten BL Lacs.

4.4 Diskussion

In diesem Unterkapitel wird die Anzahl an beobachtbaren Quellen für die neuen Cherenkovteleskope berechnet. Sollte die beobachtete Anzahl an BL Lacs weit unterhalb unsere Voraussagen liegen, muß es weitere Komponenten geben, die den Gammahintergrund produzieren. Räumlichen Fluktuationmessungen (Willis, T.D. 1996) zeigen, daß 5% bis 100% des MRF aus unaufgelösten Einzelquellen stammen muß. Eine echte diffuse Komponente wird wahrscheinlich nur eine untergeordnete Rolle spielen.

Andere Modelle, die AGN als Erklärungsmöglichkeit zugrunde legten und einen Zusammenhang zwischen der Radioleuchtkraftfunktion und einer Gammaleuchtkraftfunktion benutzen, kamen auch nur auf Beiträge bis zu 50% (Setti und Woltjer 1994, Comastri, di Girolamo und Setti 1996). Gemessen wird nur hochenergeti-

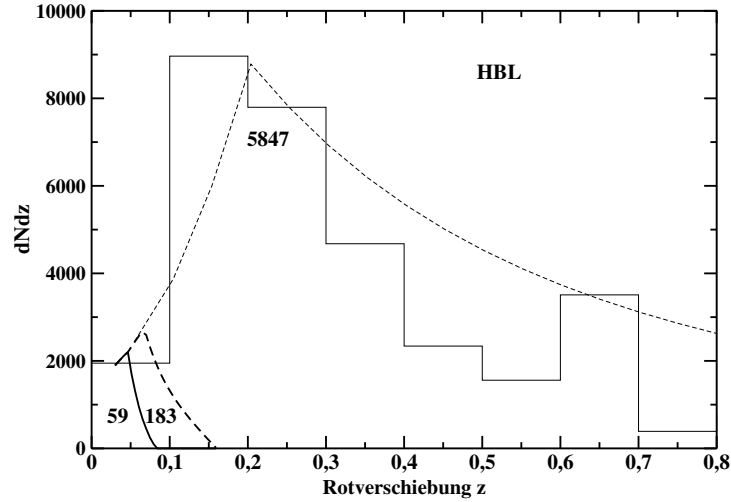


Abbildung 4.20: Verteilung der HBL nach Beckmann et al. (2003). Vergleich der Gesamtanzahl der Quellen (gepunktete Linie) mit denen, die durch ein ein Cherenkovteleskop beobachtbar sind ($E_{\text{gr}}=300$ GeV, $F_{\text{lim}} = 1 \cdot 10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) (durchgezogene Linie). Die gestrichelte Linie ist die Anzahl an Quellen, die mit einem IACT beobachtet werden könnten, wenn es keinerlei extragalaktische Absorption gäbe.

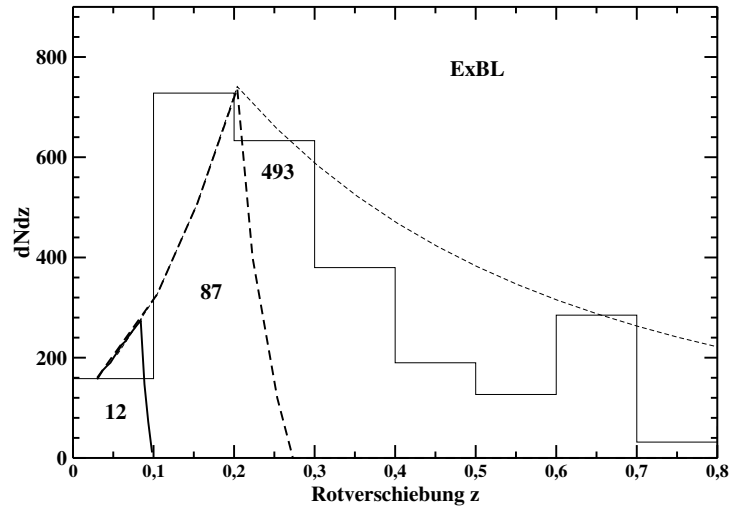


Abbildung 4.21: Verteilung der ExBL nach Beckmann et al. (2003). Alles weitere wie in Abbildung 2.18

sche Gammastrahlung wenn der Jet nahezu direkt in unsere Richtung zeigt. AGN, deren Jet in eine andere Richtung zeigt tragen allerdings auch teilweise zum Hintergrund bei. Dieser Aspekt wird in Weferling und Schlickeiser (1999) und Mücke und Pohl (2000) diskutiert. Im Gegensatz zu unserem einfachen Ansatz, benötigt man dabei eine möglichst genaue Theorie für die Strahlungsproduktion in AGN. Mit einem EC-Model (siehe Kapitel 1) für die Entstehung von Gammastrahlung nach Dermer und Schlickeiser (1993) erhalten Mücke und Pohl einen Beitrag von 20%–40% bzw. von 40%–80% bei Integration bis zu einer Rotverschiebung von $z_{max} = 3$ bzw $z_{max} = 5$. Es werden dabei drei verschiedene Ansätze für die Leuchtkraftfunktion diskutiert. Weferling und Schlickeiser fanden heraus, daß aufgrund des "Beamings" ein Abknicken des MRF im Gammabereich bei ca. 500 GeV zu erwarten ist. Der Grund dafür ist, daß uns hochenergetische Strahlung nur von Quellen mit kleinen Winkeln Jet-Sichtlinie erreicht. Durch Messen dieses Effektes wollen sie unterscheiden, ob eine anisotrope Quelle oder eine isotrope den Hauptteil des Hintergrunds produzieren.

Die Absorption wurde allerdings in den meisten Modellen außer Acht gelassen, da sie jenseits des gemessenen Spektrums liegt und nur bei Gammaquellen relevant ist, die einige Gpc von der Erde entfernt sind. Coppi und Aharonian (1997) berechneten die Absorption und Reemission für Gammaphotonen von Blazaren. Der gemessene Hintergrund wird überproduziert. Es werden Teilchen mit Energien bis zu 10^{25} eV betrachtet, die eine ganze Kaskade von Streuprozessen durchlaufen und so einen großen Beitrag im MeV Energiebereich liefern. Außerdem haben sie das Modell von Stecker und Salamon (1996) für Blazare verwendet, indem durch die Hinzunahme der Variabilität der Hintergrund bereits ohne Reemission zu 100% erklärt werden konnte. In dieser Arbeit zeigen Salamon und Stecker (1996), daß die Hinzunahme der Variabilität das Problem des fehlenden Flusses lösen und die spektrale Form besser reproduzieren könnte. Jedoch ist die Variabilität von AGN nicht gut bekannt.

Wir haben eine Alternative gezeigt, die auf Quellen basiert, die beobachtet wurden und auf jeden Fall einen Beitrag liefern. Um genau sagen zu können, wie groß der Beitrag ist, benötigt man eine korrekte Leuchtkraftfunktion für Blazare und speziell für BL Lacs. Außerdem muß man wissen, wie sich die Quellen als Funktion von z entwickeln.

Die Unterschiede in den Resultaten der einzelnen Beobachtungskampagnen im Radio- und Röntgenbereich sind nicht groß. Bade et al. (1998) erhält mit einem Sample aus 32 BL Lacs, die aus dem ROSAT-All-Sky-Survey (RASS) stammen eine Verteilung mit einem Maximum bei $z = 0.2$ genau wie Laurent-Mueheisen et al. (1999) mit dem erweiterten RASS Sample von 127 BL Lacs. Ein Maximum bei $z = 0.3$ ergibt sich in Rector et al. (2000) aus dem Einstein-Medium-Sensitivity-Survey und 41 BL Lacs. Zu dem gleichen Ergebnis kommen Caccianiga et al. (2002) die anhand 55 BL Lacs aus dem Radio-Emitting-X-Ray-Sources (REX)

Katalog, der eine Kombination aus dem NROA-VLA-Sky-Survey bei 1,4 GHz und dem ROSAT-PSPC Katalog darstellt. Beckmann et al. (2003) erhalten aus einer Kombination der Kataloge und Beobachtungskampagnen die vorgestellte Verteilung. Die Daten stimmten bisher alle mit einer konstanten Entwicklung überein, wobei sich bei einigen extremen BL Lacs sogar eine negative Entwicklung abzeichnete.

Der Beitrag von normalen Galaxien, die ja aufgrund von Beobachtungen in unsere eigenen Galaxie Gammaquellen darstellen, konnte bisher noch nicht genau bestimmt werden, da die Instrumente nicht empfindlich genug waren, um eine Leuchtkraftfunktion bei Gammaenergien zu messen. Nimmt man an, daß die Entwicklung ihrer Gammaleuchtkraft proportional zu ihrer Radioleuchtkraft ist, erhält man einen Beitrag von weniger als 10% (Strong et al. 1976, Setti und Woltjer 1994). Andere Modelle, die von einer stärkeren Entwicklung im Gammabereich als im Radiobereich ausgehen, führen zu weitaus größeren Beiträgen (Lichti et al. 1978, Prantzos und Casse 1994). Man kann also noch nicht gänzlich ausschließen, daß normale Galaxien einen nicht zu vernachlässigen Beitrag zum MRF im Gammabereich liefern.

Ein weiterer Beitrag ist wahrscheinlich von den schon erwähnten LIGs und ULIGs zu erwarten. Aufgrund ihrer hohen Sternbildungsrate produzieren sie vermutlich auch eine hohe Dichte an Kosmischer Strahlung, insbesondere Elektronen. Diese produzieren Bremsstrahlung im Gammabereich durch Wechselwirkung mit dem interstellaren Gas. Eine Abschätzung von Soltan und Juchniewicz (1999) zeigt, daß LIGs/ULIGs einen Beitrag bis zu 25% leisten können. Hierbei ist die Entwicklung der LIGs/ULIGs besonders bei großen Rotverschiebungen die größte Unsicherheit.

Die Produktion von Gammastrahlung im intergalaktischen Medium (IGM) besonders in Galaxienhaufen wurde schon von mehreren Autoren untersucht (Colafrancesco und Blasi 1998, Enßlin und Biermann 1998, Miniati 2002, 2003). In den meisten Modellen geht man davon aus, daß Elektronen und Protonen aus Kosmischer Strahlung in Stoßwellen beschleunigt werden und so durch inverse Comptonstreuung hochenergetischer Gammastrahlung emittieren. Mit EGRET wurden mehrere Galaxienhaufen beobachtet, jedoch wurde keine Emission detektiert, die man einem Haufen direkt zuordnen könnte. Daß heißt, alle Modellvoraussagen sollten unterhalb der oberen Grenzen liegen, die aus EGRET Daten berechnet wurden. Eine sehr umfangreiche, erneute Analyse der EGRET Daten (Reimer et al. 2003) konnte so einige oben genannte Modelle bereits ausschließen. Colafrancesco und Blasi (1998) berechneten ausschließlich den Beitrag vom IGM in Galaxienhaufen. Dazu benutzten sie das selbstkonsistente Bild zur Entwicklung von Haufen und kamen zu einem Beitrag von 0.5%-2% zum MRF im Gammabereich. Ein anderer Ansatz ist, daß im IGM in den sogenannten Filamenten und Sheets, während der Bildung der großen Strukturen im Universum

durch gravitative Stoßwellen ebenfalls Elektronen relativistisch beschleunigt werden können. Diese Elektronen streuen die Mikrowellenphotonen hin zu Gammaenergien. Nimmt man also diesen Anteil hinzu, zeigen Loeb und Waxman (2000), daß bis zu 80% des extragalaktischen Gammahintergrunds erklärt werden kann. Scharf und Mukherjee (2002) finden mit einem ähnlichen Ansatz und Daten von 447 Haufen, daß 1-10% des heutigen MRF im Gammabereich von Strukturen stammt, die bei $z < 1$ liegen. Da man allerdings bisher noch keine Gammastrahlung von Galaxienhaufen beobachten konnte, sind die Ergebnisse sehr spekulativ. Eine weitere Möglichkeit ist die Emission von primordialen schwarzen Löchern. Untersuchungen ergaben allerdings einen Spektralindex von -1 für Energien kleiner als 100 MeV und -3 für Energien größer als 100 MeV (MacGibbon und Carr 1991). Da der spektrale Verlauf zu verschieden vom beobachteten Spektrum ist, ist ein großer Beitrag eher unwahrscheinlich.

Ein sehr spekulativer Ansatz ist die Produktion von Gammastrahlung durch den Zerfall von exotischen Elementarteilchen im frühen Universum, die bisher noch nicht entdeckt wurden. Diese Überlegung wird gestützt von astrophysikalischen und teilchenphysikalischen Theorien, wie die supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells der Teilchenphysik. Die Existenz von dunkler Materie in galaktischen Halos ist aufgrund von Beobachtungen (Geschwindigkeitsprofil von Galaxien) sehr wahrscheinlich. Allerdings wurden diese Weak-Interacting Particles (WIMPs) noch nicht direkt nachgewiesen. Der Zerfall solcher Teilchen sollte zu einer Liniencharakteristik (Srednicki et al. 1986, Kamionkowski 1995) oder einer Kontinuumsemission (Elsässer und Mannheim 2004) führen.

Der beste Erklärungsansatz für den Gammahintergrund ($> \text{MeV}$) wird eine Kombination aus allen Komponenten sein. Bisher sind die einzelnen physikalischen Prozesse noch nicht genug bekannt, um ein solches Modell aufzustellen. Zudem viele Theorien nur mögliche Gammaquellen aufzeigen, diese jedoch noch nicht bei Gammaenergien beobachtet werden konnten. Wie wir gezeigt haben, ist es also möglich, in Übereinstimmung mit allen Beobachtungen, daß eine Population von BL Lacs den restlichen Teil zum Gammahintergrund beitragen kann. Im Gegensatz zu fast allen anderen Ansätzen sind AGN bis hin zu Rotverschiebungen von 6 detektiert worden. Die Tatsache, daß bisher nur wenige Blazare mit TeV Emission beobachtet wurden untermauert unsere Theorie. Die neuen Cherenkovteleskope werden helfen, unsere Ergebnisse zu überprüfen. Dazu muß zunächst die Frage beantwortet werden, wieviel BL Lacs man aus zukünftigen Beobachtungen erwartet. Die neue Generation der Cherenkovteleskope, die gerade damit beginnen ihre ersten Beobachtungen durchzuführen, zeichnen sich hauptsächlich durch unterschiedliche Grenzenergien und Flußempfindlichkeiten aus. In Abbildung 4.21 ist für unterschiedliche Werte die jeweilige Anzahl an beobachtbaren BL Lacs dargestellt. Die Ergebnisse stellen die Gesamtanzahl aus beiden BL Lac Populationen dar, die oben diskutiert wurden. Das bedeutet, daß ein Teleskop

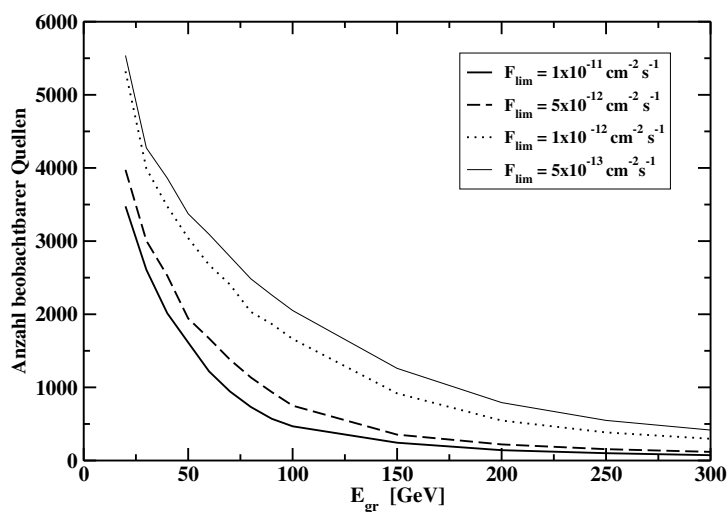


Abbildung 4.22: Änderung der Anzahl beobachtbarer Quellen als Funktion der Grenzenergie eines Cherenkovteleskops für unterschiedliche Flußgrenzen

mit einer Grenzenergie von 50 GeV und einer Flußgrenze von $10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 25% der ca. 1500 BL Lacs beobachten sollte, wenn wir mit unseren Überlegungen recht haben. Werden bedeutend weniger Quellen detektiert, wird der Beitrag zum Gammahintergrund dementsprechend geringer ausfallen und eine andere mögliche Komponente müßte hinzugezogen werden.

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Effekte der Paarbildung durch Wechselwirkung von hochenergetischer Gammastrahlung mit dem metagalaktischen FIR-UV Strahlungsfeld (MRF) untersucht. Einerseits hat die Paarbildung Folgen für die beobachteten Spektren aktiver Galaxienkerne, andererseits hat sie auch einen großen Einfluß auf den extragalaktischen Gammastrahlungshintergrund. Es wurde eine verbesserte Version für das Modell des FIR-UV Strahlungsfelds vorgestellt, mit dessen Hilfe aus beobachteten Daten intrinsische Blazarspektren ermittelt wurden. Im weiteren wurde ein auf EGRET-Blazaren basierendes Modell für den Gammastrahlungshintergrund berechnet, in dem besonderer Wert auf die korrekte Beschreibung der Absorption primärer und der daraus resultierenden sekundären Gammastrahlung gelegt wurde. Schließlich wurde gezeigt, daß der Beitrag von BL Lac Objekten zum Gammahintergrund nicht nur der fehlende Fluß, sondern auch die spektrale Form der aus EGRET Beobachtungen gewonnenen Daten erklärt werden kann, ohne den gegenwärtigen TeV-Daten zu widersprechen.

Das auf Galaxienentwicklung basierende Modell des FIR-UV Strahlungshintergrunds wurde durch zwei neue Beiträge im infraroten und ultravioletten Spektralbereich verbessert, da es bisher Diskrepanzen zwischen den theoretischen Ergebnissen und Beobachtungen gab. Das Defizit im Infraroten, das stets in Modellen auftritt, die auf optischen Daten basieren, wurde mit Hilfe einer Komponente aus hellen Infrarot-Galaxien ausgeglichen. Es stellte sich heraus, daß diese Population, die hauptsächlich aus kollidierten Galaxien besteht, einen sehr wichtigen Beitrag liefert, da nahezu die Hälfte der gesamten Sternbildung im Universum hinter Staub verborgen liegt und bei Rotverschiebungen $z \geq 2$ stattfindet. Durch die Einführung eines neuen Entweichparameters wurde es möglich, den prozentualen Anteil der von Sternen produzierten ultravioletten Strahlung, durch Lücken in den Gaswolken der interstellare Materie aus den Galaxien entweichend, zu berücksichtigen. Der aus dem beobachteten Prozentsatz ($\approx 7\%$) hergeleitete Beitrag erwies sich als zu gering, um eine Änderung des Strahlungshintergrunds zu bewirken. Selbst bei $f_{\text{entw}} = 1$, wenn also die gesamte ultraviolette Strahlung aus den Galaxien entweicht, reichte nicht aus, um die mit Hilfe des Proximity

Effekts ermittelte hohe UV-Intensität des MRF bei Rotverschiebungen $2 < z < 5$ zu reproduzieren. Es stellte sich heraus, daß erst ein formaler Wert $f_{\text{entw}} = 4$, also 400% der stellaren ultravioletten Strahlung, die Daten wiedergeben kann. Dieser Beitrag kann allerdings nicht von Sternen stammen und sollte im Bereich der nichtthermischen Emission, die in Aktiven Galaxienkernen vorkommt, gesucht werden. Die beiden Verbesserungen machen eine Übereinstimmung des MRF-Modells mit allen gegenwärtigen Daten möglich. Die verbleibenden Unsicherheiten, die durch die Fehler in den Beobachtungen entstehen, bewegen sich für den heutigen Hintergrund um einen Faktor 2-3. Über die Intensität des MRF bei großen Rotverschiebungen existieren nur wenige Daten, so daß hier die Unsicherheit in den Modellen auf ein bis zwei Größenordnungen anwächst. Um diese doch recht großen Unterschiede nicht zu vernachlässigen, wurde mit Hilfe unterschiedlicher Modellparameter ein Bereich angegeben, in dem die spektrale Energieverteilung des Strahlungshintergrunds liegen muß.

Mit Hilfe dieses verbesserten Modells wurde die Abschwächung von Gammastrahlung für die vier Spektren der Blazare Mkn501, Mkn421, H1426+428 und ES1959+650 untersucht. Aus den veröffentlichten Daten jeder Quelle und der optischen Tiefe für Gammastrahlung wurde ein Bereich ermittelt, in dem sich das intrinsische Spektrum der Quellen befinden muß. Der ausgedehnte Bereich, entstanden sowohl durch die Unsicherheiten im Hintergrund-Modell wie auch durch die Fehler der Gammadaten, läßt erste Aussagen zu. Als untere Grenze (geringe Sternbildung in Infrarot-Galaxien) der intrinsischen Spektren erhält man ein Abknicken bei TeV Energien, das auf eine Absorption innerhalb der Blazare oder eine Ineffizienz der Beschleunigung hinweist. Während bei Mkn421 das Abknicken des Spektrums für alle möglichen Parameter des Hintergrund-Modells auftritt, zeigen Mkn501 und ES1959+650 Anzeichen für ein Maximum, daß für Mkn501 bei 1-4 TeV bestimmt werden konnte. Da für ES1959+650 bisher nur wenige Daten zur Verfügung steht, ist die Abschätzung des Maximums schwieriger, es könnte jedoch bei Energien größer als 4 TeV liegen. Der Blazar H1426+428 stellt sich nicht nur aufgrund seiner relativ weiten Entfernung von $z = 0.129$ als bisher einzigartig heraus, da das intrinsische Spektrum für einige Parameter des Hintergrund-Modells (hohe Sternbildung in Infrarotgalaxien) auch einen Anstieg in $E^2 dN/dE$ zuläßt. Dies weist auf ein Maximum bei Energien in der Nähe von 10 TeV hin. Bei einer Betrachtung der entsprechenden Daten im Röntgenbereich, waren die Ergebnisse der vier Quellen innerhalb der Unsicherheiten nicht im Widerspruch mit den gängigen Modellen (SSP).

Unter der vereinfachenden Annahme, daß Blazarspektren bei TeV Energien in erster Näherung einem Potenzgesetz folgen, wurde eine obere Grenze der Sternbildungsrate in staubreichen Gebieten ermittelt. Diese liegt je nach kosmologischem Modell bei $0.4 M_{\odot} / \text{Jahr Mpc}^3$ (Λ CDM) oder $0.5 M_{\odot} / \text{Jahr Mpc}^3$ (SCDM).

Dieses Ergebnis unterstützt die Daten, die aus submillimeter Beobachtungen bei Rotverschiebungen $1 < z < 5$ stammen und bei etwa $0.2_{-0.15}^{+0.4} M_{\odot}/\text{Jahr Mpc}^3$ liegen. Die Beobachtung einer Vielzahl Gammastrahlungsquellen bei unterschiedlichen Rotverschiebungen wird es in Zukunft ermöglichen, diese Grenze zu verbessern und einen Wert für die gesamte Sternbildungsrate, einschließlich des optisch sichtbaren Anteils anzugeben.

Um die Kaskade an Wechselwirkungsprozessen, die der Bildung von Elektronen-Positronen Paaren folgt, zu berechnen, wurde eine analytische Näherung benutzt. Hierzu wurde die Strahlungstransportgleichung so modifiziert, daß sie die sich abwechselnden Prozesse der Paarbildung und der inversen Comptonstreuung (im Thomsonbereich) beschreibt. An jede Paarbildung, schließen sich kontinuierlich stattfindende inverse Comptonprozesse an, die die Photonen der Mikrowellen-Hintergrundstrahlung in den Gammaenergiebereich streuen. Diese Prozesse finden auf einer verhältnismäßig kurzen Strecke von einigen Kiloparsec statt. Bei kleinen Rotverschiebungen der Quelle liegt das Maximum des sekundären Gammaflusses zwischen 10 GeV und 100 GeV. Je weiter die Quelle entfernt ist, desto konstanter ist der Verlauf des Sekundärspektrums bei Energien $E_{\gamma} < 10$ GeV. Es stellte sich heraus, daß ein zweiter Paarbildungsprozeß erst bei Gammaquellen mit Rotverschiebungen von etwa $z > 1$ möglich ist, da die nach der ersten Paarbildung verbleibende Wegstrecke sonst zu kurz ist. Findet diese Streuung jedoch statt, ändert sich das Spektrum lediglich für Energien $E_{\gamma} < 100$ MeV. Unter hinreichend starken Magnetfeldern bilden die entstehenden Elektronen-Positronen Paare und die sekundären Gammaphotonen einen Halo. Das Magnetfeld isotropisiert die Sekundärstrahlung, so daß sie nicht mehr direkt zum beobachteten Fluß der Punktquelle beiträgt.

Weiterhin wurde mit Hilfe eines Modells basierend auf Leuchtkraftfunktionen und Spektren von zwei unterschiedlichen Untergruppen der Blazare der Gammastrahlungshintergrund im MeV-GeV Energiebereich berechnet. Das bisher bestehende Problem, daß die Population der mit EGRET beobachtete Blazare nur ca. 50% des detektierten Flusses erklärt werden konnte, wurde durch Hinzunahme einer für EGRET fast unsichtbaren Population von BL Lacs gelöst. Da nur wenige solcher Quellen beobachtet wurde, mußten Röntgendaten hinzugezogen werden, um die Leuchtkraftfunktion und ihre Entwicklung zu berechnen. Die Beziehung zwischen Röntgen- und Gammafluß stammte aus einer aus Beobachtungen abgeleiteten Relation, die mit Hilfe von theoretischen Ansätzen erweitert wurde. Die direkte Strahlung trägt praktisch nicht zum Gammahintergrund bei GeV Energien bei, die Sekundärstrahlung hingegen erklärte nicht nur den fehlenden Fluß, sondern auch die Form des Spektrums aus der neuen Analyse der EGRET Daten. Die Blazare, die der Leuchtkraftfunktion der EGRET Quellen entspricht,

trugen hauptsächlich bei Energien bis 10 GeV bei, wobei die Sekundärstrahlung dieser Blazare keinen nennenswerten Effekt hatte. Der bei höheren Energien folgende Anstieg des sonst mit einem Exponenten von 1.35 abfallenden Spektrums konnte allein durch die Sekundärstrahlung von ca. 6500 TeV emittierenden BL Lacs erklärt werden. Die hohe Anzahl der BL Lacs stimmt mit den Beobachtungen überein, da durch die extragalaktische Absorption, die bisherigen Cherenkovteleskope (HEGRA, WHIPPLE, CAT...) eine Vielzahl an Quellen nicht detektieren konnten. Die neuen Teleskope (MAGIC, HESS, VERITAS, CANGAROO) sollten, abhängig von den jeweiligen Energie- und Flußgrenzen, schon in den nächsten Jahren einige hundert, oder sogar bis zu 1000 Quellen registrieren können. Aufgrund des kleinen Gesichtsfeldes der IACTs, einer Beobachtungsdauer von 50 Stunden pro Quelle und einer durchschnittlichen Beobachtungsdauer von 700 Stunden pro Jahr, können bei einer Durchmusterung der Röntgen- und Radiokataloge jedoch nur ca. 3.5 Quellen pro Jahr detektiert werden. Diese Beobachtungen werden den Beitrag der BL Lacs zum Gammastrahlungshintergrund festlegen.

Summary

In this work we investigate the cosmological gamma-ray attenuation due to pair production in photon-photon scattering. Pair production has an effect on observed spectra of active galactic nuclei (AGN) and the extragalactic gamma-ray background. Using an updated model of the time-dependent metagalactic radiation field (MRF), intrinsic blazar spectra have been calculated from observed gamma-ray data. In the next step, a model based on EGRET-blazars has been calculated including the effect of gamma-ray absorption and reemission due to interactions with the MRF. Finally, we have shown that a component of BL Lac objects can account for the missing flux and is able to reproduce the spectral shape of the EGRET data.

To remove the differences between model predictions and observations, our MRF model based on stellar population synthesis models has been upgraded in the infrared and ultraviolet energy band. The discrepancy in the infrared, which is typical for models based on optical data, has been canceled by adding a component of (ultra)luminous infrared galaxies ((U)LIGs). We found that more than 50% of the star formation takes place in dusty regions at redshifts $z \geq 2$. The light of highly redshifted (U)LIGs is responsible for a significant fraction of the present-day extragalactic infrared background. We introduce a new parameter f_{entw} which is the fraction of the ionizing photons that escapes from a galaxy, e.g. through super-bubbles blown into the ISM by supernovae. A typical fraction of $\approx 7\%$ was far too small to change the MRF in the ultraviolet significantly. Even an escape fraction parameter $f_{\text{entw}} = 1$ allowing the entire stellar UV light to escape into the metagalactic medium cannot account for the detected strong flux at redshifts $2 < z < 5$. A value of $f_{\text{entw}} = 4$ which means 400% of the stellar ultraviolet radiation would account for the value measured with the proximity effect method. The reason for this discrepancy could be that the MRF model does not yet include the UV emission produced by AGN. As a zeroth-order approximation, we assumed an empirical UV background component by multiplying the UV component of the stellar-UV model by a factor of four. These improvements lead to a reliable MRF model which is in agreement with all available observations. The remaining uncertainties due to the wide range of data lie within a factor

of 2-3 for the present day background. At higher redshifts this factor can reach a value of 10 or even 100, due to scarcity of data. Therefore, we have chosen six generic constellations of MRF model parameters which include the range of allowed values.

Using the updated MRF model, the attenuation of gamma-rays in four observed blazar spectra (Mkn501, Mkn421, H1426+428 and ES1959+650) has been studied, and the range of the un-absorbed (intrinsic) spectra has been calculated. The lower limit of this region, coming as well from the uncertainties of the MRF model as from the errors of the gamma-ray data, is still showing a turnover at TeV energies which could be sign of an intrinsic absorption within the source or the limitations of the acceleration process. While the spectrum of Mkn421 shows a shallow turnover also for a strong infrared background, the results for Mkn501 and ES1959+659 are indicating a maximum in the emitted power per log-bandwidth which should be between 1-4 TeV in the case of Mkn501. Calculating the maximum energy of ES1959+650 is very difficult, because there is only one data set available, but a first estimate would be a value of around 4 TeV. Inspecting the range of the likely intrinsic spectrum of H1426+428, the low flux seems to be the consequence of heavy absorption owing to the comparatively high redshift of the source $z = 0.129$. Calculating the intrinsic spectral range we find that the energy flux $E^2 dN/dE$ increases towards higher energies. This implies a maximum around 10 TeV.

Assuming that the intrinsic source spectrum obeys a strict power law, an upper limit for the dust-enshrouded star formation rate has been calculated. The upper limit obtained from the TeV data, has values of $0.4 M_{\odot} / \text{yrs Mpc}^3$ (Λ CDM) and $0.5 M_{\odot} / \text{yrs Mpc}^3$ (SCDM). The result we found is consistent with the lower limit coming from submillimeter observations at redshifts of $1 < z < 5$ and a value of $0.2_{-0.15}^{+0.4} M_{\odot} / \text{yrs Mpc}^3$. Future gamma ray observations of highly redshifted blazars showing turnovers due to pair creation will allow to employ the method to further explore the near-infrared to UV part of the MRF.

An analytic approximation has been used to calculate the pair cascade following the pair production process. The equation of radiation transfer has been transformed to account for the two main processes, the pair production and the inverse Compton (IC) scattering (Thomson regime). After a few Megaparsecs, the pair production takes place, immediately followed by continuous Compton scattering. An electron or positron needs only a few kiloparsecs until its energy is completely transformed into the acceleration of microwave background photons to gamma-ray energies. For sources at low redshift the maximum of the secondary spectrum is located between 10 GeV and 100 GeV. At higher redshift the spectral shape shows a more constant behavior at energies $E_{\gamma} < 10$ GeV. We also found that

the absorption due to pair production of secondary gamma-photons only occurred for sources at redshifts $z > 1$. The following Compton scattering leads to a change in the spectrum at energies $E_\gamma < 100$ MeV. Assuming strong extragalactic magnetic fields of a few 10^{-9} Gauss we found that electrons, positrons, and the secondary gamma photons are concentrated in a halo which is located around the source. The secondary radiation becomes isotropic due to the magnetic field, so that it cannot be detected as the flux of a point source, but as a weak extended emission around the source.

Based on a luminosity function of two different subclasses of blazars, a model for the extragalactic gamma-ray background has been developed. Up to now only 50% of the gamma background could be explained with the luminosity function as inferred from EGRET discovered sources. Adding a component of BL Lacs, which are too weak to be detected by EGRET, the missing flux can be explained. The luminosity function and the redshift evolution of BL Lacs has been taken from X-ray data, because only a small number of BL Lacs has been detected at TeV energies so far. The correlation between the X-ray and the TeV flux was taken from a relation based on the few observations and theoretical assumptions. The direct flux from the point sources did not contribute to the gamma-ray background significantly. However, the secondary photons produced in pair cascades can account for all the missing flux and can even reproduce the spectral shape. The EGRET blazars did only contribute to the gamma-ray background at energies smaller than 10 GeV and the secondary emission had no effect at all. The rise at energies higher than 10 GeV was due to the secondary emission of about 6500 BL Lacs. Due to the extragalactic absorption and the high flux limit of the telescopes, most of the sources could be observed with Cherenkov telescopes like HEGRA, WHIPPLE and Cat. Only 18 sources should have been observed, which is in good agreement with the 10 detected sources. We found that the new telescopes (MAGIC, HESS, VERITAS, CANGAROO) depending on their flux limit and energy threshold, should be able to observe about 1000 sources within the next years. These observations will determine the contribution of BL Lacs to the extragalactic gamma-ray background.

Literaturverzeichnis

- [1] Aharonian, F. A. und Atoyan, A. M. 1985, Proceedings of ICRC, 1, 301
- [2] Aharonian, F. A., Coppi, P. S. und Völk, H. J. 1994, ApJ, 423, 5
- [3] Aharonian, F. et al. 1999 A&A, 349, 11
- [4] Aharonian, F. et al. 2001 A&A 366, 62
- [5] Aharonian, F. A., Timokhin, A. N. und Plyasheshnikov, A. V. 2002, A&A, 384, 834
- [6] Aharonian, F. et al. 2003a), A&A, 403, 523
- [7] Aharonian, F. et al. 2003b), A&A, 406, 9
- [8] Aharonian, F., Coppi, P.S. und Völk, H.J. 1994, A&A, 423, 5
- [9] Altieri, B. et al. 1998, A&A, 343, 65.
- [10] Antonucci, R.R.J. und Miller, J.S. 1985, ApJ, 297, 621
- [11] Bade, N. et al. 1998, A&A, 334, 459
- [12] Bahcall, J.N., Kirkakos, S., Saxe, D. H und Schneider, D.P. 1997, ApJ, 479, 642
- [13] von Ballmoos, K., Bloemen, H. et al. 1998, A&A, 330, 97
- [14] Ballo et al. 2002, ApJ, 567, 50
- [15] Bajtlik, S., Duncan, R.C. und Ostriker, J.P. 1988, ApJ, 327, 570
- [16] Barrau, A. et al. 1998, Nucl. Instr. Meth. A., 416, 278
- [17] Barger, A.J. et al. 1999, AJ, 117, 2656
- [18] Barger, A.J., Cowie, L.L. und Richards E.A. 2000, AJ, 119, 2092

- [19] Bassani, L. und Dean, A.J. 1986, A&A, 161, 85
- [20] Beck, R. 2001, SSRv, 99, 243
- [21] Beckmann, V., Engels, D., Bade, N. und Wucknitz, O. 2003, A&A, 401, 927
- [22] Bednarek, W. 1993, ApJ, 402, 29
- [23] Bednarek, W. und Protheroe, R. 1999, MNRAS, 310, 577
- [24] Bennett, C. L. 2003, ApJS, 148, 1
- [25] Benson, A.J., Ellis, R.S. und Menanteau, F. 2002, MNRAS, 336, 564
- [26] Bernstein, R.A., Freedman, W.L. und Madore, B.F. 2002a, ApJ, 571, 56
- [27] Bernstein, R.A., Freedman, W.L. und Madore, B.F. 2002b, ApJ, 571, 85
- [28] Bernstein, R.A., Freedman, W.L. und Madore, B.F. 2002c, ApJ, 571, 107
- [29] Bicker, J., Fritze-v. Alvensleben, Möller, C.S und Frick, K.J. 2004, A&A, 431, 37
- [30] Biermann, P.L. und Galea, C.F. 2003, proc. of Palermo Meeting Sept. 2002, Eds. N. G. Sanchez et al., The Early Universe and the Cosmic Microwave Background: Theory and Observations
- [31] Biller, S.D. et al. 1995, ApJ, 445, 227
- [32] Blain, A.W. et al. 1999, MNRAS, 309, 715
- [33] Blandford, R. D. und Levinson, A. 1995, ApJ, 441, 79
- [34] Bloom, Steven D., Marscher, Alan P. 1996, ApJ, 461, 657
- [35] Böttcher, M., Mukherjee, R. und Reimer, A. 2002, ApJ, 581, 143
- [36] Böttcher, M., Chiang, J, 2002, ApJ, 564, 92
- [37] Bruzual, G.A. und Charlot, S. 1993, ApJ, 405, 538
- [38] Bruzual, G.A. und Charlot, S. priv. Mitteilung
- [39] Bruzual, G.A. und Charlot, S. 2003, MNRAS, 344, 1000
- [40] Bullock, J.S., Kravtsov, A.V. und Weinberg, D.H. 2000, ApJ, 539, 517
- [41] Bushouse, H.A. et al. 2001, ApJS, 138, 1

- [42] Caccianiga, A. 2002, ApJ, 566, 181
- [43] Chadwick, P.M. et al. 1996, A&A Supl., 120, C657
- [44] Chary, R. und Elbaz, D. 2001, ApJ, 556, 562
- [45] Chiang, J., Fichtel, C. E., von Montigny, C., Nolan, P. L. und Petrosian, V. 1995, ApJ, 452, 156
- [46] Chiang, J. und Mukherjee, R. 1998, ApJ, 496, 752
- [47] Ciprini, 2001, ASI Special Pub. ESA-ESRIN Rome p.27, astro-ph/0205405
- [48] Ciprini, S. 2002, Proc. von Blazar Astrophysics with BeppoSAX and Other Observatories, Proceedings of the international workshop, December 10-11, 2001, ASI Science Data Center, ESA-ESRIN, Frascati, Italy. Edited by Paolo Giommi, Enrico Massaro, Giorgio Palumbo. ESA-ESRIN, 2002. p. 267.
- [49] Colafrancesco, S. und Blasi, P. 1998, APh, 9, 227
- [50] Comastri, A., di Girolamo, T. und Setti, G. 1996, A&AS, 120, 627
- [51] Connolly, A. J. et al. 1997, ApJ, 486, 11
- [52] Coppi, P.S. und Aharonian, F.A. 1997, ApJ, 487, 9
- [53] Corbett, E.A., Robinson, A., Axon, D.J. und Hough, J.H., 2000, MNRAS, 311, 485.
- [54] Costamante, L. et al. 2001, A&A, 371, 512
- [55] Costamante, L. und Ghisellini, G. 2002, A&A, 384, 56
- [56] Costamante, L., Aharonian, F., Ghisellini, G. und Horns, D. 2003, NewAR, 47, 677
- [57] Cortina, J., Kestel, M., Vitale, V., Sobczynska, D. und die HEGRA Collaboration Proceedings of ICRC 2001: 2687
- [58] Daum, A. et al. 1997, APh, 8, 1
- [59] Dai, Z. G., Zhang, B., Gou, L. J., Mszros, P. und Waxman, E. 2002, ApJ, 580, 7
- [60] Dar, A. und De Rjula, A. 2001, MNRAS, 323, 391
- [61] de Jager, O.C. und Stecker, F.W. 2002, ApJ, 566, 738

- [62] Dermer, C.D. und Schlickeiser, R. 1993, ApJ, 416, 458
- [63] Desert, F.-X., Boulanger, F. und Puget, J.L. 1990, A&A, 237, 215
- [64] Djannati-Atai A. et al. 1999, A&A, 350, 17
- [65] Donea, A.C. und Protheroe, R.J. 2003, APh, 18, 377
- [66] Dove, J. B., Shull, J. M. und Ferrara, A. 2000, ApJ, 531, 846
- [67] Dwek, E. und Arendt, R. G. 1998, ApJ, 508, 9
- [68] Dwek, E. et al. 1997, ApJ, 475, 565
- [69] Dwek, E. et al. 1998, ApJ, 508, 106
- [70] Dwek, E. und Krennrich, F. 2004, submitted, astro-ph/0406565
- [71] Edelstein, J., Bowyer, S. und Lampton, M. 2000, ApJ, 539, 187
- [72] Ellis, R. S., Colless, M., Broadhurst, T., Heye, J. und Glazerbrook, K. 1996, MNRAS, 280, 235
- [73] Elsaesser, D. und Mannheim, K. 2004, PhRvL (sub), astro-ph/0405235
- [74] Enßlin, T.A. und Biermann, P.L., 1998, A&A 330, 90
- [75] Eungwanichayapant, A., 2003, Dissertation, Universität Heidelberg
- [76] Fanaroff, B.L. und Riley, J.M. 1974, MNRAS, 167, 31
- [77] Fardal, M.A., Giroux, M.L. und Shull, J.M. 1998, AJ 115, 2206
- [78] Fazio, G.G. und Stecker, F.W. 1970, Nature, 226, 135
- [79] Ferrarese, L. und Merritt, D. 2000, ApJ, 539, 9
- [80] Finkbeiner, D.P., Davis, M., Schlegel, D.J. 2000, ApJ, 544, 81
- [81] Fishman, G.J. , Meegan, C.A, Wilson, R.B. et al. 1989, BAAS, 21, 860
- [82] Fixsen, D.J. et al. 1996, ApJ, 473, 576
- [83] Fixsen, D.J. et al. 1998, ApJ, 508, 123
- [84] Flores, H. et al. 1999, ApJ, 517, 148

- [85] Fossati, G., Maraschi, L., Celotti, A., Comastri, A. und Ghisellini, G. 1998, MNRAS, 299, 433
- [86] Franceschini, A. et al. 2001, A&A, 378, 1
- [87] Gallego, J., Zamorano, J., Aragon-Salamanca, A., Rego, M. 1995, ApJ, 455, L1
- [88] Genzel, R. et al. 1998, ApJ, 498, 579
- [89] Genzel, R. et al. 2001, ApJ, 563, 527
- [90] Ghisellini, G. et al. 1998, MNRAS, 301, 451
- [91] Giebels, B. 1997, Very high Energy Phenomena in the Universe, Morion Workshop, Ed. Y. Giraud-Heraud und J. Than Tahanh Van, 1997, p.185
- [92] Goldreich, P. und Morison, P. 1964, JETP, 18, 239
- [93] Gould, R.S. und Schreder, G. 1966, PhRvL, 16, 252
- [94] Gorjian, V., Wright, E.L. und Chary, R.R. 2000, ApJ, 536, 550
- [95] Gronwall, C. 1998, erschienen in "Dwarf Galaxies and Cosmology", eds. Thuan et al., Editions Frontieres, astro-ph/9806240
- [96] Haardt, F. und Madau, P. 1996, ApJ, 461, 20
- [97] Hacking, P.B. und Soifer, B.T. 1991, ApJ, 367, 49
- [98] Harris, D.E. und Krawczynski, H. 2002, ApJ, 565, 244
- [99] Hartman, R.C. et al. 1999, ApJ, 123, 79
- [100] Hartman, R.C. et al. 2001, ApJ, 553, 683
- [101] Hauser, M.G. et al. 1998, ApJ, 508, 25
- [102] Hauser, M.G. und Dwek, E. 2001, ARA&A, 39, 249
- [103] Hayashida, N. et al. 1998, ApJ, 504, L71
- [104] Heckman, T.M., Sembach, K.R., Meurer, G.R., Leitherer, C., Calzetti, D. und Martin, C. L. 2001, ApJ, 558, 56
- [105] Henry, R.C. 1991, ARA&A 29, 89
- [106] Henry, R.C. 1999, ApJ, 516, 49

- [107] Hinton, J. A. 2004, *New Astronomical Review*, Vol. 48, Iss. 5-6, p. 331-337
- [108] Horns, D. 2003, priv. Mitteilung
- [109] Horan, D. et al. 2002, *ApJ*, 571, 753
- [110] Hughes, D. H., et al. 1998, *Nature*, 394, 241
- [111] Hunter, S. D. et al. 1997, *ApJ*, 481, 205
- [112] Ivison, R.J. et al. 2002, *MNRAS*, 337, 1
- [113] Jelley, J.V. 1966, *PhRvL*, 16, 479
- [114] Johnson, W.N., Kinzer, R.K., Kurfess, J.D. et al. 1993, *ApJS*, 86, 693
- [115] Juvela, M., Mattila, K. und Lemke, D. 2000, *A&A*, 360, 813
- [116] Kauffmann, G. und Haehnelt, M. 2000, *MNRAS*, 311, 576
- [117] Kamionkowski, M. 1995, in "The Famma Ray Sky with CGRO and SIGMA", Luvwe Academic Publishers, Dordrecht, p.113
- [118] Kestel, M. und The HEGRA Collaboration 2003, *Astronomische Nachrichten*, Supplementary Issue 2, Vol. 324, Short Contributions of the Annual Scientific Meeting of the Astronomische Gesellschaft in Berlin, September 23-28, 2002, p.83
- [119] Khachikian, E. Y. und Weedman, D. W. 1974, *ApJ*, 192, 581
- [120] Kim, D.-C. und Sanders, D.B. 1998, *ApJS*, 119, 41
- [121] Kim, D.-C., Veilleux, S und Sanders, D.B., 1998, 508, 627
- [122] Kim, K.-T., Kronberg, P. P., Dewdney, P. E. und Landecker, T. L. 1990, *ApJ*, 355, 29
- [123] Kirk, J.G., Rieger, F.M., Mastichiadis, A. 1998, *A&A*, 333, 452
- [124] Kishwanath, R.P. et al. 2002, *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 30, 367
- [125] Klebesadel, R.W., Strong, I.B., Olson, R.A. 1973, *ApJ*, 182, L85
- [126] Kohnle, A., Horns, D., Krawczynski und die HEGRA Kollaboration, *Proceedings of ICRC 2001*: 2605

- [127] Königl, A. 1981, ApJ, 243, 700
- [128] Konopelko, A.K., Kirk, J.G., Stecker, F.W. und Mastichiadis, A. 1999, ApJ, 518, 13
- [129] Konopelko, A., Mastichiadis, A., Kirk, J., de Jager, O. C. und Stecker, F. W. 2003, ApJ, 597, 851
- [130] Kranich, D, Kestel, M. und die HEGRA Kollaboration, Proceedings of ICRC 2001: 2683
- [131] Krawczynski, H., Coppi, P. S., Maccarone, T. und Aharonian, F.A. 2000, A&A, 353, 97
- [132] Krennrich, F. et al. 1999, ApJ, 511, 149
- [133] Krennrich, F. et al. 2001, ApJ, 560, L45
- [134] Krennrich, F. und the VERITAS Coll. 2004, New Astronomical Review, Vol. 48, Iss. 5-6, p. 345-349
- [135] Kronberg, P.P. 1994, RPPh, 325
- [136] Kuehr, H., Witzel, A., Pauliny-Toth, I. I. K. und Nauber, U. 1981, A&AS, 45, 367
- [137] Lagache, G., Abergel, A., Boulanger, F., Dsert, F. X. und Puget, J.-L. 1999, A&A, 344, 322
- [138] Lagache, G., Dole, H. und Puget, J.-L. 2003, MNRAS, 338, 555
- [139] Laurent-Mühleisen, S.A. et al. 1999, ApJ, 525, 127
- [140] Lee, S., Olinto, A.V. und Sigl, G. 1995, ApJ, 455, 21
- [141] Leitherer, C. et al. 1996, PASP, 108, 996
- [142] Lichti, G.G., Bignami, G.F. und Paul, J. A. 1978, Ap&SS, 56, 403L
- [143] Lichti, G. und Georgii, R. The Universe in Gamma Rays ed. Volker Schönfelder, Chapter 3, p.27
- [144] Lilly, S. J., Le Fevre, O., Hammer, F., Crampton, D. 1996, ApJ, 460, 1
- [145] Lockman, F.J., Jahoda, K. und McCammon, D. 1986, ApJ, 302, 432
- [146] Loeb, A. und Waxman, E. 2000, Natur, 405, 156

- [147] Lorenz, E. 2004, *New Astronomical Review*, Vol. 48, Iss. 5-6, p. 339-344
- [148] Maciolek-Niedzwiecki, A., Zdziarski, A. A. und Coppi, P. S. 1995, *MNRAS*, 276, 273
- [149] MacGibbon, J.H. und Carr, B.J. 1991, *ApJ*, 371, 447
- [150] Madau, P. und Phinney, E.S., 1996, *ApJ*, 415, 71
- [151] Madau, P. und Shull, J.M. 1996, *ApJ*, 457, 551
- [152] Madau, P. 1996, *Cosmic Star Formation History*. astro-ph/9612157.
- [153] Madau, P. 1997, *proc. of Seventh Astrophysics Conference*. Edited by Steven S. Holt and Lee G. Mundy. Woodbury N. Y. : AIP Press, 1997. Also AIP Conference Series, v.393., p.481
- [154] Madau, P. 1999, *proc. of VLT Opening Symposium, Antofagasta, Chile 1-4 March 1999* astro-ph/9907268
- [155] Madau, P., Haardt, F. und Rees, M.J. 1999, *ApJ*, 514, 648
- [156] Madau, P. und Pozzetti, L. 2000, *MNRAS*, 312, 9
- [157] Malkan, M.A. und Stecker, F.W. 1998, *ApJ*, 496, 13
- [158] Malkan, M.A. und Stecker, F.W. 2001, *ApJ*, 555, 641
- [159] Mann, R.G. et al. 2002, *MNRAS*, 332, 549
- [160] Mannheim, K. und Biermann, P. L. 1992, *A&A*, 253, 21
- [161] Mannheim, K. 1993, *A&A*, 269, 67
- [162] Mannheim, K. 1996, *Proc. of the Heidelberg Workshop on Gamma-ray emitting AGN, October 16-18, 1996*, eds. J. Kirk and S. Wagner
- [163] Mannheim, K., Westerkhoff, S., Meyer, H., Fink, H.-H. 1996, *A&A*, 315, 77
- [164] Maraschi, L., Ghisellini, G., Celotti, A 1992, *ApJ*, 397, 5
- [165] Martin, C., Hurwitz, M., Bowyer, S. 1991 *ApJ*, 379, 549
- [166] Mastichiadis, A. und Kirk, J.G. 1997, *A&A*, 320, 19
- [167] Mattila, K. 1976, *A&A*, 47, 77

- [168] Mattila, K. 1990, in: The galactic and extragalactic background radiation (A92-24276 08-90). Dordrecht, Netherlands, Kluwer Academic Publishers, 1990, p. 257-268.
- [169] Meiksin, A. und Madau, P. 1993, ApJ, 412, 34
- [170] Meyer, H und Protheroe, R.J. 2000, Phys.Lett. B493, 1
- [171] Miniati, F. 2002, MNRAS, 337, 199
- [172] Miniati, F. 2003, MNRAS, 342, 1009
- [173] Miralda-Escude, J. und Ostriker, J.P. 1990, ApJ, 350 ,1
- [174] Morganti, R., Ulrich, M.-H. und Tadhunter, C. N. 1992, MNRAS, 254, 546.
- [175] Morrison, P., Sadun, A. und Roberts, D. 1984, ApJ, 286
- [176] Moskalenko, I.V und Strong, A.W. 2000, ApJ, 528, 357
- [177] Moskalenko, I.V, Strong, A.W. und Reimer, O. 2004, kapproc.cls. Chapter to the book Cosmic Gamma-Ray Sources, to be published by Kluwer ASSL Series, Edited by K. S. Cheng and G. E. Romero., astro-ph/0402243
- [178] Mukherjee, R. et al. 1997, ApJ, 490, 116
- [179] Mücke, A. und Protheroe, R.J 2000, AIPC, 515, 149
- [180] Mücke, A. und Pohl, M. 2000, MNRA, 312, 177
- [181] Mücke, R., und Protheroe, T. 2001, APh, 15, 21
- [182] Mücke, R., Protheroe, R., Engel, R., Rachen, J.P. und Stanev, T. 2003, APh, 18, 593
- [183] Murthy, J., Hall, D., Earl, M., Henry, R. C. und Holberg, J. B. 1999, ApJ, 522, 904
- [184] Murdoch, H.S., Hunstead, R.W., Pettini, M. und Blades, J. C. 1986, ApJ, 309, 19
- [185] Neshpor, Y. et al. 1998, Astronomy Letters, 24, 134
- [186] Neugebauer, G. et al. 1984, ApJ, 278, 1
- [187] Nikishov, A.I., 1962, Sov. Phys. JETP, 14, 393

- [188] Perlow, G.J. und Kissinger, C.W. 1951, Phys. Rev. 81, 552
- [189] Perotti, F., Della Ventura, A., Villa, G. et al. 1981 a), ApJ, 247, L63
- [190] Perotti, F., Della Ventura, A., Villa, G. et al. 1981 b), Nature, 292, 133
- [191] Punch, M. et al. 1992, Nature, 358, 477
- [192] Peebles, P.J.E.(1993). *Principles of Physical Cosmology*. Princeton University Press, Princeton.
- [193] Pei, Y.C., Fall, S.M. und Hauser, M.G. 1999, ApJ, 522, 604
- [194] Petry, D. et al. 2002, ApJ, 580, 104
- [195] Prantzos, N. und Casse, M. 1994, ApJS, 92, 575
- [196] Primack, J.R., Bullock, J.S., Somerville, R.S. und MacMonn, D 1999, APh, 11, 93
- [197] Primack, J.R. 2004, in Vorbereitung
- [198] Protheroe, R. J. 1986, 1986, MNRAS, 221, 769
- [199] Protheroe, R. J. und Stanev, T. 1993, MNRAS, 264, 191
- [200] Protheroe, R. J.; Biermann, P. L. 1996, APh, 6, 45
- [201] Protheroe, R. J., Donea, A.-C., Reimer, A. 2003, APh, 19, 559
- [202] Pozzetti et al. 1998, MNRAS, 298, 1133
- [203] Quinn, K., Akerlof, C.W., Biller, S. et al. 1996, ApJ, 456, 83
- [204] Rector, T.A. et al. 2000, AJ, 120, 1626
- [205] Reimer, O., Pohl, M., Sreekumar, P. und Mattox, J. R. 2003, ApJ 588, 155
- [206] Reimer, A., Protheroe, R.J., Donea, A.-C. 2004, A&A, 419, 89
- [207] Renault, C., Barrau A., Lagache, G.und Puget, J.-L. 2001, A&A, 371, 771
- [208] Ricotti, M. und Shull, J.M. 2000, ApJ, 542, 548
- [209] Rowan-Robinson, M. 1986, MNRAS, 219, 737
- [210] Rowan-Robinson M. et al. 1997, MNRAS, 289, 490

- [211] Rowan-Robinson M. 1999 astro-ph 9906308
- [212] Rudaz, S. und Stecker, F. W. 1988, ApJ, 325, 16
- [213] Ruiz-Lapuente, P., Casse, M. und Vangioni-Flam, E. 2000, ApJ, 549, 483
- [214] Ryu, D., Kang, H. und Biermann, P.L. 1998, 1998, A&A, 335, 19
- [215] Salamon, M. H.; Stecker, F. W. 1994, ApJ, 430, 21
- [216] Salamon, M.H. und Stecker, F.W. 1998, ApJ, 493, 547
- [217] Sanders, D.B. 1999a, proc. of The Ringberg Workshop, 'Ultraluminous Galaxies: Monsters or Babies' (Ringberg Castle, Sept, 1998), A & SS
- [218] Sanders, D.B. 1999b, proc. of "Space Infrared Telescopes and Related Science", 32nd COSPAR workshop, Nagoya, Japan 1998, ed. T. Matsumoto, T. de Graauw
- [219] Sanders, D.B. 1999c, Ap&SS, 269, 381
- [220] Sanders, D.B. 2000, AsApR, 25, 2251
- [221] Saunders, W. et al. 1990, MNRAS, 242, 318
- [222] Sauvage, M. 1997, Kluwer Academic Publisher, Editor von der Hulst, J.M.
- [223] Scott, J., Bechtold, J., Dobrzycki, A. und Kulkarni, V.P. 2000, ApJS, 130, 67
- [224] Scharf, C.A. und Mukherjee, R. 2002, ApJ, 580, 154
- [225] Schmidt, M. 1963, Nature, 197, 104
- [226] Scoville, N. 1999, Ap&SS, 269, 367
- [227] Setti, G. und Woltjer, L. 1994, ApJS, 92, 629
- [228] Sikora, M. 1997, in AIP Conf. Proc 410 4th Comp. Synch. ed. E.Dermer, M.S. Strickman und D. Kurfess (NY AIP), 494
- [229] Sikora, M., Begelman, M.C. und Rees, M.J. 1994, ApJ, 421, 153
- [230] Silverberg, R.F. et al. 1993, See Scholl, pp.180
- [231] Simon, A. J. B. 1977, MNRAS, 180, 429
- [232] Smail, I., Ivison, R.J., Blain, A.W., Kneib, J.-P. 1998, ApJ, 507, 21

- [233] Somerville, R.S., Primack, J.R. 1999, MNRAS, 310, 1087
- [234] Soifer et al. 1987, ApJ, 320, 238
- [235] Soltan, M. A. und Juchniewicz, J 1999, ApL&C, 39, 197
- [236] Spinoglio, L., et al. 1995, ApJ, 453, 616
- [237] Spinrad, H. und Stone, R. P. S. 1978, ApJ, 226, 609
- [238] Srednicki, M. et al. 1984, PhRvL, 56, 263
- [239] Sreekumar, P. et al. 1998, ApJ, 494 523
- [240] Stanev, T und Franceschini, A. 1998, ApJ, 494, 159
- [241] Stecker, F.W. und de Jager, O.C. 1993, ApJ, 415, 71
- [242] Stecker, F.W., Salamon, M.H. und Malkan, M.A. 1993, ApJ, 410, 71
- [243] Stecker, F. W. und Glashow, S. L. 2001, APh, 16, 97
- [244] Stecker, F. W. und Salamon, M.H. 1996, ApJ, 464, 600
- [245] Steidel, C.C., Adelberger, K.L., Giavalisco, M., Dickinson, M., Pettini, M. 1999, ApJ, 519, 1
- [246] Sturm, E. 2001, proc. of IAU Symposium 204, held 15-18 August 2000, at Manchester, United Kingdom. Edited by M. Harwit, 2001, p. 179.
- [247] Strong, A.W., Wolfendale, A.W. und Worrall, D. M. 1976, MNRAS, 175, 23
- [248] Strong, AW., Moskalenko, I.V. und Reimer, O. 2000, ApJ, 537, 763
- [249] Strong, A.W., Moskalenko, I.V. und Reimer, O. 2000err, ApJ, 541, 1109
- [250] Strong, A.W., Moskalenko I.V. und O. Reimer, O. 2004, akzeptiert bei A&A, astro-ph/0405441
- [251] Swanenburg, B.N., Bennett, K., Bignami, G.F. et a, 1981, ApJ, 243, L69
- [252] Tanimori, T. et al. 1998, ApJ, 492, L33
- [253] Tavecchio, F., Maraschi, L. und Ghisellini, G., 1998, ApJ, 509, 608
- [254] Thompson, D.J. und Fichtel, C.E. 1982, A&A, 109, 352

- [255] Tytler, D. 1987, ApJ, 321, 69
- [256] Urry, M. und Shafer, R.A., 1984, ApJ, 280, 569
- [257] Urry, M. und Padovani, P. 1995, PASP, 107, 803
- [258] Urry, M. 1998, Advances in Space Research, Vol.21, Iss. 1-2. p.89-100
- [259] Valageas, P. und Silk, J. 1999, A&A, 347, 1
- [260] Vargas, M., Paul, J., Goldwurm, A., et al. 1997, The Transparent Universe, Proc. of the 2nd INTEGRAL Workshop, 16-20 September 1996, St. Malo, France, ed. C. Winkler, T.J.-L. Courvoisier und P.h. Durouchoux, ESA, p.129
- [261] Weekes, T.C. et al. 1989, ApJ, 342, 379
- [262] Weferling, B. und Schlickeiser, R. 1999, A&A, 344, 744
- [263] White, S.D.M. und Frenk, C.S. 1991, ApJ, 379, 52
- [264] Willis, T.D. 1996, Ph.Thesis, Standford University
- [265] Zdziarski, A und Svensson, R. 1989, ApJ, 344, 551

Tabellenverzeichnis

1.1	Experimente zur Detektion von hochenergetischer Gammastrahlung ($>10\text{GeV}$)	5
1.2	Extragalaktische TeV Quellen. Stand 2003 nach Horan und Weekes (2003)	8
1.3	Dopplerfaktoren für die Gammaproduktion in Jets aus SSC Modellen	16
1.4	Energiedichte und Teilchendichte für die einzelnen Energiebänder des heutigen MRF. Die Zahlen stellen zum Teil Schätzwerte dar, die auf Interpolationen gemessener Werte beruhen (vgl. Weidenspointer und Varendorff 2001).	19
2.1	Verlauf der Staubtemperaturen mit steigender Gesamtleuchtkraft der galaxienähnlichen Sternpopulation.	29
2.2	Wahl der Parameter für die ausgewählten Modelle (Definitionen siehe Text)	48
3.1	Vergleich der Abschneide-Energien für $\tau = 1$ bei verschiedenen Rotverschiebungen z_q aus unterschiedlichen MRF-Modellen	58
3.2	Parameter für die beobachteten Daten von Mkn501 und Mkn421.	64
4.1	Beitrag zum MRF aus verschiedenen Modellen und Messungen . .	86

Abbildungsverzeichnis

1.1	Verteilung der 18 möglichen TeV Quellen.	7
1.2	Die Einteilung der Galaxientypen aufgrund von Beobachtungen. Besonders hervorgehoben sind Galaxientypen in dieser Arbeit wichtig sind und in späteren Kapiteln erneut Erwähnung finden. . . .	12
1.3	Schematischer Aufbau eines AGN und die Blickwinkel, unter denen die verschiedenen Unterklassen beobachtet werden.	14
1.4	Schematische Darstellung zur Erzeugung von hochenergetischer Gammastrahlung im Jet eines Blazars. Die Synchrotronstrahlung stammt entweder von Elektronen/Positronen, oder von Protonen. Beim inversen Comptonanteil unterscheidet man die Modelle, je nach Herkunft der Ausgangsphotonen für den Prozeß.	17
1.5	Das Spektrum der extragalaktischen Hintergrundstrahlung im Gammabereich. Vergleich der Daten, die aus der Reduktion mit Hilfe zweier unterschiedlicher Modelle für die galaktische Komponente stammen (Hunter-Modell, Skreekumar et al. 1997, schwarze Vierecke; StMoRe-Modell, Strong, Moskalenko und Reimer 2004, offene Vierecke).	23
2.1	Spektrale Energieverteilung aus Galaxienentwicklungsmodellen für verschiedene Alter τ . Die Leuchtkraft ist normiert auf $1M_{\odot}$. Die Spektren entsprechen von oben (bei ca. $2 \cdot 10^{-2} \mu m$) einem Alter von 0, 0.0038, 0.00724, 0.0138, 0.07187, 0.28612, 1.434 bzw. 11 Gyr. Die Ergebnisse basieren auf Rechnungen von Bruzual und Charlot (1999).	25
2.2	Zu den BC-Spektren zugehörige modellierte Infrarotspektren. Die dargestellten Punkte sind keine Daten, sondern stammen aus den Gleichungen 2.3 bis 2.6. Die Form des Spektrums hängt von der Gesamtleuchtkraft ab (siehe Tabelle 2.1).	27

2.3	Emissivität als Funktion der Rotverschiebung (durchgezogene Linien) bei $1.0 \mu\text{m}$, $0.44 \mu\text{m}$, $0.28 \mu\text{m}$ und $0.16 \mu\text{m}$ von oben nach unten. Daten stammen aus Lilly et al. (1996; schwarze Quadrate), Conolly et al. (1997; Kreise), Ellis et al. (1996; schwarze Diamanten) Pozzetti et al. (1998; Dreiecke obere Grenzen bei hoher Rotverschiebung und $0.16 \mu\text{m}$).	30
2.4	Im Vergleich der aus dem Modell berechneten Hintergrundstrahlung (durchgezogene Linie) mit den Daten stellt sich im IR ein eindeutiges Defizit ab $10 \mu\text{m}$ dar. Eine Änderung der Metallizität von $Z = 0.0196$ auf den extrem geringen Wert $Z = 0.0001$, erhöht den MIR-FIR auf die Leistung, die beobachtet wurde (gestrichelte Linie).	32
2.5	Die kurz-gestrichelte Linie beschreibt den Beitrag der optischen Galaxien zum MRF. Die Komponente der LIG/ULIGs ist als lang-gestrichelte Linie dargestellt. Zusammen ergeben sie den Gesamthintergrund (dicke durchgezogene Linie).	34
2.6	<i>Links</i> : Optische Sternbildungsrate für eine SCDM-Kosmologie. Die Daten sind von Gallego et al. (1995), Gronwall et al. (1998), Lilly et al. (1996), Conolly et al. (1997), Steidel et al. (1999), Madau (1996) und Rowan-Robinson (1999). <i>Rechts</i> : Optische Sternbildungsrate für eine Λ CDM-Kosmologie. Die Daten sind die selben wie links.	35
2.7	<i>Links</i> : Infrarote Sternbildungsrate (durchgezogene Linie) und die Gesamtsternbildungsrate (gestrichelte Linie) für eine SCDM-Kosmologie. Die Daten stammen aus Saunder et al. (1990, Diamanten, IRAS); Mann et al. (2001, Kästchen, ISO); Rowan-Robinson et al. (1997, Sterne, ISO); Barger et al. (2000, Kreise, Radio, Submm); Hughes et al. (1998, SCUBA). <i>Rechts</i> : Infrarote Sternbildungsrate (durchgezogene Linie) und die Gesamtsternbildungsrate (gestrichelte Linie) für eine Λ CDM-Kosmologie. Die Daten sind die selben wie links.	38
2.8	Das Spektrum der extragalaktische Hintergrundstrahlung für das Modell mit LIG/ULIG Komponente (durchgezogene Linie) im Vergleich mit dem durch UV-Emission verbesserten Modell für verschiedene Rotverschiebungen. Die Daten stammen aus der indirekten Messung mit Hilfe des Proximity Effekts (Scott et al. 2000). Selbst wenn die gesamte ultraviolette Strahlung der Galaxien zur Hintergrundstrahlung beiträgt, trägt das Modell nur 25% ($f_{\text{entw}} = 1$, gestrichelte Linie) bei. Erst wenn man den Anteil um 75% ($f_{\text{entw}} = 4$, gepunktete Linie) erhöht können die Beobachtungen erklärt werden.	40

2.9	Effekt des UV Parameters auf das Spektrum der extragalaktische Hintergrundstrahlung (Linien siehe Abb. 2.8).	41
2.10	Daten aus Beobachtungen des Metagalaktischen Strahlungsfeldes. Daten wie in Abbildung 2.4 und Hauser und Dwek (2001)	44
2.11	Spektrale Verteilung des Metagalaktischen Strahlungshintergrunds (MRF) im mitbewegten Bezugssystem bei verschiedenen Rotverschiebungen für das 1. Modell (dicke durchgezogene Linie), 2. Modell (dünne gestrichelte Linie), 3. Modell (gepunktet-gestrichelte Linie), 4. Modell (dünne durchgezogene Linie), 5. Modell (gestrichelte Linie) und 6. Modell (gepunktete Linie). Die Daten bei $z = 2, 3, 4$ stammen aus Scott et al. (2000); die Daten bei $z = 0$ sind dieselben wie in Abb. 2.5.	47
2.12	Kosmische Sternbildungsrate als Funktion der Rotverschiebung. Die hier gezeigten SFR stellen die Summe aus der infraroten und optischen Komponente dar. Die unterschiedlichen Linien stehen für die drei untersuchten Sternbildungsraten aus Tabelle 2.2 (siehe Beschriftung an den Kurven).	49
3.1	Vergleich des MRF bei $z = 0$ und die optische Tiefe bei $z = 0.03$ mit den Ergebnissen für Modelle anderer Autoren (Dwek et al. (1998, durchgezogene Linie); Franceschini et al. (2001, gestrichelte Linie); Chary und Elbaz (2001, gepunktet-gestrichelte Linie). Die schattierten Flächen zeigen die Regionen, die von den sechs Modellen des MRF abgedeckt werden. Symbole wie in Abbildung 2.4	54
3.2	Optische Tiefe für unterschiedliche Rotverschiebungen. Die einzelnen Modelle sind mit den gleichen Linien bezeichnet wie in Abbildung 2.11.	56
3.3	<i>Oben:</i> Fazio-Stecker-Relation für das 1. Modell (dicke, durchgezogene Linie), 2. Modell (dünne-gestrichelte Linie), 3. Modell (gepunktet-gestrichelte Linie), 4. Modell (dünne, durchgezogene Linie). Um den nahen Bereich bis $z = 1$ aufzulösen, wurde eine halblogarithmische Auftragung gewählt. <i>Unten</i> Fazio-Stecker Relation für das 5. Modell (dicke, durchgezogene Linie), 6. Modell (gestrichelte Linie). Die lineare Auftragung läßt den asymptotischen Verlauf für hohe Rotverschiebungen erkennen.	60

- 3.4 Fazio-Stecker-Relation für das 1. Modell. Es wurden nur die kosmologischen Parameter variiert. Λ CDM-Modell mit $H_0 = 65, \Omega = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7, \Omega_R = 0.0$ (dicke, durchgezogene Linie), Λ CDM-Modell mit $H_0 = 50, \Omega = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7, \Omega_R = 0.0$ (gestrichelte Linie), Λ CDM-Modell mit $H_0 = 75, \Omega = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7, \Omega_R = 0.0$ (gepunktete Linie), SCDM-Modell mit $H_0 = 65, \Omega = 1.0, \Omega_\Lambda = 0.0, \Omega_R = 0.0$ (gestrichelt-gepunktete Linie). 61
- 3.5 Daten für vier Blazare und die Regionen, in denen ihr intrinsisches Spektrum liegen liegt. 64
- 3.6 Flußabhängige Entfaltung des Spektrums von Mkn421. Die Bereiche, in denen das intrinsische Spektrum liegen kann, sind schattiert. (Flußabhängige Daten aus Kestel 2003, CT1 und Horns 2003, CT-System.) 67
- 3.7 *Links*: Infrarote Sternbildungsrate (durchgezogene Linie) und die Gesamtsternbildungsrate (gestrichelte Linie) für eine SCDM-Kosmologie. Die Daten stammen aus Saunder et al. (1990, Diamanten, IRAS); Mann et al. (2001, Kästchen, ISO); Rowan-Robinson et al. (1997, Sterne, ISO); Barger et al. (2000, Kreise, Radio, SUBmm); Hughes et al. (1998, SCUBA). *Rechts*: Infrarote Sternbildungsrate (durchgezogene Linie) und die Gesamtsternbildungsrate (gestrichelte Linie) für eine Λ CDM-Kosmologie. Die Daten sind die selben wie links. 69
- 3.8 χ^2 für $\dot{\rho}_*(z_p)$ zeigt ein Minimum bei 0,4 und 0.5 je nach kosmologischem Modell. 70
- 4.1 Skizze einer Paarkaskade. Die primäre Gammastrahlung bildet ein Elektron-Positron Paar. Dieses erzeugt durch inverse Comptonstreuung wieder Gammastrahlung. Entweder die Sekundärstrahlung entweicht, oder sie wird erneut absorbiert. 72
- 4.2 Mittlere Freie Weglänge für Paarbildung und für den Inversen Comptoneffekt in Abhängigkeit der Rotverschiebung des Ursprungs der Photonen. 73
- 4.3 Elektronenspektrum aus der Absorption von Gammastrahlung. Die Spektren sind abhängig von der Rotverschiebung der Gammaquelle. 76

4.4	Effekt der Absorption und Reemission auf ein Gammaskpektrum mit $\alpha_\gamma = 1.0$ bei unterschiedlichen Rotverschiebungen. Zu sehen sind das intrinsische Spektrum einschließlich des Effektes der Absorption (gestrichelte Linie), der sekundäre Fluß durch Kaskadierung (gepunktete Linie) und die Summe der beiden als Gesamtspektrum (dicke durchgezogene Linie: $E_{\max} = 1000$ TeV). Die dünne durchgezogene Linie zeigt die Änderung der Maximalenergie des intrinsischen Spektrums auf $E_{\max} = 10$ TeV.	78
4.5	Verhältnis zwischen intrinsischem und beobachteten Gammaskpektrum für verschiedene Photonenindices α_γ für eine Quelle bei $z = 0.03$	79
4.6	Verhältnis zwischen intrinsischem und beobachteten Gammaskpektrum für verschiedene Photonenindices α_γ für eine Quelle bei $z = 0.129$	80
4.7	Verteilung der Gammaquellen als Funktion der Rotverschiebung für unterschiedliche Leuchtkraftfunktionen. Die Gesamtzahl der Quellen ist vergleichbar. Die Daten stammen aus Hartman et al. (1999).	83
4.8	Spektrum der Gammahintergrundstrahlung. Gepunktete Linien sind die unabsorbierten Spektren, durchgezogene Linien stellen die Spektren mit Absorption und Sekundärer Komponente da. Wir nehmen eine Maximalenergie von 10 TeV an. Die eine der beiden Kurven werden mit der EGRET-LF berechnet, die andere mit der Radio-LF. Die Daten stammen von EGRET (Skreekumar et al. 1998, schwarze Diamanten; Strong, Moskalenko und Reimer 2004, weiße Kreise).	85
4.9	Prototypen der BL Lac Population der HBL. Das Spektrum orientiert sich an den Mkn501 Beobachtungen.	87
4.10	Prototypen der BL Lac Population der ExBL. Das Spektrum orientiert sich an den H1426+428 Beobachtungen.	88
4.11	Spektrum des extragalaktischen Gammastrahlungshintergrunds. Ergebnis für eine konstante Quellenverteilung. Das Gesamtspektrum besteht jeweils aus 3 Komponenten: EGRET Quellen mit einem Spektralindex von 1.35 (dünne durchgezogene Linie, HBL-Komponente (gepunktet-gestrichelte Linie) und einem Anteil an ExBLs (gestrichelte Linie).	90

- 4.12 Konstante Verteilung der HBL. Vergleich der Gesamtzahl der Quellen (gepunktete Linie) mit denen, die durch ein ein Cherenkovteleskop beobachtbaren Quellen ($E_{\text{gr}}=300$ GeV, $F_{\text{lim}} = 1 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) (durchgezogene Linie). Die lang-gestrichelte Linie stellt die beobachtbaren Quellen dar, wenn die extragalaktische Absorption nicht stattfinden würde. Das Histogramm ist für Gammaenergien skaliert und stammt aus Röntgenbeobachtungen aus Beckmann et al. (2003). 91
- 4.13 Konstante Verteilung der ExBL. Alles weitere wie in Abbildung 2.12. 91
- 4.14 Leuchtkraftfunktionen für die beiden unterschiedlichen Quellenpopulationen. Die schwarzen Diamanten stellen die Deltafunktionen des ersten Ansatzes dar, die Linie die Verteilung nach Beckmann et al. (2003). 92
- 4.15 Umrechnung der Röntgenleuchtkraft auf Gammaleuchtkraft. Sowohl die Röntgen- als auch die Gamma-Leuchtkräfte stammen aus Costamante und Ghisellini (2002). 93
- 4.16 Änderung der Gesamtleuchtkraft einer Quelle durch die extragalaktische Absorption. Der Effekt ist unabhängig von der gewählten Leuchtkraft und ändert sich ausschließlich mit der Rotverschiebung z 94
- 4.17 Spektrum des extragalaktischen Gammastrahlungshintergrunds. Ergebnis für die HBL-Komponente (dicke durchgezogene Linie) im Vergleich mit Gesamtspektrum ohne Kaskadierung (dünne durchgezogene Linie) und dem durch Kaskadierung entstandenen Anteil (gestrichelte Linie). 95
- 4.18 Spektrum des extragalaktischen Gammastrahlungshintergrunds. Ergebnis für die ExBL-Komponente (dicke durchgezogene Linie) im Vergleich mit Gesamtspektrum ohne Kaskadierung (dünne durchgezogene Linie) und dem durch Kaskadierung entstandenen Anteil (gestrichelte Linie). 95
- 4.19 Spektrum des extragalaktischen Gammastrahlungshintergrunds. Ergebnis für eine Verteilung nach Beckmann et al. (2003). Das Gesamtspektrum besteht jeweils aus 3 Komponenten: EGRET Quellen mit einem Spektralindex von 1.35 (dünne durchgezogene Linie, HBL (gepunktet-gestrichelte Linie) und einem dominierenden Anteil an ExBL (gestrichelte Linie). 96

4.20	Verteilung der HBL nach Beckmann et al. (2003). Vergleich der Gesamtanzahl der Quellen (gepunktete Linie) mit denen, die durch ein Cherenkovteleskop beobachtbar sind ($E_{\text{gr}}=300 \text{ GeV}$, $F_{\text{lim}} = 1 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) (durchgezogene Linie). Die gestrichelte Linie ist die Anzahl an Quellen, die mit einem IACT beobachtet werden könnten, wenn es keinerlei extragalaktische Absorption gäbe. . . .	97
4.21	Verteilung der ExBL nach Beckmann et al. (2003). Alles weitere wie in Abbildung 2.18	98
4.22	Änderung der Anzahl beobachtbarer Quellen als Funktion der Grenzenergie eines Cherenkovteleskops für unterschiedliche Flußgrenzen	101

Danksagung

Ich möchte mich zuerst bei Herrn Prof. Dr. Karl Mannheim für die Ermöglichung dieser Arbeit und die ständige Gesprächsbereitschaft bedanken. Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr. Isserstedt und Prof. Dr. Schmitz, die mir seit meiner Ankunft in Würzburg mit ihrer langjährigen Erfahrung in vielen Gesprächen immer zur Seite standen. Ich danke Thomas Bretz für seine Versuche, mich in die Geheimnisse von ROOT und C++ einzuführen, und für die stetige Hilfe in allen Situationen, in denen die Rechner nicht das taten was sie sollten. Besonders danken möchte ich noch Christian Hettlage und Frank Rieger, die immer bereit waren, mir bei Rechnungen und der Durchsicht der Doktorarbeit zu Helfen. Ich bedanke mich auch bei der gesamten Würzburger Arbeitsgruppe für Aufklärungen und Gespräche. Mein Dank gilt auch Frau Gisela Heyder, ohne deren Hilfe ich vor lauter Papierkrieg nie zum Arbeiten gekommen wäre. Nicht zuletzt gilt mein Dank meinem Verlobten Bart Geurten, der mir gezeigt hat daß es neben der Physik noch andere wichtige Dinge auf der Welt gibt. Natürlich danke ich meinen Eltern, die mich in jeglicher Hinsicht unterstützt und immer an mich geglaubt haben. Um niemanden zu vergessen, danke ich allen anderen, denen ich auf meinem Weg zur Promotion begegnet bin, da sie alle, auf die eine oder andere Weise, dazu beigetragen haben, daß ich es zu Ende gebracht habe.