



DISSERTATION
zur Erlangung des naturwissenschaftlichen Doktorgrades der
Julius-Maximilians-Universität Würzburg

Detaillierte Simulationen von Blazar-Emissionen

Ein numerischer Zugang zu Radio-
beobachtungen und Kurzzeitvariabilität

Julius-Maximilians-
**UNIVERSITÄT
WÜRZBURG**

Fakultät für
Physik und Astronomie

Vorgelegt von: Stephan Richter
Geboren in: Greifswald
Abgabe: Würzburg 2014



Eingeicht am:
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter:
2. Gutachter:
3. Gutachter:
der Dissertation.

Vorsitzende(r):
1. Prüfer:
2. Prüfer:
3. Prüfer:
im Promotionskolloquium (unzutreffendes streichen).

Tag des Promotionskolloquiums:

Doktorurkunde ausgehändigt am:

Kurzzusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit den Prozessen, die in einer Unterklasse der Aktiven Galaxienkerne, den Blazaren, das Emissionsspektrum dieser Objekte erzeugen. Dies beinhaltet insbesondere den Beschleunigungsprozess, der eine nichtthermische Teilchenverteilung erzeugt, sowie diverse Strahlungsprozesse. Das Spektrum dieser Quellen reicht dabei vom Radiobereich bis zu Energien im TeV-Bereich. Die Form des zeitlich gemittelten Spektrums kann durch Modelle bereits sehr gut beschrieben werden. Insbesondere die erste der beiden dominierenden Komponenten des Spektrums kann mit hoher Sicherheit mit Synchrotronemission einer Elektronenenergieverteilung in Form eines Potenzgesetzes identifiziert werden. Für den Ursprung der zweiten Komponente existieren jedoch verschiedene Erklärungsversuche. Dies sind im wesentlichen die inverse Compton-Streuung der internen oder externer Strahlung (leptonische Modelle) sowie die Emission und photohadronische Wechselwirkung einer hochenergetischen Verteilung von Protonen in der Quelle.

Eine räumliche Auflösung des Ursprungs der detektierten Strahlung ist mit den zur Verfügung stehenden Teleskopen nicht möglich. Einschränkungen für die Ausdehnung dieser Emissionszone ergeben sich lediglich aus der Variation des Emissionsspektrums. Eine Bestimmung der Morphologie ist jedoch im selbstabsorbierten Radiobereich des Spektrums durch die Ausnutzung von interferometrischen Beobachtungen möglich. Die resultierenden Längen, auf denen die im inneren der Quelle selbstabsorbierte Strahlung die Quelle schließlich verlässt, sind jedoch etwa zwei Größenordnungen oberhalb der aus den Variabilitätszeitskalen gefolgerten Limits.

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Modell soll dabei helfen, verschiedene Beobachtungen mit Hilfe eines quantitativen Modells zu beschreiben. Hier steht insbesondere die Korrelation zwischen den Verläufen der Hochenergie- und Radioemission im Vordergrund. Eine Aussage über die Existenz einer solchen Verbindung konnte aus den bisherigen Beobachtungen nicht getroffen werden. Eine quantitative Modellierung könnte bei der Interpretation der bisher uneindeutigen Datenlage helfen. Eine weitere, durch Modelle bisher nicht beschreibbare, Beobachtungsevidenz sind extrem kurzzeitige Variationen des Flusszustands. Die Lichtlaufzeit durch das für die Modellierung benö-

tigte Raumgebiet ist zumeist größer als die beobachtete Zeitskala. Zudem deuten die Beobachtungen darauf hin, dass manche dieser Flussausbrüche nicht zwischen den verschiedenen Bändern korreliert sind, wie es zumindest die leptonischen Modelle erwarten lassen würden.

Das hier beschriebene Modell verbindet eine räumliche Auflösung des Emissionsgebiets mit dem dominanten Beschleunigungsmechanismus. Hierdurch konnte zunächst gezeigt werden, dass die Beschreibung von Variabilität auch auf Skalen unterhalb der Lichtlaufzeit durch das modellierte Raumgebiet möglich ist. Zudem wurde ein Szenario quantifiziert, dass im leptonischen Fall unkorrelierte Ausbrüche vorhersagt. Durch eine Erweiterung des Emissionsgebiets gegenüber anderen Blazar-Modellen um zwei Größenordnung konnte zudem eine Verknüpfung zwischen dem Hochenergie- und dem Radiobereich erfolgen. Die gefundene Morphologie des Einschlussgebiets der nichtthermischen Teilchenpopulation beinhaltet eine physikalisch sinnvolle Randbedingung für das Emissionsgebiet der Hochenergiestrahlung, die zudem den für die betrachtete Quelle korrekten Spektralindex im Radiobereich erzeugt. Darüber hinaus wurden in das Modell sowohl leptonische als auch hadronische Prozesse integriert, die eine flexible und unvoreingenommene Modellierung potentieller Hybridquellen erlauben.

Mit dem entwickelten Modell ist es möglich, aus detailliert vermessenen Lichtkurven im Hochenergiebereich die zu erwartende Radioemission vorherzusagen. Die in diese Vorhersage eingehenden Parameter lassen sich aus der Modellierung des Gleichgewichtsspektrums bestimmen.

Abstract

The work presented here addresses processes that are responsible for the emission spectra of a certain sub-class of Active Galactic Nuclei, the Blazars. In particular, these include the acceleration process, producing the non-thermal particle distribution, and various emission processes. The spectra of Blazars range from the radio band up until energies in the TeV range. The form of the steady state spectrum is explained well by existing models. There is, in particular, strong evidence that the first of the two bumps of the spectral energy distribution is the synchrotron emission of an electron power-law distribution. For the second bump there are, however, several possibilities. Roughly speaking these are the inverse Compton scattering of the internal radiation or an external radiation field (leptonic models), as well as the emission of non-thermal protons and photo hadronic interactions with these protons.

A resolution of the source of the detected radiation is not in the scope of existing telescopes. Limits on the spatial extent of the emission region only follow from the variation timescales of the spectra. In the self-absorbed radio regime, a determination of the morphology is however possible due to interferometric observations. The observed lengths represent the scale at which the radiation, which is self-absorbed in the innermost parts, eventually leaves the source. However, this scale is two orders of magnitude larger than the limits deduced from the variability timescales.

The model developed during the course of this work is designed to produce a quantitative description of various observations. First and foremost these are the correlations between the radio regime and the very high energy regime. Strong evidence either for or against the existence of such a correlation was not possible thus far with the available data. Quantitative modelling could help to interpret the presently unclear situation. Additional observations, that cannot be explained by current models, are extreme short-term variability. The light travelling times through the emission region that are required for the steady state modelling are usually much longer than the observed timescales. Moreover, observations indicate that some of the observed flares have no correlated variability in other bands as would be expected from leptonic models.

The model described in this thesis connects a spatial resolution of the emission region

with the dominant acceleration process. With this approach it could be shown, that the modelling of variability on scales below the light travel time limits can be achieved. Moreover, a leptonic scenario predicting uncorrelated short-term variability was quantified. A connection between the radio and very high energy emission was achieved via an extension of the size of the emission region by two orders of magnitude. The morphology of the confinement region that was used for the large scale simulations provides both a physical sound boundary condition for the high energy emission, as well as a correct description of the observed spectral index in the radio. Furthermore, both leptonic and photohadronic processes were implemented, providing a flexible and unbiased modelling of hybrid sources.

The developed model is capable of predicting the radio emission on the basis of detailed light curves in the high energy regime. The parameters entering this prediction follow from the modelling of the steady state of the chosen source.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Phänomenologie der Aktiven Galaxienkerne	5
2.1.1	Unterklassen	5
2.1.2	Vereinheitlichtes Modell	7
2.1.3	Beobachtungen und Theorie von Blazaren	10
2.2	Jetentstehung	15
2.2.1	Schwarze Löcher	15
2.2.2	Jet-Modelle	18
2.3	Kosmische Strahlung	19
2.3.1	Spektrum der Kosmischen Strahlung	20
2.3.2	Extragalaktische Kosmische Strahlung	22
2.4	Relativistische Effekte	22
2.4.1	Längenkontraktion und Laufzeiteffekte	24
2.4.2	Scheinbare Überlichtgeschwindigkeit	25
2.5	Teilchenbeschleunigung	26
2.5.1	Fermi-II-Beschleunigung	26
2.5.2	Fermi-I-Beschleunigung	28
2.5.3	Zeitskalen der Schockbeschleunigung	32
2.5.4	Alternative Theorien	33
2.6	Strahlungsprozesse	34
2.6.1	Synchrotronemission	34
2.6.2	Synchrotronselfabsorption	35
2.6.3	Inverse Compton-Streuung	37
2.6.4	Paarerzeugung	38
2.6.5	Photohadronische Prozesse	42
2.7	Strahlungsgrößen und Strahlungstransport	49
2.7.1	Strahlungsgrößen	49

2.7.2	Strahlungstransport	51
2.8	Modelle von Blazar-Emissionen	52
2.8.1	Homogene Modelle	52
2.8.2	Inhomogene Modelle	53
3	Modell	55
3.1	Geometrie	55
3.2	Fermi-Beschleunigung	57
3.3	Kinetische Gleichungen	58
3.3.1	Fokker-Planck-Gleichung	59
3.3.2	Komponenten der kinetischen Gleichungen	61
3.3.3	Zusammenfassung	63
3.4	Strahlungsevolution	65
3.5	Parameter	66
3.6	Numerik	69
3.6.1	Diskretisierung	69
3.6.2	Schemata	71
3.6.3	Behandlung unterschiedlicher Zeitskalen	75
3.6.4	Parallelisierung	77
3.6.5	Validierung	80
4	Ergebnisse	87
4.1	Szenario für stark variable Orphan Flares	87
4.1.1	Problemstellung	88
4.1.2	Gleichgewichtszustand	88
4.1.3	Flare durch Teilcheninjektion	90
4.1.4	Schockszenario	93
4.1.5	Multi-Band-Variabilität	98
4.1.6	Diskussion	102
4.2	Radioemission von AGN	104
4.2.1	Radiomorphologie	109
4.2.2	Zeitliche Korrelationen mit dem Radioband	114
4.3	Photohadronische Modellierung	120
4.3.1	Effekt der Myon-Kühlung	121
4.3.2	Neutrino-Flüsse	123

5 Zusammenfassung	127
5.1 Diskussion	127
5.2 Ausblick	130
Anhang	133
A Transformation der Teilchenverteilung in das Schocksystem	135
B Effekt einer Jetmorphologie in Form eines Potenzgesetzes	137
Literaturverzeichnis	141
Abkürzungsverzeichnis	163
Publikationen im Zusammenhang mit dieser Doktorarbeit	167
Danksagung	169
Eigenständigkeitserklärung	171

1 Einleitung

Die Untersuchung weit entfernter astrophysikalischer Objekte ist prinzipiell mit der Schwierigkeit verbunden, dass unsere Informationen lediglich aus der Strahlung in einer begrenzten Anzahl elektromagnetischer Bänder bestehen¹. Unser restlicher Wissensstand beruht ausschließlich auf einer Kombination dieser begrenzten Daten mit einer großen Anzahl von Modellen. Diese reichen von kosmologischen Modellen, über die Beschreibung von Teilchen- und Strahlungstransport, bis hin zur Modellierung einzelner Quellen und ihrer Emissionsspektren. Um hieraus neue Erkenntnisse über die physikalischen Gegebenheiten an den Quellen der durch uns detektierten Strahlung zu erlangen, ist es nötig, dass zum einen Modelle die gesamte Bandbreite der Daten nutzen können, zum anderen genügend Daten zur Falsifikation jener Modelle zur Verfügung stehen.

Die vorliegende Arbeit entstand aus der Erkenntnis heraus, dass die vorhandenen Modelle zur Beschreibung einer bestimmten Klasse von Objekten der Diversität der vorhandenen Daten nicht mehr gerecht wurden. Ziel der Arbeit war es also, eine möglichst detaillierte Abbildung aller relevanten physikalischen Prozesse zu erreichen und Vorhersagen für Messgrößen auf möglichst vielen verschiedenen Skalen zu erhalten.

Die Untersuchungsobjekte dieser Arbeit sind die sogenannten Blazare, eine Untergruppe der Aktiven Galaxienkerne (*engl. active galactic nuclei*, AGN). Diese Objekte zeichnen sich durch einen stark erhöhten Fluss elektromagnetischer Strahlung aus dem direkten Zentrum einer Galaxie aus. Das Spektrum und die Morphologie dieser Emissionen ist dabei vielgestaltig. Sie reichen von Quellen, deren Fluss durch Röntgenstrahlung aus dem Zentrum einer Galaxie dominiert ist, die daher zumeist nicht aufgelöst werden können (Walker 1968), bis hin zu sogenannten Jets², die ein breites Spektrum zeigen. Mit der Zeit gelang es, die verschiedenen Erscheinungsformen in ein einheitliches Modell zu integrieren, das unter anderem durch Urry & Padovani (1995) zusammengefasst wurde. Die Ausprägung, in der wir als ortsfeste Beobachter eine Quelle wahrnehmen, hängt demnach lediglich vom Winkel zwischen Sichtlinie und Jet ab, sowie von der intrinsischen

¹Eine mögliche Erweiterung unserer Wissensquellen könnten in naher Zukunft Neutrinos sein, sobald es gelingt, einzelne Punkt-Quellen zu detektieren (Aartsen et al. 2013).

²Lineare Ausflüsse, die beidseitig einer Akkretionsscheibe räumlich symmetrisch auftreten und weit hinaus in den intergalaktischen Raum reichen.

Stärke der Jets.

Blazare zeichnen sich demnach durch einen stark relativistischen Ausfluss, dessen Achse mit der Sichtlinie nur einen sehr kleinen Winkel einschließt, aus. Die damit verbundene relativistische Verstärkung der Leuchtkraft, das sogenannte Beaming, erzeugt den Eindruck eines einseitigen Jets (Rees 1966). Das Spektrum der Blazare ist sehr breit und reicht von einem für gewöhnlich sehr flachen Radiobereich, über den optischen und Röntgenbereich, bis hin zu Frequenzen von einigen 10^{28} Hz, dem sogenannten TeV-Bereich. Trotzdem sich die Spektren über mehrere Größenordnungen erstrecken, zeigen sie eine erstaunlich einheitliche Struktur (Fossati et al. 1998). Somit lassen sich dann auch große Teile des Spektrums durch ein verhältnismäßig einfaches Modell beschreiben — das Synchrotron selbst-Compton Modell (*engl. synchrotron self Compton, SSC*) (Celotti et al. 1991).

Die simple Form des Spektrums wird umso faszinierender, wenn man die zeitliche und räumliche Struktur der Emissionen betrachtet. Alle Quellen zeigen eine starke Variation des Flusses auf Zeitskalen zwischen Wochen und Jahren (Vol’vach et al. 2013; Lister et al. 2009). Bei einigen wenigen Quellen reicht die Skala bis hinab zu Minuten (Aharonian et al. 2007). Auch die Morphologie der Emission, die hauptsächlich im Radiobereich unter der Ausnutzung von Interferometrie (Alef 2004) untersucht werden kann, weist eine ausgeprägte Struktur auf (Antonucci & Ulvestad 1985). So unterteilt sich der Jet, insbesondere nahe seiner Basis, in viele kleine Emissionsgebiete — sogenannte Blobs — deren Größenordnungen bis unterhalb eines Parsecs reichen (Müller et al. 2011).

Die phänomenologische Einteilung der Blazare und die physikalischen Grundlagen zum Verständnis der Modelle zu ihrer Beschreibung, sollen im Kapitel 2 gelegt werden. Anschließend soll neben der reinen Beschreibung des vorliegenden Modells in Kapitel 3 auch auf die Übersimplifizierung der meisten bisher verwendeten Modelle (siehe z. B. Tavecchio et al. 1998; Abdo et al. 2011b) eingegangen werden.

Diese besteht aus hauptsächlich zwei problematischen Punkten. Der erste betrifft die Beschleunigung der in der Quelle vorhandenen, geladenen Teilchen. Sie wird häufig nicht zeitabhängig implementiert. Stattdessen wird a priori ein Potenzgesetz für die Energieverteilung der Teilchen angenommen. Dies wird theoretisch durch den Prozess der Fermi-Beschleunigung (Webb 1983) motiviert. Auf Seiten der Evidenz aus Beobachtungen steht die Form des emittierten elektromagnetischen Spektrums der Quellen, sowie die Detektion eines Potenzgesetzes für die Energieverteilung der kosmischen Strahlung (Swordy 2001). Dennoch sind diese Modelle nicht selbstkonsistent in dem Sinne, dass die verwendeten physikalischen Parameter nur im Nachhinein auf Konsistenz mit dem angenommenen Spektrum getestet werden können. Die zeitabhängige Implemen-

tierung der Beschleunigung über eine parametrisierte Zeitskala bedarf der künstlichen Trennung in eine Beschleunigungs- und eine Strahlungszone. Trotzdem sind mit diesem Ansatz Rückschlüsse auf die Art der Beschleunigung und der relevanten Teilchenspezies möglich (Weidinger & Spanier 2011).

Hier tritt bereits der zweite Punkt zu Tage: Die Annahme eines homogenen Raumbereichs. Da die Fermi-Beschleunigung kein lokaler Prozess ist — Teilchen müssen auf zwei Seiten eines Schocks gestreut werden und diesen mehrfach überqueren — stellt diese Näherung bereits ein Problem dar. Bei der Beschreibung der Emission ist eine Mittelung in begrenztem Maße zulässig, solange die räumliche Abhängigkeit aller Energiebereiche linear und einheitlich ist. In der vorliegenden Dissertation wird gezeigt, dass dies zumindest für den Radiobereich, dessen Strahlung in den betrachteten Quellen selbstabsorbiert ist, nicht mehr gilt.

Das in dieser Arbeit dargelegte Modell kann durch die Einführung einer Ortsauflösung die obigen Einschränkungen überwinden. So wird die Verknüpfung der Schockphysik mit der emittierten Strahlung durch die explizite Streuung von Teilchen in der Umgebung eines definierten Schocks möglich. Ferner erlaubt die Expansion des betrachteten Gebiets zum einen das Testen von physikalisch sinnvollen Randbedingungen, die in bisherigen Modellen rein numerisch sind, zum anderen die Untersuchung der Radioemission und ihrer Morphologie.

Die mit dem Modell vorgenommenen Untersuchungen und die daraus zu ziehenden Schlussfolgerungen werden in Kapitel 4 zusammengefasst. Darüber hinaus reichende Perspektiven, die durch eine systematische Anwendung der hinzugewonnenen Methodik auf eine große Zahl von Quellen möglich sind, sollen im Kapitel 5 diskutiert werden.

2 Grundlagen

Im folgenden Kapitel sollen die theoretischen Grundlagen für das Verständnis unseres Bildes der Blazare gelegt werden. Hierzu gehören zunächst die phänomenologische Einteilung in die Klasse der AGNs sowie die detaillierte Beschreibung der beobachteten Eigenschaften. Im Weiteren sollen die für die Erklärung von hochenergetischer Strahlung notwendigen Beschleunigungsprozesse, Strahlungsprozesse und schließlich der Strahlungstransport beschrieben werden. Abschließend soll ein Überblick der auf diesen Erkenntnissen basierenden Modelle gegeben werden.

2.1 Phänomenologie der Aktiven Galaxienkerne

Blazare gehören zur Klasse der Aktiven Galaxienkerne, Objekten im direkten Zentrum von Galaxien, deren Leuchtkraft in der gleichen Größenordnung liegt wie die der restlichen Galaxie. Ihre Spektren unterscheiden sich stark von den Planckspektren der Sterne. Sie können ein sehr breites, nichtthermisches Kontinuum oder starke Emissionslinien aufweisen. Historisch wurden eine Vielzahl unterschiedlicher Ausprägungen von AGNs beschrieben, die erst später in einem Modell vereint wurden.

2.1.1 Unterklassen

Seyfert-Galaxien Von den Objekten, die heute zu den AGNs gezählt werden, wurde zunächst im frühen 20. Jahrhundert das Objekt *NGC 1068* entdeckt, das später in die Klasse der Seyfert-Galaxien — benannt nach Karl Keenan Seyfert — eingeordnet wurde. Interessanterweise wurde erst später durch Hubble (1926) gezeigt, dass es sich bei dieser Quelle nicht um einen Spiralnebel in der Milchstraße handelt, sondern um ein extragalaktisches Objekt. Erst deutlich später kamen zahlreiche Quellen hinzu, die alleamt helle und breite Emissionslinien zeigen (Seyfert 1943). In den 70er Jahren gelang es schließlich, dank genauerer photometrischer und spektroskopischer Messungen, eine Unterteilung in Seyfert-Galaxien mit breiten und schmalen (Typ II) und nur schmalen Emissionslinien (Typ I) vorzunehmen. Die ursprüngliche Arbeit von Khachikian & Weedman (1971) macht jedoch eine andere Einteilung in *class 1* und *class 2*, die heute

als Typ I klassifiziert werden, und eine kleine Gruppe von Objekten der *class 3*, den heutigen Typ-II-Seyfert-Galaxien.

Radiogalaxien Die erste Radioquelle *Cygnus A* (Abbildung 2.1) wurde in den 40er Jahren durch Hey et al. (1946) nachgewiesen. Ihr Zusammenhang mit Objekten im optischen Bereich wurde wenig später erkannt (Mills 1954). Durch die Nutzung großer Netzwerke

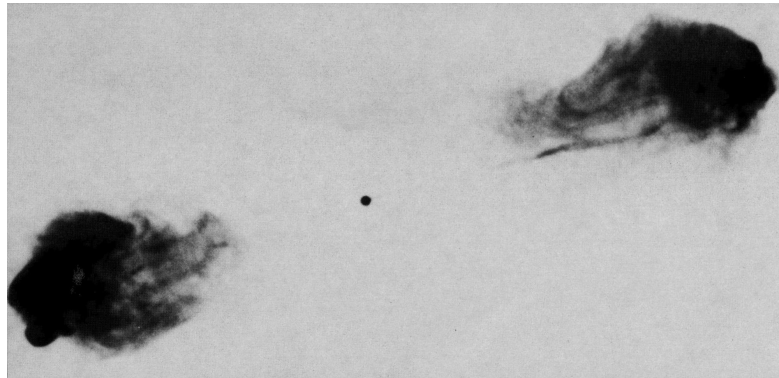


Abbildung 2.1: Aufnahme der 6 cm Radioemission von *Cygnus A* durch Perley et al. (1984). Die Jets erstrecken sich über eine Distanz von circa 200 kpc bis zu den sogenannten Radiokeulen (*engl. radio lobes*).

von Radioteleskopen, zunächst dem *One-Mile Telescope*, später dem *Very Large Array*, VLA, konnte die Morphologie der Radiogalaxien immer genauer vermessen werden, was schließlich zur Einteilung durch Fanaroff & Riley (1974) führte. Sie konnten einen Zusammenhang zwischen der Leuchtkraft einer Quelle und der Entfernung der Radio-Spots von der zentralen Galaxie im Verhältnis zur Gesamtgröße der diffusen Radioemission feststellen. Somit werden Objekte wie *Cygnus A* mit weit reichenden Jets, an deren Enden der Radiofluss ein lokales Maximum hat, als Fanaroff-Riley Type II (FR-II) Radiogalaxien klassifiziert. Sie besitzen im Allgemeinen eine höhere Leuchtkraft. Fanaroff-Riley Type I (FR-I) Galaxien, wie *Centaurus A* (Abbildung 2.2), deren großskalige Radioemissionen deutlich diffuser sind, besitzen geringere Leuchtkraft.

Quasare Zusätzlich zu den Radiogalaxien wurden Anfang der 60er Jahre zahlreiche Quellen identifiziert (z. B. *3C 273*), die ähnliche Eigenschaften besaßen, deren Emission jedoch aus einem wesentlich kleineren Raumwinkel stammte (Matthews & Sandage 1963). Zudem weisen sie, wie die beiden oben beschriebenen Klassen, starke Emissionslinien auf. Die Punktquellen legten zunächst einen galaktischen Ursprung nahe, jedoch

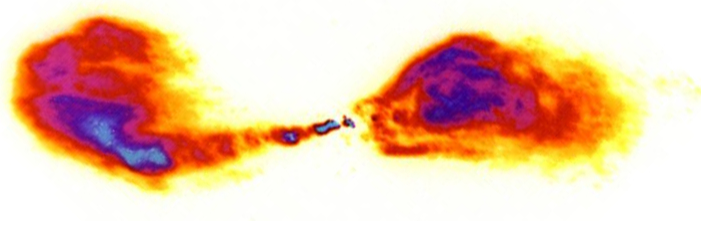


Abbildung 2.2: Aufnahme der 6 cm Radioemission der inneren Radiokeulen von *Centaurus A* durch Burns & Price (1983).

wurden sehr schnell Rotverschiebungen von $z = 0,3675$ (*3C 48*) gemessen¹. Somit muss es sich bei Quasaren um sehr weit entfernte, aber sehr leuchtstarke Objekte handeln, die zudem eine große zeitliche Variabilität aufweisen. Der Name Quasar leitet sich über diese Erkenntnisgeschichte von *quasi-stellar radio sources* ab. Mit dem Wissen über die Existenz solcher Objekte wurden zudem auch Quasare ohne starke Radiokomponente gefunden. Diese heute als radioleise (*engl. radio quiet*) bezeichnete Unterklasse macht etwa 90 Prozent der Objekte aus (Kukula et al. 1998). Quellen mit starkem Radiofluss werden radiolaut (*engl. radio loud*) genannt.

Mit Entfernungen bis zu Rotverschiebungen von $z = 8,6$ (Lehnert et al. 2010) stellen diese Objekte heute eine wichtige Informationsquelle über die Evolution des frühen Universums dar.

Blazare Eine extreme Form der Quasare, die ein sehr breites Spektrum haben — vom Radiobereich bis zu Energien von einigen TeV — und sehr wenige, zum Teil auch keine, Linien aufweisen, sind die Blazare. Ihr Prototyp ist *BL Lac=2200+420*, von dem sich auch die Klassenbezeichnung ableitet. Auf Grund ihrer zentralen Rolle findet sich eine detaillierte Beschreibung der Blazare im Abschnitt 2.1.3.

2.1.2 Vereinheitlichtes Modell

Nach Vorarbeiten von unter anderen Rowan-Robinson (1977) gelang es schließlich, ein einheitliches physikalisches Modell für das Auftreten starker, nichtthermischer Emission aus dem Zentrum einer Galaxie zu finden (siehe z. B. Kukula et al. 1998).

Als zentraler Antrieb für die starken Leuchtkräfte wird ein supermassives Schwarzes Loch postuliert. Auch wenn prinzipiell nur indirekte Nachweise für Schwarze Löcher möglich sind, so gelang dies für das Zentrum der Milchstraße *Sagittarius A** eindrucksvoll (Gillessen et al. 2009). Die für die Emissionen aus der Umgebung des Schwarzen

¹Eine Übersicht der Entdeckungsgeschichte von Quasaren findet sich z. B. in Schmidt (1984).

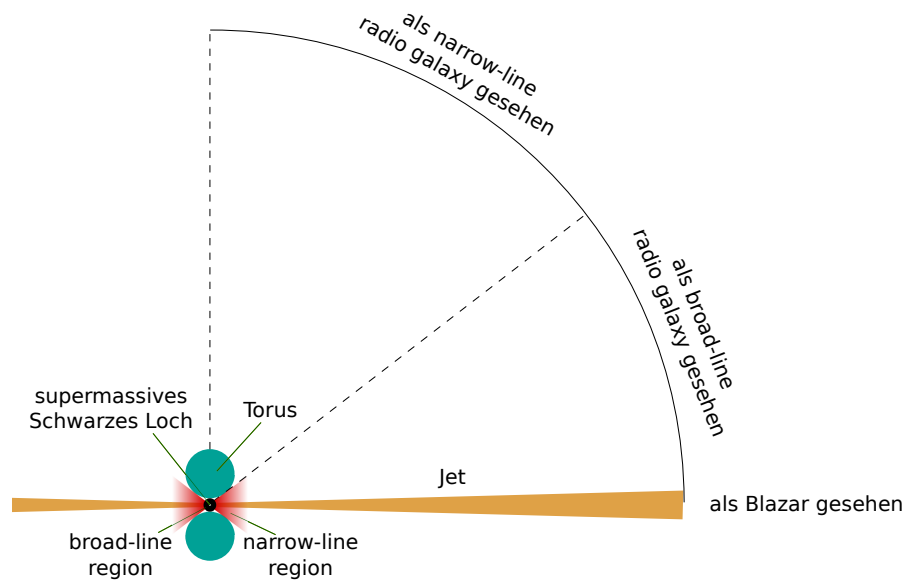


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Ausprägungen radiolauter AGNs.

Lochs in Frage kommenden Prozesse werden in Abschnitt 2.2 diskutiert. Die vor allem in Seyfert-I-Galaxien markanten breiten Emissionslinien werden durch starke Dopplerverbreiterung erklärt, die in Folge der hohen Bahngeschwindigkeiten im Gravitationsfeld des Schwarzen Lochs auftritt. Dieses nahe am Schwarzen Loch gelegene Raumgebiet wird als *broad line region (BLR)* bezeichnet und enthält stark ionisiertes Gas. Weiter entfernt wird der Ursprung der schmalen Emissionslinien mit der *narrow line region (NLR)* angenommen. Zur Verdeckung der BLR dient im Modell ein Staubtorus, der sich um das Schwarze Loch herum befindet. Seine Höhe muss in der Größenordnung der Entfernung zur BLR liegen. Die schematische Darstellung dieses Aufbaus findet sich — jeweils für den Fall mit und ohne Jet — in den Abbildungen 2.3 und 2.4.

Die Klassifikation des von uns beobachteten Objekts hängt dann im Wesentlichen von drei Größen ab. Dies sind die intrinsische Leuchtkraft des Objekts, die Stärke des Jets und der Blickwinkel, unter dem ein Objekt beobachtet wird. Die ausgezeichnete Richtung, bezüglich der der Blickwinkel definiert wird, ist entweder durch den Jet oder durch die Normale der Akkretionsscheibe bzw. des Staubtoruses bestimmt. Diesem Bild zufolge sind Objekte ohne oder mit sehr schwachen Jets radioleise Objekte, wie Seyfert-Galaxien oder die meisten Quasare. Blickt man unter einem Winkel nahe 90° in das galaktische Zentrum, so wird die BLR durch den Staubtorus verdeckt und nur die schmalen Linien der NLR können direkt beobachtet werden. Diese Annahme wird durch die Beobachtung schwacher, polarisierter, breiter Linien in Typ-II-Objekten gestärkt (Moran et al.

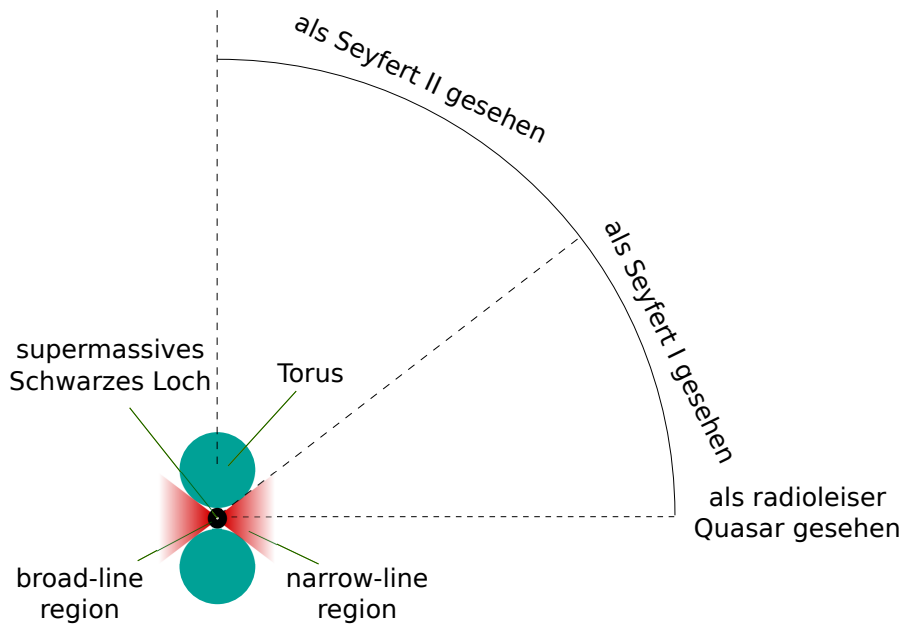


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Ausprägungen radioleiser AGNs.

2000), die als Reflexion der verdeckten BLR am Torus interpretiert werden. Mit kleiner werdendem Winkel wird die BLR direkt sichtbar. Ebenso wie die eher leuchtschwachen Seyfert-Galaxien werden ihre leuchtstarken Gegenstücke entsprechend der Breite ihrer Emissionslinien eingeteilt.

Auf der Seite der radiolauten AGNs ist die Diskussion der Emissionslinien unverändert. Als neuer Aspekt kommt hier lediglich die Emission aus dem Jet hinzu. Diese sind am deutlichsten unter großen Winkeln um 90° in Form von Radiogalaxien zu erkennen. Die Stärke des Jets bestimmt dabei die Einteilung in FR-I- und FR-II-Objekte. Auf Grund der relativistischen Verstärkung durch die mit hohen Doppler-Faktoren ausströmenden Jets wird der Anteil der Jetemission am Gesamtspektrum mit kleiner werdendem Winkel stetig größer. Die Spektren von Blazaren sind schließlich vollständig durch die Emission aus dem Jet dominiert. Entsprechend sind Emissionslinien aus der BLR und NLR nur sehr schwach oder gar nicht vorhanden.

Die physikalischen Bedingungen, die die bolometrische Leuchtkraft oder die Existenz eines Jets (Meyer et al. 2013) bestimmen, sowie eine mögliche Entwicklung zwischen den Klassen ist Gegenstand aktueller Forschung (Merloni & Heinz 2013).

2.1.3 Beobachtungen und Theorie von Blazaren

Blazare sind dementsprechend für Modelle der Jet-Emission wichtige Objekte, weshalb im Folgenden der derzeitige Erkenntnisstand über diese AGN-Klasse zusammengefasst werden soll.

Blazare zeigen eine sehr breite spektrale Energieverteilung (*engl. spectral energy distribution, SED*), vom Radio- bis in den TeV-Bereich. Die mit einer umfassenden Untersuchung verbundene Vielzahl an Teleskopen macht eine systematische, zeitlich kohärente Beobachtung dieser Objekte sehr schwierig. Dennoch gibt es mittlerweile eine große Zahl an Multi-Wellenlängen-Kampagnen, die unser Bild von Blazaren nachhaltig beeinflusst haben.

Hier ist zunächst die Einteilung in Unterklassen entsprechend der spektralen Eigenschaften zu nennen — die sogenannte *Blazar-Sequence* (Fossati et al. 1998). Wie in

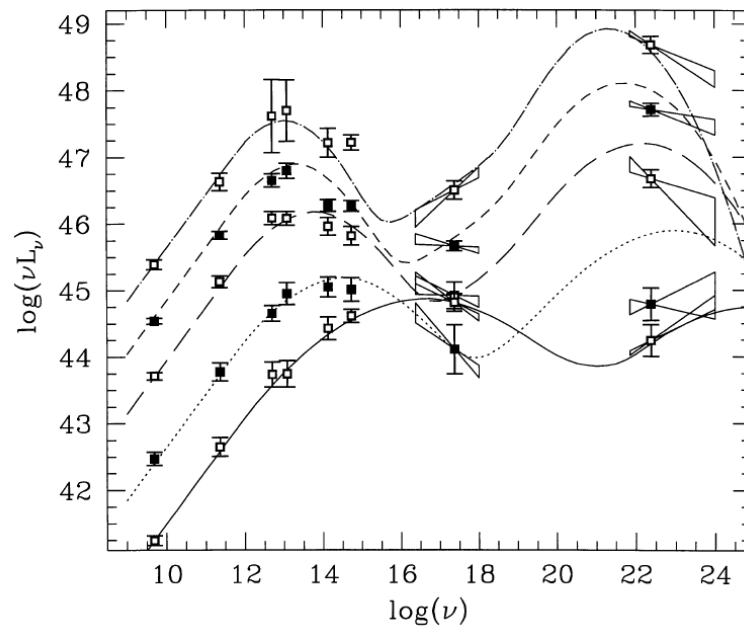


Abbildung 2.5: Typische Blazar SEDs und ihre Sequenz nach Fossati et al. (1998).

Abbildung 2.5 zu sehen, zeigen alle Blazare zwei Flussmaxima. Das erste Maximum, das durch die Emission von Synchrotronstrahlung einer relativistischen Elektronenverteilung erklärt wird, befindet sich zwischen dem optischen und dem Röntgenbereich. Die zweite Komponente der SED, deren Ursprung bisher nicht eindeutig geklärt ist, hat ihr Maximum zwischen dem harten Röntgen- und dem TeV-Bereich. Die SED eines Blazars kann also schon allein durch die Position der Maxima und der zugehörigen Flüsse

recht gut beschrieben werden. Darauf stützt sich dann auch die vorgeschlagene Blazar-Sequenz, die mit zunehmender Peakfrequenz eine Abnahme der bolometrischen Helligkeit feststellt. Quellen werden demnach neben den flat spectrum radio quasars (FSRQs) in leuchtkräftige *low-frequency peaked BL Lac (LBL)*, leuchtschwache *high-frequency peaked BL Lac (HBL)* und *intermediate BL Lac (IBL)*-Objekte eingeteilt. Nach aktuellen, umfangreichen und systematischen Erhebungen ist diese Aussage nicht mehr in dieser Form haltbar (Meyer et al. 2011). Dennoch bleibt, wie in Abbildung 2.6 dargestellt, festzustellen, dass Quellen mit Maxima bei hohen Frequenzen und mit hoher Leuchtkraft nicht zu existieren scheinen. Dies kann auch nicht auf einen Selektionseffekt zurückgeführt werden.

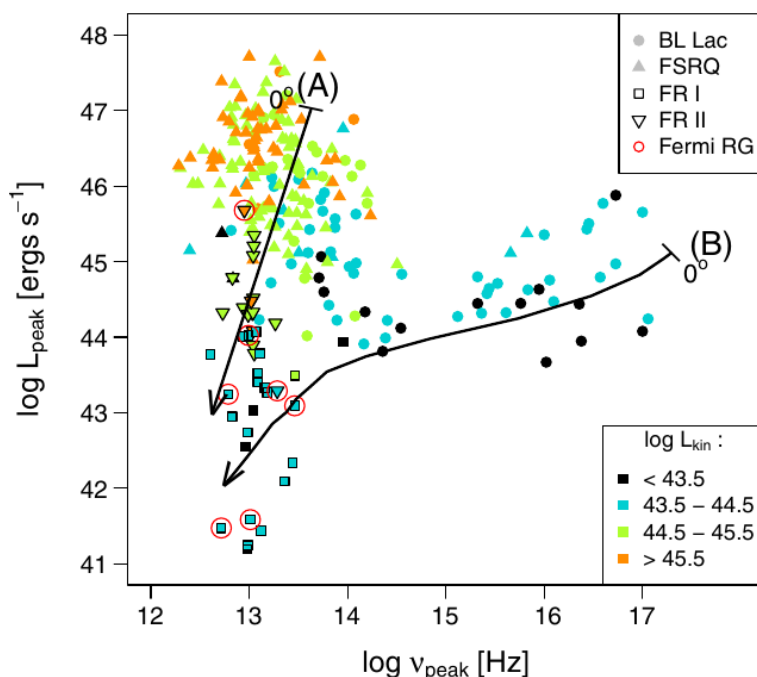


Abbildung 2.6: Verteilung der Peakfrequenzen und Helligkeiten der bisher umfangreichsten Quellenliste (Meyer et al. 2011).

Eine weitere markante Eigenschaft von Blazaren ist die zeitliche Variabilität ihrer SEDs. Sie findet auf höchst verschiedenen Zeitskalen statt, wobei der Hochenergiebereich mit Flussänderungen um eine Größenordnung innerhalb weniger Minuten sicherlich am beeindruckendsten ist (Aharonian et al. 2007). Solche extrem schnellen und nur kurz anhaltenden Ausbrüche bezeichnet man als Flares. Da die Größe des Raumbereichs, das in dieser Zeit über die Lichtgeschwindigkeit kausal verknüpft ist, teilweise sehr klein ist, bieten diese extremen Ereignisse eine Möglichkeit zur Einschränkung von

Modellen der Jetentstehung und Jetdynamik (Ghisellini et al. 2009). Auf der anderen Seite werden Langzeitbeobachtungen über mehrere Jahre im Radiobereich (z. B. Kadler et al. 2007) durchgeführt. Hier stehen nicht die Untersuchungen kurzzeitiger Ausbrüche im Vordergrund, sondern die Identifikation periodischer oder zumindest systematischer Veränderungen der Quelle (Tornikoski et al. 2006).

Wie in Abschnitt 2.8 gezeigt wird, postulieren alle Modelle der Emission von Blazaren eine starke Korrelation zwischen den verschiedenen Bändern der SED. Eine solche Verbindung wird auch für eine Vielzahl von Bändern tatsächlich beobachtet². Eine Sonderrolle spielt hier der Radiobereich. Die Emission in diesem Band ist selbstabsorbiert. Dies bedeutet anschaulich, dass die emittierte Strahlung innerhalb der Quellregion von der emittierenden Teilchenpopulation selbst wieder teilweise reabsorbiert wird. Die Strahlung kann entsprechend nicht direkt aus der Quelle entweichen. Erst wenn sich die physikalischen Bedingungen ändern, etwa durch Transport zu größeren Raum- und somit auch Zeitskalen, kann die Strahlung schließlich entweichen. Man erwartet demnach eine zeitliche Verzögerung zwischen den Hochenergie- und den Radiobändern. Tatsächlich gelang es mittlerweile, solche Abläufe zu beobachten (Jorstad et al. 2009; Agudo et al. 2011). Jedoch gelingt es in vielen Fällen nicht, die Radiokomponente eines Flares zu detektieren (Ciprini et al. 2004).

Die Bedeutung des Radiobereichs für die Untersuchung von Blazar-Jets wird durch einen Blick auf das Auflösungsvermögen

$$\Delta\phi_{min} \propto \frac{\lambda}{D} \quad (2.1)$$

deutlich. Dieses ist proportional zum Verhältnis aus Wellenlänge λ der beobachteten Strahlung und Apertur D des Teleskops.

Dies ergibt im optischen Bereich, etwa für das Hubble-Weltraumteleskop, eine maximale Auflösung von circa 0,05 Bogensekunden³. Nach Gleichung 2.1 ist zunächst klar, dass bei großen Wellenlängen die Apertur deutlich vergrößert werden muss. Dies wird im Radiobereich durch das Zusammenschalten vieler Teleskope zu einem Interferometer (*engl. very large baseline interferometry, VLBI*) erreicht. Somit sind Basislinien von mehreren 1000 km möglich, wodurch Auflösungen unter einer Millibogensekunde erreicht werden können (Kellermann & Moran 2001). Es ist demnach nur im Radioband möglich,

²Eine seltene, aber umso interessantere Ausnahme bilden hierbei Flares in einem Energiebereich ohne Gegenpart in anderen Bändern. Auf sie soll im Abschnitt 4.1 speziell eingegangen werden.

³Die derzeit in der Planung befindliche Generation von Luft-Cherenkov-Teleskopen für das TeV-Band wird im Vergleich dazu lediglich Auflösungen im Bereich von Bogenminuten erreichen (Acharya et al. 2013).

die Struktur des inneren Teils des Jets — die Entfernungen unter einigen 10 pc — zu untersuchen.

Das sich durch VLBI ergebende Bild von Jets (siehe z. B. Zensus 1997) ist stark fragmentiert. Sie bestehen aus vielen einzelnen lokalen Emissionsmaxima, die sich entlang der Jetachse vom Ursprung entfernen (siehe Abbildung 2.7). Weiterhin befindet sich in

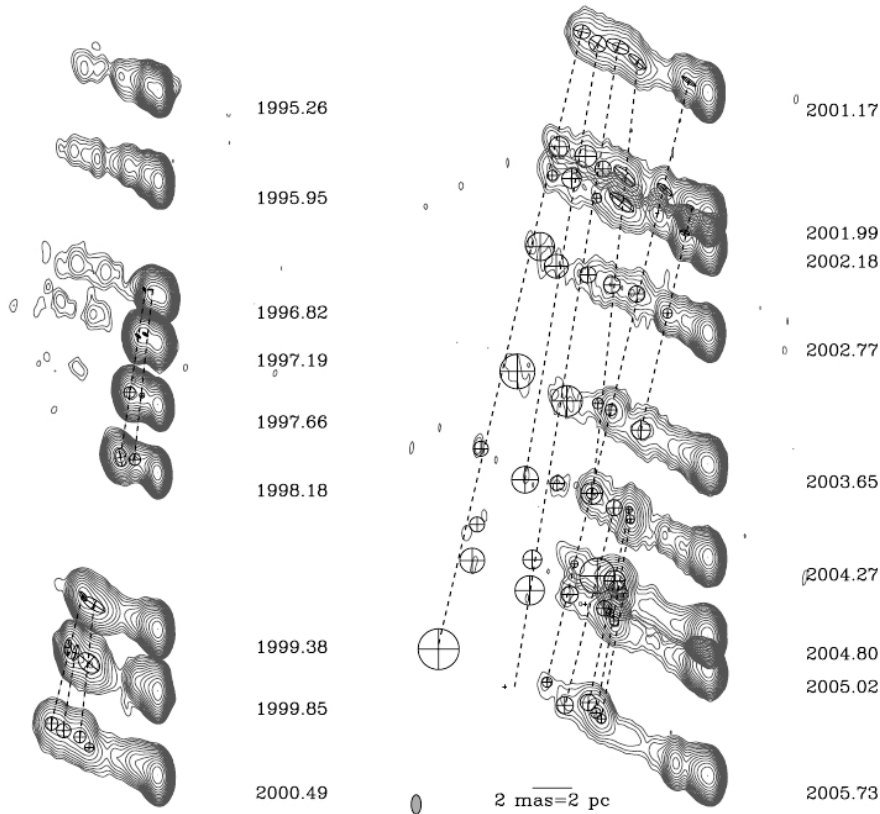


Abbildung 2.7: VLBI-Bilder des Jets von 3C111 in verschiedenen Epochen. Neben der innersten stationären Komponente existieren in den verschiedenen Epochen teilweise Komponenten, die sich entlang der Jetachse bewegen. Die eingezeichneten Linien beschreiben die Trajektorien der einzelnen identifizierten Komponenten (Kadler et al. 2008).

jedem Jet offenbar eine stationäre Komponente, deren Position nur leicht schwankt (Bartel et al. 1986). Diese werden als Radiokerne (*engl. radio cores*) bezeichnet. Die genaue Ursache für diese Objekte ist bisher unklar. Es könnte sich um einen stehenden Schock im auslaufenden Plasma⁴ handeln, der häufig als *recollimation shock* bezeichnet wird. Andererseits wird die selbstabsorbierte Radiostrahlung erst sichtbar, wenn die Dichte der

⁴Als Plasma wird jener Zustand der Materie bezeichnet, in dem ein Teil der Atome ionisiert ist und bei dem es zu kollektivem Verhalten der Teilchen kommt. Zudem existieren keine großskaligen elektri-

hochenergetischen Teilchen hinreichend gesunken ist. Somit würde sich auch bei einer monotonen Expansion des Jets ein Radiokern bilden. Welche der beiden Erklärungen — oder eine Kombination beider — in der Natur umgesetzt ist, ist Gegenstand aktueller Forschung (Marscher 2008) sowie dieser Arbeit.

Eine der wichtigsten ungeklärten Fragen, die auch eng mit dem Radiokern zusammenhängt, ist die nach der genauen Position der Quelle der hochenergetischen Strahlung. Ohne diese ist eine Klärung der Natur des in AGNs verantwortlichen Mechanismus zur Teilchenbeschleunigung sicherlich nicht möglich. Korrelationen von Gamma- und Radiostrahlung können über die Identifikation der variablen Komponente zur Entfernungsbestimmung genutzt werden. So erhalten Agudo et al. (2011) für den Blazar *OJ287* einen Wert von 14 pc, also weit außerhalb der BLR. Ein anderer Ansatz versucht, spektrale Eigenschaften der Quellen mit Wechselwirkungen zwischen den Emissionen aus dem Jet und der BLR zu erklären. Demnach finden Poutanen & Stern (2010), dass sich die Quelle der Gammastrahlung in der BLR befinden muss, also lediglich ein Lichtjahr entfernt vom zentralen Schwarzen Loch.

Aus den sich bewegenden Jetkomponenten lässt sich durch Beobachtungen über mehrere Epochen die Geschwindigkeit des Jets bestimmen. Bereits sehr früh wurde theoretisch durch Rees (1966) eine hochrelativistische Bewegung vorhergesagt. Ohne das relativistische Boosting würden die notwendigen hohen Dichten zu starker Kühlung durch inverse Comptonstreuung (siehe Abschnitt 2.6.3) führen und somit das Erreichen der gemessenen Flüsse verhindern. Wenige Jahre später gelang es erstmals, scheinbare Überlichtgeschwindigkeit (siehe Abschnitt 2.4.2) in einem Jet zu messen. Heute werden diese in zahlreichen Quellen (Lister et al. 2013) mit Werten bis über $40c$ (Jorstad et al. 2001) festgestellt.

Ein umfangreiches Gesamtbild von Blazaren und ihren Jets wurde von Marscher (2009) vorgelegt. In diesem Bild kommt zu den Bestandteilen des vereinheitlichten Modells zunächst ein helikales Magnetfeld hinzu. Dieses dient zum einen zur Kollimation des Jets, zum anderen würden Blobs, die sich entlang der Feldlinien auf spiralförmigen Bahnen bewegen, zu periodischen Änderungen des Flusses führen. Ein zweiter Bestandteil des Modells ist ein stehender Schock in einigen wenigen Parsec Entfernung vom Schwarzen Loch, der für den Radiokern verantwortlich sein könnte. Weitere auslaufende Komponenten werden durch weitere Schocks produziert, die entlang des Jets nach außen propagieren.

schen Felder. Die zugehörige Plasmabedingung sagt aus, dass in jeder Umgebung eines Teilchens des Plasmas mit dem Radius der Debye-Länge (Huba 2006) die Anzahl freier Ladungsträger deutlich größer als der Wert Eins sein muss.

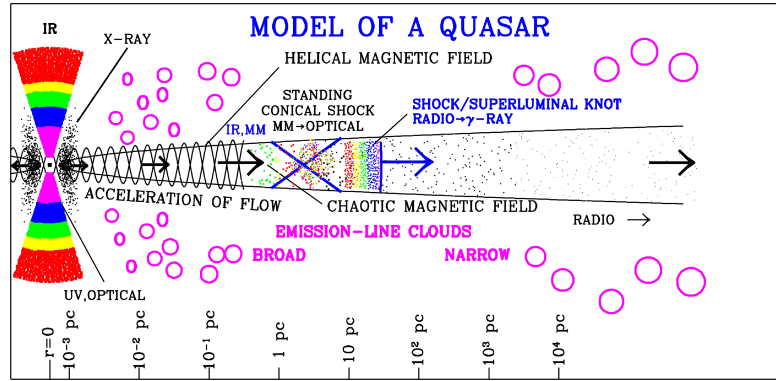


Abbildung 2.8: Schema radiolauter AGNs nach Marscher (2009).

2.2 Jetentstehung

In den bisherigen Betrachtungen wurde die Erzeugung und somit die Energiequelle des Jets ausgespart. Breiter Konsens herrscht über die Annahme eines Schwarzen Lochs als den zentralen Antrieb für AGNs. Dies folgt aus den enormen bolometrischen Helligkeiten der Jets in der Größenordnung $10^{45} \text{ erg s}^{-1}$ und dem Ausmaß des Gebiets, aus dem der Jet entspringt. Dies führt auf Energiedichten, die zwangsläufig auf ein Schwarzes Loch schließen lassen (Lynden-Bell 1969).

2.2.1 Schwarze Löcher

Der Ausgangspunkt eines Schwarzen Lochs ist eine Lösung der Einstein'schen Feldgleichungen im Vakuum (Einstein 1916)

$$G_{\mu\nu} = 0 \quad , \quad (2.2)$$

die eine Singularität enthält. Die Krümmung der Raumzeit divergiert im Grenzwert gegen diese Singularität ebenso wie die Fluchtgeschwindigkeit.

Direkte Nachweise Schwarzer Löcher sind — wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird — prinzipiell nicht möglich. Dennoch konnten für das im Zentrum der Milchstraße befindliche Objekt sowohl die Masse, als auch eine Obergrenze des Radius bestimmt werden (Gillessen et al. 2009). Dies führt auf Dichten, bei denen die Gravitationskraft die anderen Fundamentalkräfte dominiert und somit nach unserem Wissen ein gravitativer Kollaps zu einem Schwarzen Loch nicht verhindert werden kann. Die Masse des Objekts *Sgr A** wurde zu etwas über $4 \cdot 10^6$ Sonnenmassen (M_{\odot}) bestimmt und kann somit nicht aus dem Kollaps eines einzelnen Sterns entstanden sein. Sukzessives Verschmelzen klei-

nerer Objekte kann jedoch zu einem solchen supermassiven Schwarzen Loch führen. Die Existenz kleinerer, aus dem Kollaps einzelner massereicher Sterne entstandener, Objekte gilt heute ebenfalls als gesichert. Der Kollaps tritt ein, wenn der zu einem Neutronenstern gewandelte Kern eines Sterns mehr als $2 M_{\odot}$ schwer ist und die Kernkräfte die Gravitationskraft nicht mehr ausgleichen können. Die so entstehenden Objekte haben Massen bis $M < 100 M_{\odot}$. Indirekte Nachweise gelangen z. B. durch den Gravitationslinseneffekt (Koopmans et al. 2009) und das *Microlensing* (Gaudi et al. 2008). Eine weitere Möglichkeit bieten Doppelsysteme aus einem Schwarzen Loch und einem Stern, sogenannte *X-ray binaries*. Hier kommt es zu starken Gezeitenkräften und der Ausbildung einer Akkretionsscheibe, gebildet durch Materie, die vom Begleiter in das Schwarze Loch fällt (Camenzind 2007). Der zeitliche Verlauf der Scheibenemission kann dann zur Identifikation des zentralen Objekts genutzt werden (Gurzadian & Ozernoi 1980). Ein Nachweis der für die Bildung supermassiver Objekte notwendigen intermediären Schwarzen Löcher mit $100 M_{\odot} < M < 10^6 M_{\odot}$ gelang bisher nicht. Jedoch sollten Projekte wie die *Laser Interferometer Space Antenna*, LISA (Amaro-Seoane et al. 2012) sensitiv für die Signaturen einer Verschmelzung intermediärer Schwarzer Löcher sein.

Schwarzschild Lösung

Die von Schwarzschild (1916), kurz nach Veröffentlichung der allgemeinen Relativitätstheorie, vorgestellte erste Lösung gilt für eine homogene, nicht rotierende und ungeladene Kugel. Die äußere Lösung der Einsteinschen Feldgleichungen entspricht dabei einem isotropen Vakuum. Die wichtigste darin auftretende Größe ist jener Radius — definiert für einen Beobachter bei unendlicher Entfernung —, bei dem die Fluchtgeschwindigkeit gleich der Lichtgeschwindigkeit wird — der sogenannte Schwarzschildradius:

$$r_s = 2 \frac{GM_{BH}}{c^2} . \quad (2.3)$$

Hierbei bezeichnet G die Gravitationskonstante und M_{BH} die Masse des Schwarzen Lochs. Das Gebiet innerhalb dieser als Ereignishorizont bezeichneten Oberfläche ist demnach nicht mehr kausal mit dem äußeren Raum verbunden⁵. Die eigentliche Singularität bei $r = 0$ ist für uns als Beobachter nicht zugänglich.

Die in der Schwarzschildmetrik möglichen Bahnen entsprechen nicht mehr den klassischen Kepler-Bahnen. So sind Bahnen nicht mehr zwangsläufig geschlossen und es kommt bereits beim Zweikörperproblem zu einer Periheldrehung. Weiterhin können Mas-

⁵Genauer wirkt der Ereignishorizont wie eine Membran, die kausale Wirkungen nur in eine Richtung — hinein in das Schwarze Loch — erlaubt.

sepunkte in das Schwarze Loch „stürzen“ und hinter dem Ereignishorizont verschwinden. Ein für die Entstehung von Jets womöglich wichtiger Orbit ist der kleinste stabile Orbit bei $R = 6MG/c^2$ (Camenzind 2007)⁶. Dieser ist lediglich für Testteilchen definiert — ein Energieverlust durch Gravitationswellen wird nicht berücksichtigt — und beschreibt zudem ein instabiles Gleichgewicht: Kleine Störungen führen entweder zu einem Sturz auf den Ereignishorizont oder zum Entkommen in einen höheren stabilen Orbit. Eine sich bildende Akkretionsscheibe (siehe Abschnitt 2.2.2) kann nach innen also nur bis zu diesem Orbit reichen.

Kerr Lösung

Erst knapp 50 Jahre später wurde durch Kerr (1963) die Lösung für ein rotierendes Schwarzes Loch gefunden. Neben der Masse M_{BH} wird in diesem Fall die Metrik auch durch den Drehimpuls L bestimmt. Der sogenannte Kerr-Parameter ergibt sich zu $a = L/M_{BH}$. Die Berechnungen erfolgen in der sogenannten „3+1 Dekomposition“ (siehe z. B. Komissarov 2009). Im Gegensatz zur Schwarzschild Lösung existieren hier zwei Ereignishorizonte. In skalierten Einheiten $c = M_{BH} = G = 1$ ergeben sie sich zu

$$r_{\pm} = 1 \pm \sqrt{1 - a^2} \quad . \quad (2.4)$$

In jedem Fall verkleinert die Rotation den Ereignishorizont im Gegensatz zur Schwarzschild Lösung mit $a = 0$ und $r_+ = 2$. Ein weiteres spezielles Gebiet um den Ereignishorizont ist die sogenannte Ergosphäre. In der Umgebung eines rotierenden Schwarzen Lochs wird die Raumzeit in gewisser Weise von der Rotation mitgerissen. Diesen Effekt bezeichnet man als *frame-dragging*. Ruhenden Massepunkten wird also eine Kreisbewegung mit einer bestimmten Frequenz aufgezwungen. Der äußere Rand der Ergosphäre wird nun dort definiert, wo die Geschwindigkeit des Massepunktes die Lichtgeschwindigkeit überschreiten müsste, um für einen äußeren Beobachter in Ruhe zu verbleiben. Die Form der Ergosphäre ist in Abbildung 2.9 dargestellt und kann durch

$$r_E = 1 + \sqrt{1 - a^2 \cos^2(\theta)} \quad (2.5)$$

beschrieben werden, wobei θ den Polarwinkel der Kugelkoordinaten bezeichnet. Wie im Abschnitt 2.2.2 diskutiert wird, können die Eigenschaften der Ergosphäre zu einer Extraktion des Drehimpulses führen. Somit können rotierende Schwarze Löcher als Energiequellen für Jets dienen.

⁶Der Wert von R hängt tatsächlich von der Größe des Drehimpulses L ab und erreicht im Grenzwert $L \rightarrow \infty$ den genannten. Für Testteilchen mit $L < \sqrt{12}GM$ existiert kein stabiler Orbit.

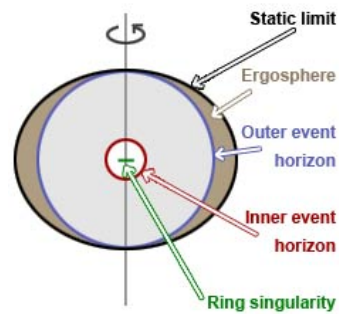


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung der physischen Singularität — die im Rotationsfall die Form einer Ringsingularität annimmt — im Zentrum, der Koordinatensingularitäten bei r_{\pm} und der Ergosphäre (van der Marel 2014).

2.2.2 Jet-Modelle

Die verschiedenen Modelle zur Beschreibung der Entstehungsprozesse radiolauter AGNs basieren auf den Eigenschaften der Schwarzen Löcher und denen ihrer Umgebung. Supermassive Schwarze Löcher werden das umliegende Gas des interstellaren Mediums (*engl. interstellar medium, ISM*) gravitativ anziehen. Bei einem nichtverschwindenden Gesamtdrehimpuls führt dies zur Ausbildung einer Akkretionsscheibe. Die potentielle Energie des Gases wandelt sich dabei in thermische Energie um und wird in Form von Strahlung dissipiert. Die dabei entstehenden Temperaturen führen zu einer vollständigen Ionisation des Gases und einem Strahlungsmaximum im Röntgenbereich. Die im Plasma der Akkretionsscheibe auftretenden Magnetfelder dienen als Ausgangspunkt für den von Blandford & Payne (1982) vorgeschlagenen Mechanismus.

Blandford-Payne-Mechanismus

Im Blandford-Payne-Mechanismus wird die Jetenergie also nicht direkt aus dem Schwarzen Loch extrahiert, sondern stammt letztlich aus der umgewandelten potentiellen Energie der einfallenden Materie. Sie wird über einen Scheibenwind aus der Akkretionsscheibe extrahiert und schließlich in größerer Entfernung vom toroidalen Magnetfeld fokussiert. Damit geladene Teilchen entlang der Magnetfeldlinien auf Grund der Zentrifugalkraft entkommen können, muss das poloidale Feld einen Winkel von weniger als 60° mit der Scheibenebene einschließen.

Die Jet-Zusammensetzung würde in diesem Fall jener der Scheibe entsprechen, also sowohl Leptonen als auch Baryonen beinhalten, was für photo-hadronische Emissionsmodelle (siehe Abschnitt 2.8) essentiell ist. Die Jetbasis ist bei diesem Prozess jedoch

von vergleichbarer Größe wie die Akkretionsscheibe, womit extreme Kurzzeitvariabilität zusätzlicher Annahmen bedarf. Weiterhin ist kein Mechanismus bekannt, der einen solchen Scheibenwind auf die beobachteten hochrelativistischen Geschwindigkeiten beschleunigen kann, was eine Poynting-Fluss dominierte Jetentstehung favorisiert (McKinney 2005).

Eine weitere offene Frage betrifft die maximale Leuchtkraft eines akkretierenden Systems. Das sogenannte Eddington-Limit ergibt sich aus dem Gleichgewicht zwischen Gravitationskraft und Strahlungsdruck auf die einfallende Materie, jedoch unter der Annahme der Isotropie. Dies ist für eine Akkretionsscheibe allerdings nicht mehr gegeben. Zudem verlangen mögliche Instabilitäten innerhalb der Scheibe numerische Simulationen. Sowohl für rotierende als auch nichtrotierende Schwarze Löcher finden z. B. Sadowski et al. (2014) Akkretionsraten weit über dem Eddingtonlimit.

Blandford-Znajek-Mechanismus

Für die Produktion von AGN-Jets wird heute der von Blandford & Znajek (1977) vorgeschlagene Mechanismus favorisiert. Er umgeht die obigen Probleme, da hier in der Ergosphäre dem rotierenden Schwarzen Loch Energie in Form von Feldenergie entzogen wird. Der entstehende Poynting-Jet kann fokussiert und auf hohe Lorentzfaktoren beschleunigt werden.

Das grundlegende Prinzip des Prozesses basiert auf dem *frame-dragging*. Dieses führt zu einer Verdrillung des durch die akkretierte Materie in die Ergosphäre getragenen Magnetfeldes. Da sich das Vakuum in der Ergosphäre wie ein bi-anisotropes Medium verhält, wird mit diesem auch ein elektrisches Feld einhergehen (Komissarov 2009), das zu einer Beschleunigung geladener Teilchen entlang der Jetachse führt. Es kann gezeigt werden, dass hierbei der einfallende Energiefluss kleiner als der aus der Ergosphäre auslaufende Poyntig-Fluss ist und somit Rotationsenergie des Schwarzen Lochs entzogen wird (Camenzind 2007).

Detaillierte numerische Simulationen der Akkretion auf ein rotierendes Schwarzes Loch unter Verwendung der allgemein-relativistischen Magnetohydrodynamik (*engl. general relativistic magnetohydrodynamics*, GR-MHD) durch McKinney et al. (2012) liefern ebenfalls eine Jet-Effizienz — bezogen auf die Akkretionsrate — von über 100 Prozent.

2.3 Kosmische Strahlung

Neben der bisher im Fokus stehenden Beobachtung elektromagnetischer Strahlung existiert eine weitere, insbesondere für die Hochenergie-Astrophysik relevante, Informations-

quelle. Anders als die Bezeichnung *Kosmische Strahlung* vermuten lässt, handelt es sich dabei um einen Fluss massebehafteter Teilchen. Historisch entstand der Begriff nach der Entdeckung durch Hess (1912). Ebenso wie bei terrestrischer, radioaktiver Strahlung wurde zunächst die ionisierende Wirkung beobachtet, unabhängig davon, ob diese durch Photonen oder massive Teilchen hervorgerufen wird. Insbesondere stellte Hess fest, dass die Ionisationsleistung mit zunehmender Höhe in der Atmosphäre steigt. Ihre Quelle ist demnach nicht im Erdinneren, sondern im Weltraum zu suchen. Eine Übersicht der aktuellen Forschung zur Kosmischen Strahlung findet sich zum Beispiel bei Castelli-
na & Donato (2011). Hier soll nur ein kurzer Überblick über die für AGNs relevanten Eigenschaften gegeben werden.

2.3.1 Spektrum der Kosmischen Strahlung

Inzwischen haben zahlreiche Experimente die Komposition und Energieverteilung der Kosmischen Strahlung vermessen. Wie in Abbildung 2.10 zu sehen ist, kann das Spek-

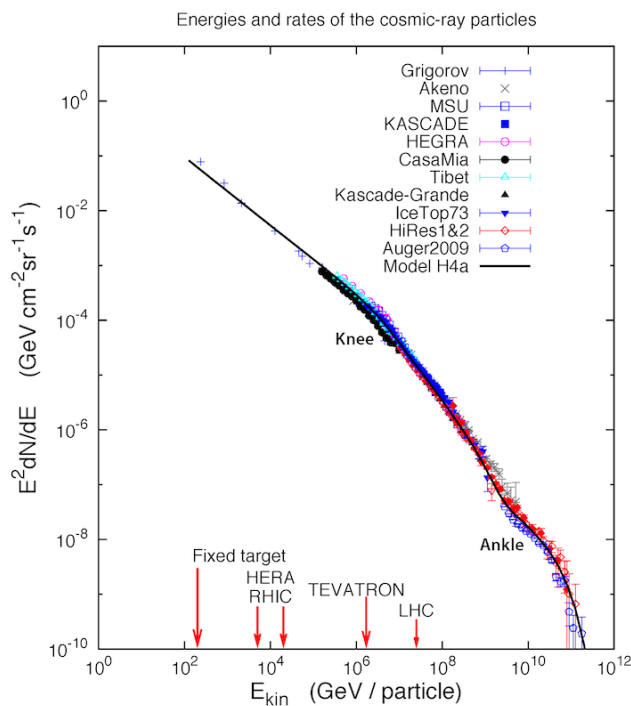


Abbildung 2.10: Messungen des Spektrums der Kosmischen Strahlung (Quelle: IceCube Collaboration (2014)).

trum über einen breiten Energiebereich durch ein gebrochenes Potenzgesetz beschrieben

werden. Zudem wird der Fluss durch Nukleonen dominiert, wobei der größte Anteil auf Protonen entfällt. Leptonen, die lediglich ein Prozent der Detektionen ausmachen, können jedoch durch Messung der Lepton-Asymmetrie Einblick in Quellen unserer galaktischen Nachbarschaft geben (Ivascenko & Spanier 2011).

Die hohen Energien der detektierten Teilchen, sowie die charakteristische Verteilung legen nun eine Verbindung zu der hochenergetischen Gammastrahlung nahe. Insbesondere hadronische Modelle wären eine solide theoretische Grundlage für räumliche und zeitliche Korrelationen. Die Schwierigkeit hierbei besteht jedoch darin, dass geladene Teilchen nicht geradlinig von der Quelle zum Beobachter propagieren. Die Stärke der Ablenkung durch das interstellare Magnetfeld ist dabei von dessen Stärke und der Energie der Teilchen abhängig. Eine erste Abschätzung darüber, ob ein Teilchen die Galaxie mehr oder weniger direkt verlässt, oder aber lange⁷ dort verweilt, erhält man aus dem Vergleich zwischen Gyroradius und der Ausdehnung der Galaxie. Für ein Feld von $3 \mu\text{G}$ ergibt sich eine Energie von $\sim 5 \cdot 10^9 \text{ GeV}$. Der Fluss unterhalb dieser Energie wird also zunehmend durch galaktische Quellen dominiert⁸.

Eine Erklärung der markantesten Eigenschaft in diesem Energiebereich, dem sogenannten *Knie*, gestaltet sich auf Grund des Zusammenspiels von Eigenschaften der Quellen, des Transportes und möglicher Verlustprozesse schwierig. Eine mögliche Erklärung ist ein Abfall der Quellenzahl, die Teilchen bis zu Energien über 10^6 GeV hinaus beschleunigen können. Demnach ergäbe sich der Bereich zwischen *Knie* und *Knöchel* aus der Überlagerung vieler Quellen und dem zunehmend dominanten Fluss aus extragalaktischen Quellen. Andere Erklärungen umfassen den energieabhängigen Verlust von Teilchen an den Rändern der Galaxie oder (photohadronische) Verlustprozesse während der Propagation mit einer Schwellenenergie im Bereich des *Knies*. Eine Übersicht verschiedener Modelle findet sich bei Hörandel (2004). Eine Erklärung durch Physik jenseits des Standardmodells der Teilchenphysik ist, wie aus der Markierung der LHC-Energie in Abbildung 2.10 hervorgeht, inzwischen ausgeschlossen.

Im Umkehrschluss ermöglicht der abnehmende Einfluss des galaktischen Magnetfeldes — das Feld im intergalaktischen Raum ist um Größenordnungen kleiner (Beck 2009) und somit ebenfalls zu vernachlässigen — bei höheren Energien prinzipiell eine Korrelation der Einfallrichtung der Teilchen mit bereits bekannten extragalaktischen Quellen.

⁷Die Zeitskala wird aus der Lichtlaufzeit durch die Galaxie bestimmt.

⁸Bis zu einer Energie von etwa 1 GeV kann insbesondere davon ausgegangen werden, dass die Sonne die dominante Quelle darstellt.

2.3.2 Extragalaktische Kosmische Strahlung

Obwohl der Fluss der Kosmischen Strahlung bei 10^9 GeV lediglich etwa eine Detektion pro Jahr und Quadratkilometer⁹ erlaubt, sind mittlerweile zwei weitere Charakteristiken des Spektrums signifikant vermessen.

Dies sind zum einen der *Knöchel*, an dem das Spektrum wieder deutlich härter wird. Zum anderen kommt es bei einer Energie von etwa $4 \cdot 10^{10}$ GeV schließlich zu einem deutlichen Abfall des Spektrums. Obwohl die statistische Unsicherheit immer noch erheblich ist, kann mittlerweile davon ausgegangen werden, dass dieser Abfall dem sogenannten GZK-cut-off entspricht (Abraham et al. 2008a). Wie Zatsepin & Kuz'min (1966) und Greisen (1966) zeigen konnten, kommt es bei hochenergetischen Protonen zu starken Verlusten, sobald die Photonen des kosmischen Hintergrundlichts (*engl. extragalactic background light, EBL*)¹⁰ im Ruhesystem des Teilchens die Schwellenenergie der Pion-Produktion überschreiten (siehe hierzu auch Abschnitt 2.6.5).

Dennoch existiert ein Energieband, in dem für nahe Quellen ein Teilchenfluss zu erwarten ist und in dem die Ablenkung durch das galaktische Magnetfeld vernachlässigbar sein sollte. Eine von Abraham et al. (2008b) durchgeführte Korrelation solcher Ereignisse mit bekannten AGNs fand tatsächlich eine signifikante Korrelation. Die seitdem hinzu gekommenen Ereignisse konnten diese Tendenz jedoch nicht bestätigen. So findet Neto (2013) lediglich eine deutlich abgeschwächte Korrelation, die ebenso eine statistische Fluktuation der Hypothese eines isotropen Flusses darstellen kann.

2.4 Relativistische Effekte

Wie bereits im Abschnitt 2.1.3 dargelegt, gibt es zahlreiche theoretische und aus Beobachtungen folgende Hinweise darauf, dass sich die Emissionsgebiete von Blazaren mit hochrelativistischen Geschwindigkeiten bewegen. Da die Berechnungen der Teilchenbeschleunigung und der Strahlungsprozesse in diesem sich relativ zum Beobachter bewegenden Bezugssystem stattfinden¹¹, ist es notwendig, die resultierenden Messgrößen zu transformieren. Dies geschieht mit der Lorentztransformation (Einstein 1905). Hinzu

⁹Eine direkte Detektion der Teilchen kann hier selbstverständlich nicht mehr erfolgen und es muss auf indirekte Methoden zurückgegriffen werden. Dies umfasst insbesondere die Beobachtung von Schauern der Sekundärteilchen nach einer Wechselwirkung mit der Atmosphäre (Louedec 2011). Eine Analyse der Komposition der Strahlung ist dann jedoch nicht mehr möglich.

¹⁰Da die in dieser Arbeit verwendeten Daten bereits für die Absorption durch das EBL korrigiert wurden, sei an dieser Stelle lediglich auf eine umfängliche Arbeit von Dwek & Krennrich (2013) zum Stand der diesbezüglichen Forschung verwiesen.

¹¹Genauer gesagt werden alle Prozesse im Ruhesystem des Schocks berechnet, der für die Teilchenbeschleunigung notwendig ist.

kommen geometrische Effekte auf Grund der Endlichkeit der Lichtgeschwindigkeit (Gamow 1950). Der folgende Abschnitt stammt grob aus Richter (2011), soll hier der Vollständigkeit halber aber noch einmal dargelegt werden.

Zunächst wird die Transformation des Spektrums diskutiert. Die Frequenz eines Photons ändert sich entsprechend dem relativistischen Doppler-Effekt und es gilt

$$\nu_{\text{obs}} = \delta \nu_{em} \quad , \quad (2.6)$$

mit dem Dopplerfaktor

$$\delta = \frac{1}{\gamma (1 - \frac{v}{c} \cos(\theta))} \quad . \quad (2.7)$$

Der Lorentzfaktor $\gamma = (\sqrt{1 - \beta^2})^{-1}$ berechnet sich aus der Geschwindigkeit $\beta = v/c$. Bei einem sich auf den Beobachter zu bewegenden Emitter kommt es also wie beim klassischen Dopplereffekt — etwa bei Schallwellen — zu einer Erhöhung der Frequenz. In der Astronomie spricht man von Blauverschiebung — im entgegengesetzten Fall von Rotverschiebung.

Sogenannte Lorentzskalare sind Größen, die unter einer Lorentztransformation invariant sind. Eine Solche ist das Produkt aus der Frequenz und dem Zeitintervall zwischen zwei Ereignissen, also zwei Punkten in der Raumzeit, $\nu \Delta t$. Somit ergibt sich für das Transformationsverhalten eines solchen Zeitintervalls

$$\Delta t_{\text{obs}} = \frac{\Delta t_{em}}{\delta} \quad . \quad (2.8)$$

Prozesse in einem Doppler-verschobenen System erscheinen dem Beobachter demnach beschleunigt.

Neben der Frequenz und dem zeitlichen Verlauf ändert sich auch die Intensität der emittierten Strahlung. Diese ist nach Gleichung (2.67) proportional zur emittierten Energie pro Zeiteinheit. Da die Energie eines Photons linear von der Frequenz abhängt, ergibt sich insgesamt ein Faktor δ^2 . Ein zusätzlicher Effekt bewirkt, dass die Winkelverteilung der Abstrahlung stark anisotrop wird (Begelman et al. 1984), wodurch ein weiterer Faktor δ^2 hinzu kommt. Insgesamt ergibt sich der Zusammenhang

$$I_{\text{obs}} = \delta^4 I_{em} \quad . \quad (2.9)$$

Für die frequenzabhängige, differentielle Intensität $I_\nu = \frac{dI}{d\nu}$ ergibt sich nach Verwendung des Lorentzskalars

$$I_{\nu, \text{obs}} = \delta^3 I_{\nu, em} \quad . \quad (2.10)$$

Aus den obigen Betrachtungen lassen sich bereits einige der extremen Eigenschaften von Blazaren ein wenig relaxieren. Dazu gehören die extreme Variabilität, die hohen Leuchtkräfte und die häufige, scheinbare Abwesenheit eines zweiten, entgegengerichteten Jets. Der Fluss aus dem zweiten Jet wird um einen vergleichbaren Faktor abgeschwächt, so dass bei einem typischen Wert von $\delta = 10$ bereits ein Verhältnis von $\sim 10^6$ zwischen den Leuchtkräften der beiden Jets besteht.

2.4.1 Längenkontraktion und Laufzeiteffekte

Neben dem emittierten Spektrum macht das in dieser Arbeit entwickelte Modell auch Aussagen über die Morphologie der Jetemission und die damit zusammenhängenden Längenskalen. Aus der Lorentztransformation ergibt sich zunächst die Längenkontraktion in den Richtungen senkrecht zur Sichtlinie

$$l' = \frac{l}{\gamma} \quad . \quad (2.11)$$

Bei Objekten, die sich mit Geschwindigkeiten in der Größenordnung der Lichtgeschwindigkeit entlang einer Bahn bewegen, die mit der Sichtlinie zum Beobachter einen Winkel $\theta < \pi/2$ einschließt, kommt es zusätzlich zu Laufzeiteffekten. Diese ergeben, wie im Folgenden gezeigt wird, eine scheinbare Vergrößerung der Längenskalen.

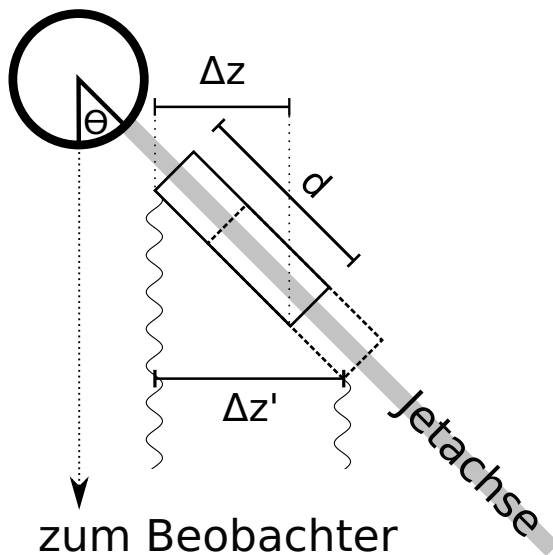


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung der scheinbaren Längenexpansion von Emissionsgebieten.

Wir betrachten, wie in Abbildung 2.11 dargestellt, ein Objekt der Länge d und Geschwindigkeit $v = \beta c$. Die im klassischen Grenzfall $c \rightarrow \infty$ wahrgenommene Länge beträgt $\Delta z = d \sin \theta$. Betrachtet werden nun zwei Photonen, die vom linken Ende des Objekts zum Zeitpunkt t bzw. rechten Ende zum Zeitpunkt $t + \Delta t$ emittiert werden. Gesucht ist jenes Δt , für das die Photonen zeitgleich beim Beobachter eintreffen.

Die Strecke, die das erste Photon in der Zeit Δt zurücklegen muss, ist gleich der Summe aus d und der vom Objekt zurückgelegten Strecke, projiziert auf die Sichtlinie:

$$\begin{aligned} c \cdot \Delta t &= \cos(\theta)(d + \beta \cdot c \cdot \Delta t) \quad , \\ \Rightarrow \Delta t &= \frac{d \cos(\theta)}{c(1 - \beta \cos(\theta))} \quad . \end{aligned} \quad (2.12)$$

Berechnet man aus (2.12) die Strecke, ergibt sich:

$$\begin{aligned} \Delta z' &= (d + \beta \cdot c \cdot \Delta t) \sin(\theta) \quad , \\ &= d \sin(\theta) \left(1 + \frac{\cos(\theta)}{c(1 - \beta \cos(\theta))} \right) \quad , \\ &= \Delta z \left(\frac{1}{1 - \beta \cos(\theta)} \right) \quad . \end{aligned} \quad (2.13)$$

Hinzu kommt noch die Kontraktion nach Gleichung (2.11):

$$\Delta z_{\text{obs}} = \Delta z \left(\frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos(\theta)} \right) = \delta \Delta z \quad . \quad (2.14)$$

2.4.2 Scheinbare Überlichtgeschwindigkeit

Die bereits erwähnte und durch VLBI-Aufnahmen nachgewiesene scheinbare Überlichtgeschwindigkeit lässt sich nun sehr leicht verstehen. Die beiden Größen Δz und $\Delta z'$ in Gleichung (2.13) — die nur die Lichtlaufzeit-Effekte berücksichtigt — sind im gleichen Inertialsystem gemessen. Teilt man nun eine beliebige Länge $d = \frac{\Delta z}{\sin \theta}$, die eine Punktquelle entlang der Jetachse zurück legt, durch die Zeit Δt , die im selben Bezugssystem dafür benötigt wird, ergibt sich

$$v_{\text{obs}} = \frac{\Delta z'}{\Delta t} = \frac{d \sin \theta}{\Delta t} \frac{1}{1 - \beta_{\text{jet}} \cos(\theta)} = \frac{v_{\text{jet}} \sin(\theta)}{1 - \beta_{\text{jet}} \cos(\theta)} \quad (2.15)$$

für die scheinbare Geschwindigkeit. Man kann sich leicht davon überzeugen, dass der Ausdruck (2.15) bei hohen Jetgeschwindigkeiten Werte größer als c annehmen kann.

2.5 Teilchenbeschleunigung

Der für die Beschleunigung hochrelativistischer Teilchen verantwortliche Prozess ist maßgeblich für das Erscheinungsbild von Blazaren. Sowohl die Zeitskalen, auf denen sich das emittierte Spektrum ändert, als auch die Form desselben wird letztlich durch Energieverteilung der emittierenden Teilchen bestimmt.

Der favorisierte Prozess, der in der Lage ist, robust Potenzgesetze für die Energieverteilung geladener Teilchen zu produzieren, ist die diffusive Schock oder *Fermi-I*-Beschleunigung. Zunächst soll jedoch die ursprünglich von Fermi (1949) vorgestellte, heute als *Fermi-II* bezeichnete, Theorie vorgestellt werden, da sie sich auf einfache Art und Weise zur Schockbeschleunigung erweitern lässt.

Die zugrunde liegenden Annahmen für die Beschleunigung der Teilchen der kosmischen Strahlung sind die Kollisionsfreiheit¹² und die Annahme effizienter Streuprozesse zwischen den Teilchen und den Irregularitäten im magnetischen Feld des vorhandenen Plasmas. Dieses Plasma wird im Allgemeinen als Hintergrundplasma bezeichnet, da es in Blazaren nicht für die charakteristische breitbandige Emission verantwortlich ist. Dennoch muss sich die in allen Bändern abgestrahlte Energie aus der Energie dieses Plasmas speisen.

2.5.1 Fermi-II-Beschleunigung

Eine Möglichkeit einer solchen Dissipation wurde von Enrico Fermi für die Beschleunigung von Teilchen an bewegten Magnetfeldern im interstellaren Raum der Galaxie vorgeschlagen. Zur Anschauung sollen im Weiteren kompakte Plasmawolken dienen, die sich mit einer Geschwindigkeit β durch den Raum bewegen und das Magnetfeld mit sich ziehen. Streut nun ein Teilchen an einer solchen Wolke, so wird die Wechselwirkung — wie in Abbildung 2.12 schematisch dargestellt — aus vielen einzelnen Streuprozessen bestehen, die jeweils eine kleine Impulsänderung zur Folge haben. Im Inertialsystem der Wolke sind die Streuungen elastisch und führen im Ensemblemittel zu einer Gleichverteilung des Winkels θ_2 . Teilchen mit Geschwindigkeiten deutlich kleiner als β in einer isotropen Verteilung solcher Wolken werden daher nicht signifikant beschleunigt. Im Ruhesystem relativistischer Teilchen ($v \approx c = 1$) ist die im Laborsystem isotrope Verteilung stark verändert. Die Wahrscheinlichkeit der Wechselwirkung mit einer Wolke,

¹²Kollisionsfrei bezieht sich hier auf Stöße mit anderen hochenergetischen Teilchen und Teilchen des thermischen Hintergrundplasmas. Eine effiziente Beschleunigung kann demnach nur in Gebieten mit hinreichend geringer Dichte stattfinden.

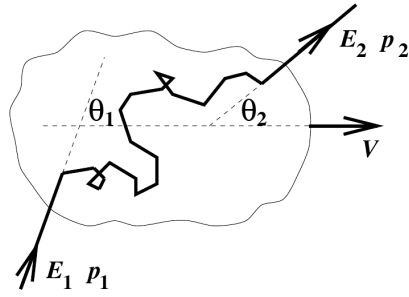


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung der Streuung eines geladenen Teilchens an einer Plasmawolke. Abbildung aus (Protheroe & Clay 2004).

deren Impuls mit dem des Teilchens einen Winkel θ_1 einschließt, ergibt sich dann zu

$$\frac{dP}{d\Omega} = 1 - \beta \cos \theta_1 \quad . \quad (2.16)$$

Der Zusammenhang zwischen den Energien vor (E_1) und nach (E_2) der Wechselwirkung im Laborsystem

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_2 - E_1}{E_1} = \frac{1 - \beta \cos(\theta_1) + \beta \cos(\theta_2) - \beta^2 \cos(\theta_1) \cos(\theta_2)}{1 - \beta^2} - 1 \quad (2.17)$$

(siehe z. B. Protheroe & Clay 2004) ergibt somit

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\frac{4}{3}\beta^2}{1 - \beta^2} \approx \frac{4}{3}\beta^2 \quad . \quad (2.18)$$

Die letzte Näherung für $\beta \ll 1$ ist für den Fall interstellarer Wolken mit Geschwindigkeiten von einigen ~ 10 km/s gerechtfertigt.

Die anschauliche Betrachtung anhand der Plasmawolken lässt sich auch auf andere astrophysikalische Umgebungen übertragen. So erhält Schlickeiser (2002) für die Streuung an Alfvén-Wellen

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{4}{3} \left(\frac{V_A}{c} \right)^2 \quad . \quad (2.19)$$

Ob diese Wellenmode in einem kompressiblen Plasma tatsächlich ausreichend angeregt wird, muss kritisch hinterfragt werden. Eine systematische Untersuchung des Wellenspektrums in einer Umgebung die einen Magnetohydrodynamik (MHD)-Schock und eine nichtthermische Teilchenpopulation enthält ist jedoch nur durch aufwändige kinetische Plasmasimulationen (siehe z. B. Kilian 2014) möglich.

2.5.2 Fermi-I-Beschleunigung

Betrachtet man nun den gleichen Vorgang, die Streuung von Teilchen an einer isotropen Verteilung magnetischer Irregularitäten, in der Umgebung von Schockfronten, ergibt sich ein entscheidender Unterschied: Auf Grund der Sprungbedingungen, denen der Plasmafluss unterworfen ist, erscheint die Verteilung der Streuzentren auf der jeweils anderen Seite des Schocks anisotrop — unabhängig von ihren individuellen Geschwindigkeiten. Zunächst sollen also die relevanten Sprungbedingungen diskutiert werden.

Sprungbedingungen

Für einen hydrodynamischen Fluss lassen sich, unabhängig von den Details der Schockformation — dem aus den Euler-Gleichungen folgenden Anstieg des Gradienten eines Wellenpakets — die sogenannten *Rankine-Hugoniot-Bedingungen* herleiten. Sie gelten für Entfernungen deutlich größer als die Breite der Schockfront und folgen aus den globalen Erhaltungsgrößen für Masse, Impuls und Energie:

$$\rho_d V_d = \rho_u V_u \quad (2.20a)$$

$$P_d + \rho_d V_d^2 = P_u + \rho_u V_u^2 \quad (2.20b)$$

$$P_d V_d + \left(\rho_d U_d + \frac{1}{2} \rho_d V_d^2 \right)^2 = P_u V_u + \left(\rho_u U_u + \frac{1}{2} \rho_u V_u^2 \right)^2 \quad (2.20c)$$

Beschrieben werden die Relationen von Dichte ρ , Geschwindigkeit V , Druck P und innerer Energie U zwischen den Bereichen vor (Index u , *engl. upstream*) und hinter (Index d , *engl. downstream*) dem Schock. Das Kompressionsverhältnis

$$r = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma + 1)M_1^2}{2 + (\gamma - 1)M_1^2} \quad (2.21)$$

lässt sich durch den Polytropenexponenten γ und die Machzahl im Upstream M_1 ausdrücken (Koskinen 2011).

Im Falle eines MHD-Schocks müssen zusätzlich die Magnetfelder und elektrischen Felder betrachtet werden. Nach Kirk & Duffy (1999) lassen sich für die ideale MHD¹³ im relativistischen Fall die Sprungbedingungen

$$[B^\mu u^\nu - u^\mu B^\nu] n_\mu = 0 \quad (2.22)$$

¹³Dies beinhaltet die Annahmen, dass das Plasma als perfekter elektrischer Leiter mit dem idealen Ohmschen Gesetz angenommen wird und in seinem Ruhesystem das elektrische Feld verschwindet.

aus den Maxwell-Gleichungen herleiten. Hier wurde die Einstein'sche Konvention für Summen verwendet, $[]$ bezeichnet den Kommutator zwischen Up- und Downstream, u_μ die Vierer-Geschwindigkeit des Plasmas und n_μ den Normalenvektor auf der Schockfront. Demnach enthält Gleichung (2.22) insgesamt sechs Relationen, mit denen sich die Komponenten des magnetischen Feldes vor und hinter dem Schock bestimmen lassen. Aufgeteilt auf die Komponenten parallel B_\parallel und senkrecht B_\perp zur Schocknormalen ergeben sich (Huba 2006):

$$[B_\parallel] = 0 \quad (2.23)$$

$$[u_\parallel B_\perp - u_\perp B_\parallel] = 0 \quad (2.24)$$

Über einen parallelen Schock mit $\mathbf{B} \parallel \mathbf{n}$ ist demnach das Magnetfeld konstant.

Schockbeschleunigung

Im Folgenden soll das zu Grunde liegende Prinzip der Teilchenbeschleunigung an Schockfronten an diesem einfachen Spezialfall veranschaulicht werden. Die Komplexität des Problems für relativistische und somit nichtparallele Schocks wird im nachfolgenden Abschnitt diskutiert. Entsprechend den obigen Überlegungen kann man die in Abbil-

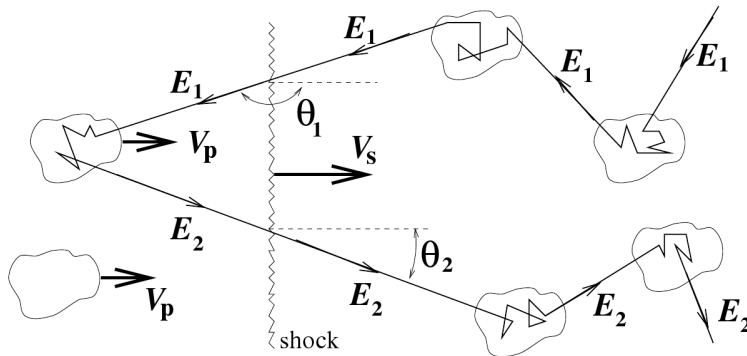


Abbildung 2.13: Schematische Darstellung sukzessiver Streuprozesse in der Umgebung von Schockfronten, dargestellt im Ruhesystem des Upstream-Bereichs. Abbildung aus (Protheroe & Clay 2004).

dung 2.13 verwendeten Größen über das Kompressionsverhältnis $r = V_d/V_u$ verbinden. Durch Transformation in das Ruhesystem des Schocks erhält man $V_u = -V_S$, $V_d = V_P - V_S$ und somit $V_S/V_P = (r - 1)/r$. Insbesondere kommt aus der Sicht beider Plasmaruhesysteme das Plasma der jeweils anderen Schockseite auf den Beobachter zu. Bereits bei schwachrelativistischen Geschwindigkeiten kommt es bei deren Addition

durch Galilei-Transformation zu merklichen Fehlern. Unter Verwendung der relativistischen Geschwindigkeitsaddition erhält man die Flussgeschwindigkeit im Downstream

$$V_d = \frac{V_S(R-1)}{R-V_S^2} \quad (2.25)$$

in Abhängigkeit von der Schockgeschwindigkeit.

Eine fortlaufende Beschleunigung kann nur entstehen, wenn Teilchen den Schock überqueren, gestreut werden und den Schock erneut überqueren. Damit dies möglich ist, muss die auf die Schocknormale projizierte Teilchengeschwindigkeit im Upstream kleiner ($v \cos \theta_1 < V_P$), im Downstream größer ($v \cos \theta_2 > V_P$) als die Schockgeschwindigkeit sein. Daraus ergeben sich

$$\langle \cos(\theta_1) \rangle = \frac{\int_{-1}^{V_S/v} \cos(\theta_1)(V_S - v \cos(\theta_1)) d(\cos(\theta_1))}{\int_{-1}^{V_S/v} (V_S - v \cos(\theta_1)) d(\cos(\theta_1))} \approx -\frac{2}{3}, \quad (2.26)$$

$$\langle \cos(\theta_2) \rangle = \frac{\int_{V_S/v}^1 \cos(\theta_2)(v \cos(\theta_2) - V_S) d(\cos(\theta_2))}{\int_{V_S/v}^1 (v \cos(\theta_2) - V_S) d(\cos(\theta_2))} \approx \frac{2}{3} \quad (2.27)$$

die mittleren Winkel vor und nach der Streuung in der Näherung $v \approx c \gg V_S$. Weiterhin wurde hier vorausgesetzt, dass das Ensemble zu jedem Zeitpunkt isotrop ist. Setzt man diese Werte in Gleichung (2.17) mit $\beta = V_P/c$ ein, erhält man

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{4}{3}\beta = \frac{4(r-1)}{3r} \frac{V_S}{c} \quad (2.28)$$

für den Energiegewinn pro Umlauf. Da das Teilchen nach jedem Umlauf entweder dem Schock entkommen, oder aber erneut Energie gewinnen kann, ist es einsichtig, dass sich für die Energieverteilung einer Teilchenpopulation letztlich ein Potenzgesetz ergeben wird.

Relativistische und nichtparallele Schocks

Beim Übergang zum relativistischen Schock gibt es nun zwei wesentliche Aspekte, die eine einfache Modellbeschreibung nicht erlauben. Zum einen ist dies die nicht mehr haltbare Annahme von Isotropie. Zum anderen ergibt sich aus den Sprungbedingungen des magnetischen Felds eine weitere Einteilung in zwei Regime.

In den bisherigen Betrachtungen wurde vernachlässigt, dass geladene Teilchen in einem magnetischen Hintergrundfeld stark an die Feldlinien gebunden sind, um die sie gyrieren. Bewegungen des Gyrozentrums senkrecht zu den Feldlinien sind stark unterdrückt.

Somit ist die Dynamik eines Teilchens bereits durch seinen Impuls p und den Winkel zwischen \mathbf{p} und \mathbf{B} bestimmt. Dieser wird im Allgemeinen als Pitchwinkel μ bezeichnet. Die Bedingung für die Rückkehr zur Schockfront ist also nicht nur von der Schockgeschwindigkeit V_S abhängig, sondern auch vom Winkel ϕ_d zwischen Schocknormale und Magnetfeld im Downstream, da sich der Schnittpunkt von Feldlinie und Schockfront aus der Sicht des Teilchens mit einer Geschwindigkeit $V_{int} = V_P / \cos \phi_d \geq V_P$ bewegt. Bei der Beschreibung relativistischer Schocks mit $V_P \approx c$ wird dieser Unterschied signifikant und es kann insbesondere der Fall $V_{int} > c$ auftreten. Für relativistische Flüsse durch einen stationären Schock wird dieser sogenannte Überlicht-Schock (*engl. superluminal shock*) der Regelfall sein, da sich im Gegenfall der Winkel im Upstream auf $\phi_u < 1/\Gamma_d$ beschränken müsste, wobei Γ_d der Lorentzfaktor des Plasmas im Downstream ist (Kirk & Duffy 1999). Daraus folgend wird die Dynamik der Teilchenverteilung nicht mehr durch den Transport entlang der Feldlinien bestimmt, sondern durch die Gyrationbewegung. Im extremen Fall kann auch die Streurate der Teilchen deutlich höher als die Gyrationfrequenz sein, so dass die Beschreibung über ein Gyrozentrum und den Pitchwinkel endgültig nicht mehr nutzbar ist.

Hinzu kommt die Schwierigkeit, dass bei der Lorentztransformation zwischen den zwei Seiten eines relativistischen Schocks eine isotrope Verteilung stark verformt wird. Somit ist eine Lösung des Systems nur durch einen Ansatz möglich, der die Abhängigkeit vom Pitchwinkel explizit beinhaltet. Eine stationäre, semianalytische, relativistische Verallgemeinerung der diffusiven Schockbeschleunigung wurde von Kirk & Duffy (1999) präsentiert. Zeitabhängige Lösungen der Beschleunigung sowie der Effekt der Schock-Drift-Beschleunigung lassen sich nur durch sogenannte Teilchen-Monte-Carlo-Simulationen untersuchen (Begelman & Kirk 1990). Eine Verbindung zu den in Blazaren beobachteten Spektren ist hier aber nur qualitativ über den resultierenden Spektralindex möglich (Baring et al. 2013). Eine konsistente Beschreibung der Emission aus der Umgebung relativistischer Jets ist mit den derzeitigen Methoden und der zur Verfügung stehenden Rechenleistung nicht möglich.

Auch in der vorliegenden Arbeit bleibt die Analyse der Emissionsmorphologie auf nichtrelativistische Schocks beschränkt. Dies lässt in den relativistischen Ausflüssen von Blazaren zunächst nur auslaufende Schocks zu, die sich zusammen mit dem Plasma entlang des Jets bewegen, jedoch hinreichend kleine Plasmageschwindigkeiten im Bezugssystem des Schocks aufweisen. Inwiefern die Resultate dieser Arbeit auch auf den Downstream relativistischer Schocks übertragbar sind und somit zur Beschreibung des Radiokerns dienen können, soll in Abschnitt 5.1 diskutiert werden.

2.5.3 Zeitskalen der Schockbeschleunigung

Für die Falsifikation von Modellen zur Beschreibung zeitlich stark veränderlicher Quellen ist die Verknüpfung der resultierenden Zeitskalen mit den relevanten physikalischen Prozessen essentiell. Da sich die Emission von Blazaren vollständig aus den Eigenschaften der beschleunigten Teilchenverteilung ergibt, ist neben der Kühlung dieser Verteilung, die in Abschnitt 2.6 diskutiert wird, insbesondere die Zeitskala des Beschleunigungsprozesses relevant.

Aus der obigen Beschreibung der Fermi-I-Beschleunigung ist ersichtlich, dass die resultierende Zeitskala hauptsächlich von den Streuvorgängen abhängen wird, die die Teilchenverteilung im Ruhesystem des Plasmas isotropisieren. Dieser Prozess lässt sich durch eine Diffusion des Pitchwinkels mit dem Diffusionskoeffizienten

$$D_{\mu\mu} = \frac{1}{2} \frac{\langle (\Delta\mu)^2 \rangle}{\Delta t} \quad (2.29)$$

beschreiben. Unter Verwendung der Notation $D_{\mu\mu} = (1 - \mu^2)^{\frac{\nu}{2}}$ ergibt sich die Advektions- und Diffusions-Gleichung einer Phasenraumverteilung f zu

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v\mu \frac{\partial f}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial \mu} \frac{\nu}{2} (1 - \mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} \quad (2.30)$$

Die Form dieser Gleichung lässt sich durch die Skalierung $t' = t\nu$ und $x' = \frac{x\nu}{v}$ zu

$$\frac{\partial f}{\partial t'} + \mu \frac{\partial f}{\partial x'} = \frac{\partial}{\partial \mu} \frac{1}{2} (1 - \mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} \quad (2.31)$$

vereinheitlichen. Somit wird eine Lösung dieser Gleichung in der Umgebung eines Schocks sowohl in der Zeitdomäne als auch in der räumlichen Struktur stark von der Größe ν abhängen. Diese ergibt sich unter der Annahme resonanter Streuung zu

$$\nu = \pi\Omega \frac{|k_r| I(k_r)}{B^2} \quad (2.32)$$

wobei die Gyrofrequenz Ω , das Turbulenzspektrum $I(k)$ an der Stelle der resonanten Wellenzahl k_r und das Magnetfeld B eingehen (Vainio et al. 2004)¹⁴.

In das in Abschnitt 3 vorgestellte Modell wird später die Streurrate $W \propto \nu$ eingehen. Deren Skalierung lässt sich somit immer in die Amplitude der Turbulenz absorbieren. Interessanter sind die Abhängigkeiten zwischen ν und dem Produkt aus Teilchenmasse

¹⁴Für eine Beschreibung der Teilchenstreuung in realistischen Turbulenzmodellen im Rahmen von MHD-Simulationen siehe z. B. Lange et al. (2013).

und Lorentzfaktor γm . Je nach Spektralindex $-\alpha$ des Turbulenzspektrums ergibt sich

$$\nu \propto (\gamma m)^{\alpha-2} \quad . \quad (2.33)$$

Im Allgemeinen wird eine von der Energie unabhängige Beschleunigungseffizienz angenommen und somit implizit ein leicht größerer Exponent als der kanonische von $\alpha = 5/3$ (Kolmogorov 1941). Die in Blazaren häufig beobachtete Korrelation zwischen den verschiedenen Bändern, etwa dem optischen und dem Röntgenbereich, spricht ebenfalls für eine nur schwache Abhängigkeit der Beschleunigungseffizienz von der Teilchenenergie.

In Hybridmodellen ergibt sich ein weiterer Zusammenhang der Streurate mit der beobachteten Emission, da neben Teilchen einer Spezies mit verschiedenem γ auch Teilchen unterschiedlicher Massen zur erzeugten Strahlung beitragen. So haben Spanier & Weidinger (2012) gezeigt, dass sich unter der Annahme einer massenabhängigen Beschleunigungszeitskala charakteristische Zeitdifferenzen zwischen den verschiedenen Komponenten des Spektrums ergeben.

2.5.4 Alternative Theorien

Die im vorherigen Abschnitt aufgeworfenen Probleme sowie Beobachtungen, die sich nur schwer mit dem Modell der Schockbeschleunigung erklären lassen, werfen die Frage auf, ob auch andere Mechanismen für die Entstehung einer hochenergetischen Teilchenverteilung verantwortlich sein können oder zumindest deren extreme Variabilität erklären könnten.

Ein häufig vorgeschlagener Prozess, der zudem in der Korona der Sonne beobachtet wird, ist die magnetische Rekonnexion. Dieser Prozess wurde ursprünglich vorgeschlagen, um die folgende Diskrepanz aufzulösen. Auf großen Skalen verhält sich ein Plasma näherungsweise als ideale Flüssigkeit, da es stoßdominiert ist und das Ohm'sche Gesetz die Form $\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ annimmt. Dennoch wird im Sonnenwind die Umwandlung von Feldenergie in kinetische Energie beobachtet. Die magnetische Rekonnexion bietet nun einen, von lokalen Abweichungen des idealen Ohm'schen Gesetzes ausgehenden, selbstverstärkenden Prozess, der auch auf großen Skalen Energie umwandeln kann (Schindler 2007).

Inwiefern in einem Rekonnexionsgebiet auch Teilchen zu nichtthermischen Verteilungen beschleunigt werden können, ist Gegenstand gegenwärtiger Forschung (Egedal et al. 2012). Detaillierte Simulationen einzelner Teilchentrajektorien u.a. durch Nalewajko et al. (2011) zeigen, dass die Verteilung des maximalen Abstandes zum sogenannten

X-Punkt der Feldkonfiguration zu einer Energieverteilung in Form eines Potenzgesetzes führt. Auch die Beschleunigung auf relativistische Energien konnte in Simulationen gezeigt werden (Lyubarsky & Liverts 2008).

Ob die magnetische Rekonnexion einen robusten Mechanismus in AGN-Jets darstellt, der für die kontinuierliche Emission hochrelativistischer Teilchen verantwortlich sein kann, und der durch die uns möglichen Beobachtungen falsifiziert werden kann, ist bislang unklar.

2.6 Strahlungsprozesse

Im folgenden Abschnitt soll aufgezeigt werden, durch welche Prozesse eine Verteilung nichtthermischer Teilchen zur Emission elektromagnetischer Strahlung führt. Welche dieser Prozesse eine jeweilige Quelle dominieren, wird zum einen durch den Teilcheninhalt bestimmt. So würde der in Abschnitt 2.2.2 vorgestellte Blandford-Znajek-Mechanismus für eine Dominanz leptonischer Prozesse sprechen. Sind andererseits auch Protonen im Jetplasma vorhanden, so hängt es von den physikalischen Bedingungen der Beschleunigungszone ab, ob sie ebenfalls zu hochrelativistischen Energien beschleunigt werden. Hier ist insbesondere entscheidend, ob das Magnetfeld hinreichend stark ist, die schwereren Protonen auch bei hohen Energien — und somit sehr großen Gyroradien — innerhalb der Beschleunigungszone zu halten. Ist dies gegeben, so werden neben den leptonischen Prozessen auch die abschließend diskutierten photohadronischen Prozesse zur Emission der Quelle beitragen. Für einen rein hadronischen Jet gibt es keine theoretische Grundlage.

2.6.1 Synchrotronemission

Geladene Teilchen, die sich mit relativistischen Geschwindigkeiten in einem Magnetfeld bewegen, emittieren Synchrotronstrahlung. Das von einer monoenergetischen Teilchenverteilung erzeugte Spektrum erstreckt sich in Abhängigkeit von der Energie bis zu einer charakteristischen Frequenz

$$\nu_c = \frac{3\gamma^2 q B}{4\pi m c} \quad , \quad (2.34)$$

ab der es exponentiell abfällt. In diese Frequenz gehen neben der Magnetfeldstärke B die Ladung und Masse der Teilchenspezies, sowie der Lorentzfaktor der emittierenden Teilchen ein. Die genaue Form des Spektrums, wenn es von monoenergetischen Teilchen in einem gleichförmigen Magnetfeld B erzeugt wird, wurde von Korchakov & Syrovatskii

(1962) zu

$$P_\nu(\gamma, \nu) = \frac{\sqrt{3} q^3 B}{m c^2} \cdot \frac{\nu}{\nu_c} \int_{\frac{\nu}{\nu_c}}^{\infty} d\eta K_{\frac{5}{3}}(\eta) \quad (2.35)$$

bestimmt. Der Integrand $K_{\frac{5}{3}}(\eta)$ ist die modifizierte Besselfunktion der Ordnung $5/3$.

Zur Beschreibung der Kühlung der Teilchen ist insbesondere die Gesamtleistung — das Integral von Gleichung (2.35) über alle Frequenzen — von Interesse. Diese wurde unter anderem von Ginzburg & Syrovatskii (1965) berechnet:

$$P_{sync} = \frac{2 q^4 B^2}{3 m^2 c^3} \gamma^2 \quad . \quad (2.36)$$

Möchte man die Leistung nicht auf ein Energieintervall $dE = mc^2 d\gamma$, sondern ein Intervall $d\gamma$ des Lorentzfaktors beziehen, ergibt sich

$$P_{sync,\gamma} = \frac{2 q^4 B^2}{3 m^3 c^5} \gamma^2 = \beta_s \gamma^2 \quad . \quad (2.37)$$

Das Emissionsspektrum einer beliebigen Teilchenverteilung $n(\gamma)$ erhält man aus dem Integral des mit der jeweiligen Anzahldichte gewichteten Spektrums über alle Teilchenenergien

$$\epsilon_\nu = \frac{1}{4\pi} \int d\gamma n(\gamma) P_\nu(\gamma, \nu) \quad . \quad (2.38)$$

Hierbei bezeichnet ϵ_ν den Emissionkoeffizienten pro Frequenzintervall und Raumwinkel-element.

Eine für die numerische Behandlung vorteilhafte Näherung des Emissionsspektrums P_ν wurde von Brown et al. (1983) vorgeschlagen. Sie vermeidet die Verwendung der nicht analytisch auswertbaren Besselfunktion $K_{\frac{5}{3}}$. Durch diese sogenannte Melrose-Näherung des in Gleichung (2.35) enthaltenen Integrals mit

$$P_\nu(\gamma, \nu) \approx 1,8 \frac{\sqrt{3} q^3 B}{m c^2} \cdot \left(\frac{\nu}{\nu_c} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot e^{-\frac{\nu}{\nu_c}} \quad (2.39)$$

reduziert sich die Berechnung auf ein Einfachintegral über leichter handhabbare Funktionen.

2.6.2 Synchrotronselfabsorption

Breitet sich hochenergetische Strahlung — etwa Synchrotronstrahlung — in einem relativistischen Elektronengas aus, so muss auch die Absorption dieser Strahlung durch die Teilchen berücksichtigt werden. Da häufig die gleiche Teilchenpopulation für die Emis-

sion und Absorption verantwortlich ist, spricht man von Synchrotronselfabsorption (*engl. synchrotron self-absorption, SSA*).

Die Berechnung des zugehörigen Koeffizienten erfolgt nach Ginzburg & Syrovatskii (1965) aus der Differenz der Einsteinkoeffizienten für Absorption B_{12} und stimulierte Emission B_{21} , wobei der Zusammenhang

$$B_{21} = B_{12} = \frac{A_{21}c^2}{2h\nu^3} \quad (2.40)$$

gilt. Berücksichtigt man, dass Absorption vom niedrigeren, Emission dagegen vom höheren Energieniveau aus stattfindet und ersetzt den Emissionkoeffizienten durch $A_{21} d\Omega = P_\nu(\gamma, \nu)/h\nu$ ergibt sich

$$\kappa(\nu) = \frac{1}{8\pi\nu^2m} \int d\gamma \gamma^2 \frac{\partial}{\partial\gamma} \left(\frac{n(\gamma)}{\gamma^2} \right) P_\nu(\gamma, \nu) \quad (2.41)$$

für den Absorptionskoeffizienten. Wie für die Berechnung der Synchrotronemission wird $P_\nu(\gamma, \nu)$ durch die Melrose-Näherung (2.39) ersetzt. Für die Berechnung des Absorptionskoeffizienten muss also ebenfalls ein Einfachintegral berechnet werden.

Für die Untersuchung des Radiobereichs der Emission von Blazaren hat sich insbesondere herausgestellt, dass die häufig verwendete Delta-Approximation, die zudem zu numerischen Instabilitäten führen kann, unzureichend ist. Der Energiegewinn der Elektronen bei der Absorption kann jedoch, wie bereits durch Rürger (2011) festgestellt, vernachlässigt werden. Der Vollständigkeit halber soll hier trotzdem die implementierte Berechnung kurz aufgezeigt werden.

Nach McCray (1969) ergibt sich der Term $C(\gamma)$, der die Form einer Impulsdiffusion hat und entsprechend der stochastischen Beschleunigung durch den Fermi-II-Prozess wirkt, zu

$$C_E(\gamma) = \int d\nu \frac{I(\nu)}{2m\nu^2} P_\nu(\gamma, \nu) \quad , \quad (2.42a)$$

$$C_\gamma(\gamma) = \int d\nu \frac{h}{2m^2c} \frac{N(\nu)}{\nu} P_\nu(\gamma, \nu) \quad . \quad (2.42b)$$

Er hängt, wie zu erwarten, von der Photonenzahldichte ab und ergibt sich aus einem Einfachintegral über Selbige. Der jeweilige Wert $C(\gamma)$ wird dann in die kinetischen Gleichungen der Elektronen und Positronen (3.29) eingehen. Da die Berechnung in den Gleichungen (2.42) von der Photonendichte abhängt, kommt es hier erstmals zu einer Rückkopplung zwischen Teilchen- und Strahlungsinhalt im System.

2.6.3 Inverse Compton-Streuung

Eine andere — weitaus wichtigere — Kopplung wird durch den inversen Compton-Effekt vermittelt. Wie bei der Compton-Streuung handelt es sich um einen Streuprozess zwischen Photonen und Elektronen. Findet die Streuung an relativistischen Elektronen statt, wobei es zu einem Energieübertrag vom Elektron zum Photon kommt, spricht man von inverser Compton-Streuung¹⁵. Am einfachsten lässt sich der Streuvorgang im Schwerpunktsystem beschreiben, in dem sich die Energie des Photons nicht ändert. Da die Relation $p_e = \gamma m v \gg h\nu/c = p_\nu$ für die Impulse von Elektron und Photon gilt, kann man näherungsweise das Schwerpunktsystem gleich dem Ruhesystem des Elektrons setzen. Die maximale Frequenz ν' der ausfallenden Strahlung wird demnach bei einer frontalen Streuung erreicht und ergibt sich aus den beiden Transformationen — in das Elektron-Ruhesystem und zurück in das Laborsystem — zu $\nu'_{max} \sim \gamma^2 \nu$.

Liegt nun die Energie des Photons im Ruhesystem des Elektrons $\gamma\nu$ in der Größenordnung der Ruheenergie des Elektrons, gilt also

$$mc^2 \sim \gamma h\nu \quad , \quad (2.43)$$

so wird die Energie des ausfallenden Photons $h\nu' = \gamma^2 h\nu \sim \gamma mc^2$ in der Größenordnung der Energie des Elektrons liegen. Bei noch höheren Energien wäre demnach der Energiegewinn des Photons größer als die Energie des streuenden Elektrons, was der Energieerhaltung widerspricht. Tatsächlich ergibt sich aus einer Untersuchung mit Hilfe der Quantenelektrodynamik (QED) eine Änderung des Streuquerschnitts, der einen Abfall — den sogenannten Klein-Nishina cut-off — bei hohen Energien beinhaltet (Klein & Nishina 2013).

Blumenthal & Gould (1970) geben den zur niedrigsten Ordnung QED exakten Streuquerschnitt zu

$$\frac{dN_{\gamma,\nu}}{d\nu' dt} = \frac{2\pi r_0^2 c}{\nu\gamma^2} \cdot \left(2q \cdot \ln(q) + (1 + 2q)(1 - q) + \frac{1 - q}{2} \frac{\Gamma_E^2 q^2}{1 + \Gamma_E q} \right) \quad (2.44)$$

an, wobei die Abhängigkeiten zum Streuwinkel und zur Polarisierung der einfallenden Strahlung ausintegriert wurden. Die verwendeten Größen sind wie folgt definiert:

- $E = \frac{h\nu}{\gamma mc^2}$ — die auf die Elektronenenergie normierte Energie der Photonen

¹⁵Compton-Streuung führt im Gegensatz dazu zu einer Abnahme der Frequenz des gestreuten Lichts. Neben dem Photoeffekt war die Compton-Streuung einer der ersten Nachweise, dass sich elektromagnetische Strahlung bei Streuprozessen wie ein Teilchen verhält, da es sonst zu keiner Änderung der Wellenlänge kommen dürfte.

- $r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$ — der klassische Elektronenradius
- $\Gamma_E = 4\gamma^2 E$
- $q = \frac{E'}{\Gamma_E(1-E')}$.

Aus der Erhaltung von Energie und Impuls ergeben sich die Grenzen des Streuspektrums

$$E \leq E' \leq \Gamma_E/(1 + \Gamma_E) \quad . \quad (2.45)$$

Da die Zahl der Photonen, die in ein Frequenzintervall gestreut werden, sowohl von der Photonenverteilung bei niedrigeren Energien, als auch von der Elektronenverteilung abhängen, wird die Berechnung eines Doppelintegrals über beide Größen notwendig. Ferner ist für die Gesamtbilanz des Prozesses sowohl der Verlust durch Streuung zu höheren Energien, als auch der Gewinn durch Streuung von niedrigeren Energien zu berücksichtigen. Der resultierende Ausdruck

$$\epsilon_\nu = \frac{h\nu}{4\pi} \int d\gamma n(\gamma) \int d\nu' \left(\frac{dN_{\gamma,\nu'}}{d\nu dt} \cdot n(\nu') - \frac{dN_{\gamma,\nu}}{d\nu' dt} \cdot n(\nu) \right) \quad (2.46)$$

für den Emissionskoeffizienten lässt sich jedoch in zwei numerisch verschieden aufwändige Teile zerlegen. So kann der hintere, in Klammern gefasste, Ausdruck in Gleichung (2.47)

$$\epsilon_\nu = \frac{h\nu}{4\pi} \int d\gamma n(\gamma) \int d\nu' \frac{dN_{\gamma,\nu'}}{d\nu dt} \cdot n(\nu') - n(\nu) \int d\gamma n(\gamma) \left(\int d\nu' \frac{dN_{\gamma,\nu}}{d\nu' dt} \right) \quad (2.47)$$

tabellarisiert werden und muss nicht in jedem Zeitschritt neu berechnet werden. Diese Aufspaltung ist insbesondere bei Verwendung verschiedener Rechenkomponenten sinnvoll, wie im Abschnitt 3.6.4 erläutert wird.

Gleiches gilt für die Berechnung der Kühlleistung auf die Elektronen durch die inverse Comptonstreuung. Diese ergibt sich zu

$$P_{IC,\gamma} = \frac{1}{mc^2} \int d\nu n(\nu) \left(\int d\nu' h\nu' \frac{dN_{\gamma,\nu}}{d\nu' dt} \right) \quad , \quad (2.48)$$

wobei der Ausdruck in der hintere Klammer wiederum tabellarisiert werden kann. Die jeweiligen Integralgrenzen ergeben sich aus der Relation (2.45).

2.6.4 Paarerzeugung

Als Paarerzeugung bezeichnet man die Umwandlung zweier hochenergetischer Photonen zu einem realen Elektron-Positron-Paar im Vakuum. Aus der zu erfüllenden Energie-

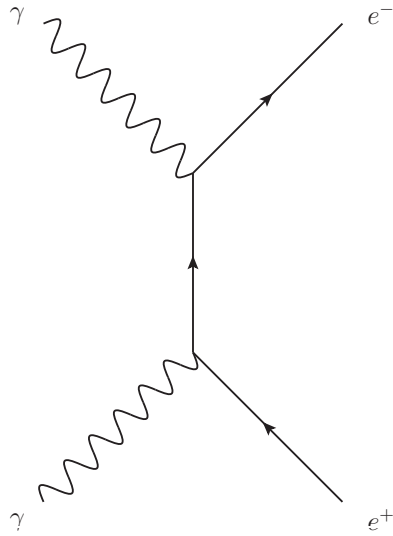


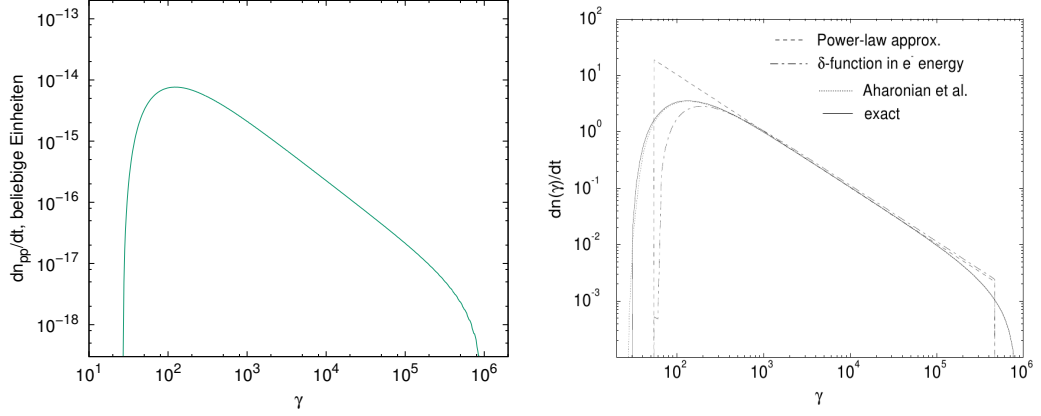
Abbildung 2.14: Feynman-Diagramm für die niedrigste Ordnung der Paarerzeugung. Hier, wie auch in allen folgenden Feynman Diagrammen, erstreckt sich die Zeitachse in der horizontalen nach rechts und der Ort vertikal nach oben.

erhaltung folgt, dass die Gesamtenergie der beiden Photonen $h(\nu_1 + \nu_2)$ zumindest die Ruheenergie der beiden entstehenden Leptonen $2m_e c^2$ erreichen muss. Diese Grenze gilt jedoch nur bei einer frontalen Streuung, nach der die beiden erzeugten Teilchen auch im Laborsystem keinen Impuls besitzen. Eine allgemeinere Beschreibung erhält man aus dem lorentzinvarianten Skalarprodukt der beiden Vierervektoren der einfallenden Photonen. Da dessen Wert insbesondere auch im Schwerpunktsystem des Elektron-Positron-Paars gilt, kann man hier die Ersetzung $\epsilon_{cm} = \gamma_{cm}$ zwischen Photon- und Leptonenergien vornehmen. Zu beachten ist, dass alle Energien auf die Ruheenergie des Elektrons normiert sind. Es ergibt sich nach Schlickeiser & Böttcher (1997)

$$\epsilon_1 \circ \epsilon_2 = \epsilon_1 \epsilon_2 (1 - \mu) = 2\epsilon_{cm}^2 = 2\gamma_{cm}^2 \geq 2 \quad , \quad (2.49)$$

wobei der Winkel zwischen den Photonen im Laborsystem über $\mu = \cos \theta$ eingeht. Hieraus lässt sich nun die Kinematik des Prozesses herleiten.

Der bis zur zweiten Ordnung QED exakte Streuquerschnitt, der zur Berechnung des resultierenden Teilchenspektrums notwendig ist, wird von Jauch & Rohrlich (1959) angegeben. Er hängt explizit von den Energien der einfallenden Photonen, dem Winkel μ und der resultierenden Energie des erzeugten Paares ab. Die Berechnung des aus einem isotropen Strahlungsfeld resultierenden Paar-Spektrums wird durch die Gleichungen



(a) Paar-Spektrum erzeugt aus der Implementierung nach Aharonian et al. (1983). Die verwendeten Photonenspektren sind Potenzgesetze mit dem Exponent $\alpha = -1.5$ und reichen von $10^2 < \epsilon_1 < 10^6$ bzw. $10^{-7} < \epsilon_2 < 10^{-2}$.

(b) Vergleich des exakten Streuquerschnitts mit verschiedenen Näherungen für den Wirkungsquerschnitt aus Schlickeiser & Böttcher (1997).

Abbildung 2.15: Vergleich der erzeugten Paar-Spektren zwischen der Modell-Implementierung und verschiedenen Näherungen.

(26) – (29) in Schlickeiser & Böttcher (1997) angegeben.

Die hierbei zu berechnenden Ausdrücke beinhalten unter anderem Wurzeln, deren Radikanden an den Integralgrenzen Null werden. Somit kann es sehr schnell zu numerischen Ungenauigkeiten kommen. Insbesondere muss sichergestellt werden, dass die Radikanden nicht durch Rundungsfehler negativ werden. Somit kann es aus numerischen Gesichtspunkten sinnvoll sein, die von Aharonian et al. (1983) berechnete Näherung zu verwenden:

$$\dot{n}_{pp}(\gamma) \approx \frac{3}{32} c \sigma_T \int_{\gamma}^{\infty} d\epsilon_1 \frac{N_{\nu}(\epsilon_1)}{\epsilon_1^3} \int_{\frac{\epsilon_1}{4\gamma(\epsilon_1-\gamma)}}^{\infty} d\epsilon_2 \frac{N_{\nu}(\epsilon_2)}{\epsilon_2^2} \left[\frac{4\epsilon_1^2}{\gamma(\epsilon_1-\gamma)} \cdot \ln \left(\frac{4\epsilon_2\gamma(\epsilon_1-\gamma)}{\epsilon_1} \right) - 8\epsilon_1\epsilon_2 + \frac{2(2\epsilon_1\epsilon_2-1)\epsilon_1^2}{\gamma(\epsilon_1-\gamma)} - \left(1 - \frac{1}{\epsilon_1\epsilon_2} \right) \frac{\epsilon_1^4}{\gamma^2(\epsilon_1-\gamma)^2} \right]. \quad (2.50)$$

Ebenfalls in Schlickeiser & Böttcher (1997) findet sich eine Diskussion dieser Näherung im Vergleich zur exakten Lösung. Es zeigt sich, dass das Spektrum für einen weiten Bereich von Photonenspektren nur um wenige Prozent von der exakten Lösung abweicht. Lediglich für den Fall $\epsilon_2^{max} \sim 1$ und $\epsilon_1^{min} \gg 1$ ergeben sich größere Abweichungen für die Produktion von Paaren mit $\gamma \sim 1$.

Der in Abbildung 2.15 dargestellte Testfall mit — in AGN im Allgemeinen anzutreffen-

den — Potenzgesetzverteilungen zeigt eine gute Übereinstimmung der implementierten Paarproduktion mit dem exakten Paarspektrum. Eine einfache Kontrollmöglichkeit lässt sich aus der Absorptionsrate κ_{pp} der Photonen und der Energieerhaltung konstruieren.

Da die Berechnung von κ_{pp} nicht von der Energie der erzeugten Paare abhängt, lässt sich die Berechnung zur Laufzeit durch ein Einfachintegral über die Gesamtenergie exakt berechnen. Die Absorptionsrate durch γ - γ -Annihilation beträgt nach Coppi & Blandford (1990)

$$R(\chi) = \int_{-1}^{\mu_{max}} d\mu \frac{1-\mu}{2} \sigma(\chi, \mu) \quad , \quad (2.51)$$

wobei $\chi = \epsilon_1 \epsilon_2$. Der Wirkungsquerschnitt hängt von der Geschwindigkeit der erzeugten Paare $\beta = \sqrt{1 - 2/\chi/(1-\mu)}$ und somit implizit auch vom Winkel μ ab:

$$\sigma(\chi, \mu) = \frac{3\sigma_T(1-\beta^2)}{16} \left[3 - \beta^4 \ln \left(\frac{1+\beta}{1-\beta} \right) - 2\beta(2-\beta^2) \right] \quad . \quad (2.52)$$

Das Integral über diesen Winkel lässt sich jedoch vor der zeitabhängigen Integration in Abhängigkeit von χ tabellarisieren, so dass zur Laufzeit für die Berechnung der Absorptionsrate

$$\kappa_{pp}(\epsilon_1) = \int_0^\infty d\epsilon_2 N_\nu(\epsilon_2) R(\chi(\epsilon_1, \epsilon_2)) \quad (2.53)$$

nur ein Einfachintegral zu lösen ist. Mit Hilfe der hiermit berechenbaren (exakten) Rate lässt sich nun die Energiebilanz

$$2m_e c^2 \int_1^\infty d\gamma \gamma \dot{n}_{pp}(\gamma) = h \int_0^\infty d\epsilon \epsilon \kappa_{pp}(\epsilon) N_\nu(\epsilon) \quad (2.54)$$

zwischen den Integralen über das erzeugte Paar-Spektrum und die absorbierten Photonen aufstellen. Dabei konnte festgestellt werden, dass sich die Überschätzung der Paarproduktion durch die verwendete Näherung im Bereich bis fünf Prozent bewegt.

Eine einfache Abschätzung über die Relevanz dieses Prozesses in verschiedenen Quellen ist bereits über die Form des Streuquerschnitts möglich. Dieser hat sein Maximum bei $\epsilon_1 \epsilon_2 = 2$ beziehungsweise $\nu_1 \nu_2 \approx 3 \cdot 10^{40} \text{ Hz}^2$. Selbst für HBLs, bei denen das zweite Maximum typischerweise bei $\nu_{IC} = 10^{25} \text{ Hz}$ liegt¹⁶, ergibt sich ein Wert von $\nu_2 \sim 10^{15} \text{ Hz}$. Die Photonendichte bei dieser Energie ist jedoch bereits so gering¹⁷, dass die Annihilation nicht signifikant beiträgt.

Im Gegensatz hierzu können die photohadronischen Wechselwirkungen in Hybridmo-

¹⁶Zu beachten ist hier, dass zur Berechnung der Annihilationsrate die Frequenzen im Ruhesystem des Blobs verwendet werden müssen.

¹⁷Im Gegensatz zum Fluss, der sein Maximum bei $\sim 10^{17} \text{ Hz}$ hat, liegt die maximale Photonendichte am Übergang zur SSA mit der optischen Tiefe $\tau(\nu) \sim 1$.

dellen Photonen mit deutlich höheren Energien erzeugen. Die Paarerzeugung durch Anihilation dieser Photonen und die hieraus resultierenden Paarkaskaden tragen erheblich zum resultierenden Spektrum bei. In einer Umgebung mit hochenergetischen Protonen können zudem weitere Prozesse stattfinden.

Bethe-Heitler-Paarproduktion

Neben der Paarproduktion im Vakuum kann im sogenannten Bethe-Heitler (BH)-Prozess auch ein einzelnes Photon im Feld eines Protons ein Elektron-Positron-Paar erzeugen. Hierbei kommt die notwendige Impulsänderung vom Proton. Die Relevanz dieses Prozesses wurde ausführlich von Weidinger (2011) diskutiert.

Demnach stellt bei hohen Magnetfeldern von $B \geq 10 \text{ G}$ — wie man sie für hadronische Quellen erwartet — der BH-Prozess nur eine Korrektur zu den Emissionen aus Protonensynchrotronstrahlung und den photohadronischen Prozessen dar. Bei wesentlich kleineren Feldstärken, wie sie von Mastichiadis et al. (2013) untersucht wurden, ist das Verhältnis zwischen Kaskaden aus freier Paarerzeugung und BH-Paaren parameterabhängig. In den für diese Arbeit durchgeführten Hybridsimulationen kann demnach davon ausgegangen werden, dass dieser Prozess nur eine kleine Korrektur darstellen wird.

Eine detaillierte Modellierung der Sekundärteilchen der photohadronischen Prozesse und ihrer Synchrotronemission, wie sie in Abschnitt 2.6.5 beschrieben wird, könnte dieses Bild ändern. Die dabei produzierten Photonen liegen in jenem Energiebereich, in dem der BH-Prozess dominiert. Wie in Abschnitt 4.3 gezeigt wird, beeinflusst diese Betrachtung das Spektrum jedoch nur im hochenergetischen Teil der Paarkaskaden signifikant. Somit bleibt auch die Relevanz der BH-Paare unverändert.

Für eine Weiterentwicklung des vorliegenden Modells sollte jedoch die Implementierung des Prozesses angestrebt werden. Dies würde insbesondere eine systematische Modellierung über Quellklassen hinweg erlauben.

2.6.5 Photohadronische Prozesse

Nimmt man im Rahmen der Hybridmodelle an, dass auch Protonen zu relativistischen Energien beschleunigt werden, so wird es neben der Abstrahlung von Synchrotron-Photonen auch zu weiteren Prozessen kommen. Ein im Ruhesystem des Protons hochenergetisches Photon kann ein sogenanntes Delta-Baryon¹⁸ anregen, das dann in ein Proton oder Neutron und ein Meson zerfällt. Der Prozess ist in Abbildung 2.16 dargestellt. Bei noch höheren Energien kommt es zudem zu direkter Pion-Produktion durch

¹⁸Auch Delta-Resonanz genannt. Ein extrem kurzlebiges Baryon, das aus drei Quarks besteht.

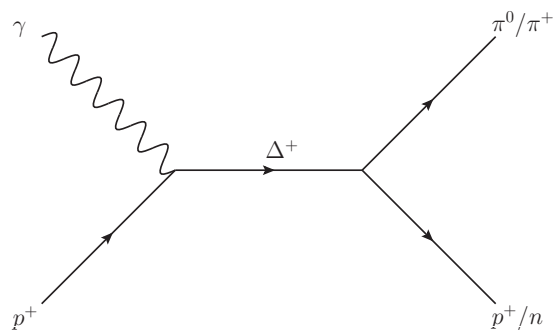


Abbildung 2.16: Feynman-Diagramm für die Mesonproduktion über die sogenannte Delta-Resonanz. Hierbei werden neutrale und positiv geladene Pionen produziert.

Austausch eines positiv geladenen Pions zwischen Proton und Photon, wie in Abbildung 2.17 dargestellt. Die sogenannte statistische Multi-Pion-Produktion setzt bei noch

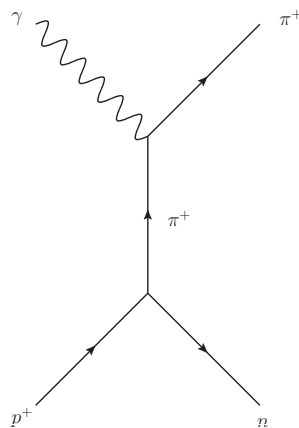


Abbildung 2.17: Feynman-Diagramm für die direkte Pion-Produktion. Da das Photon nur an geladenen Teilchen koppelt, ist hier lediglich die Produktion von π^+ möglich.

höheren Energien ein. Der gesamte Wirkungsquerschnitt ist in Abbildung 2.18 zu sehen. Die Schwellenenergie für diesen Prozess wird durch die Pionmasse ($m(\pi^\pm) = 139,6 \text{ MeV}$ und $m(\pi^0) = 135,0 \text{ MeV}$) bestimmt.

Die erzeugten Pionen sind ebenfalls — auf für AGNs relevanten Zeitskalen — sehr kurzlebig. Sie zerfallen in Abhängigkeit von ihrer Ladung hauptsächlich über die folgen-

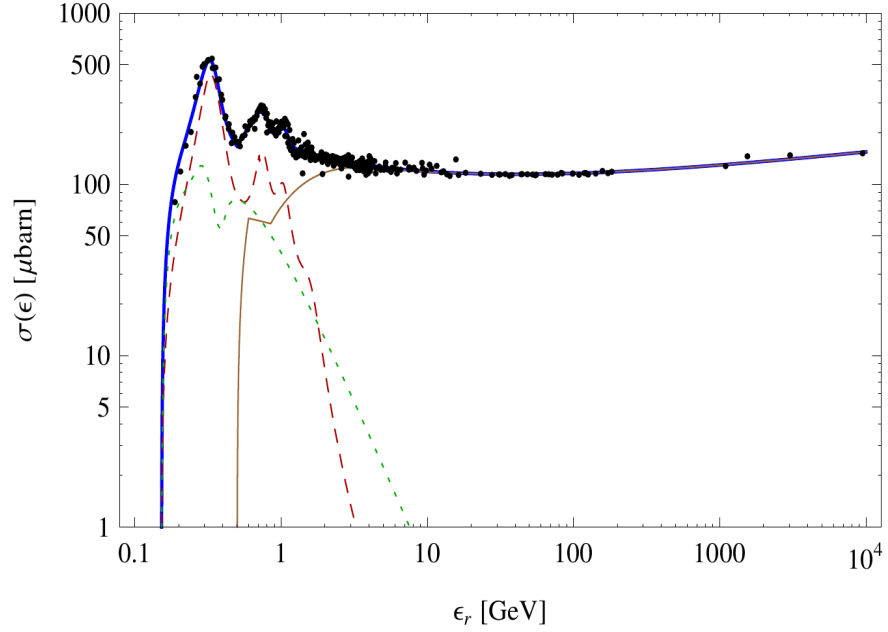


Abbildung 2.18: Streuquerschnitt der Photo-Pion-Produktion. Dargestellt sind Beiträge aus der Δ -Resonanz (rot), direkter Produktion (grün) und der Multi-Pion-Produktion (braun). Messdaten sind als Punkte dargestellt (aus Hümmer et al. (2010)).

den Kanäle:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.55)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.56)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

Eine häufig verwendete Approximation zur Berechnung der stabilen Endprodukte der photohadronischen Wechselwirkung wurde von Kelner & Aharonian (2008) vorgeschlagen. Sie erlaubt eine numerisch einfach handhabbare Integration über gegebene Produktionsraten, die aus Parametrisierungen von Monte-Carlo-Simulationen gewonnen wurden. Dies hat den Vorteil, dass die Kinematik des Prozesses beliebig genau nachvollzogen werden kann, ohne das zeitaufwändige Monte-Carlo-Wiederholungen zur Laufzeit notwendig sind. Insbesondere für zeitabhängige Modelle ist dieser Ansatz unumgänglich.

Ein Nachteil einer solchen Parametrisierung ist die Vernachlässigung der Dynamik der instabilen Zwischenprodukte. Wie in Abbildung 2.19 zu sehen, kann insbesondere bei hohen Energien die Lebensdauer der Myonen in den Bereich der Kühlzeitskala gelangen.

Um eine genauere Beschreibung der photohadronischen Prozesse in den Beschleunigungs-

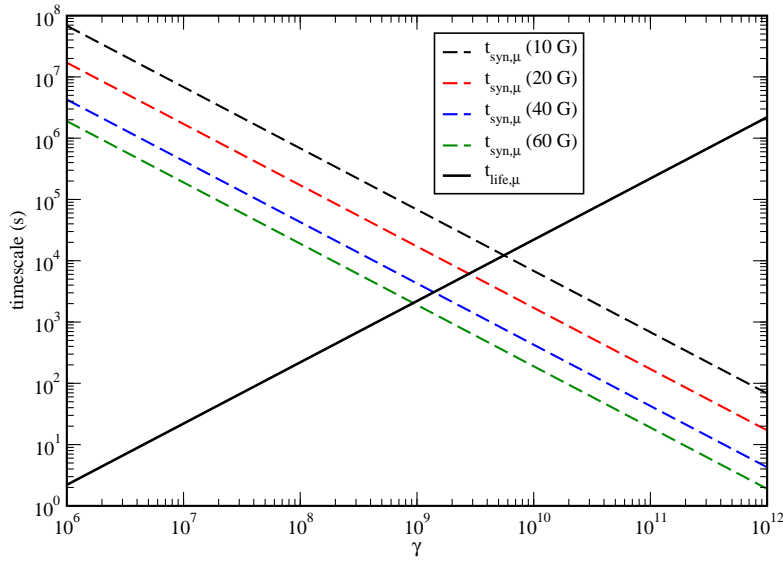


Abbildung 2.19: Energieabhängigkeit der Lebensdauer sowie der Kühlzeitskala bei verschiedenen Magnetfeldstärken (aus Weidinger 2011).

zonen von AGNs zu erhalten, wird in der vorliegenden Beschreibung das von Hümmer et al. (2010) entwickelte Modell verwendet.

Es berechnet explizit die Spektren der Zwischenprodukte. Der Einfluss von Energieänderungen, etwa durch Synchrotronstrahlung oder Schockbeschleunigung, kann somit untersucht werden. Weiterhin werden die unterschiedlichen Resonanzen getrennt betrachtet, da sie verschiedene Kinematiken und Multiplizitäten beinhalten. Werden zudem die Zwischenprodukte Spin-abhängig behandelt und nicht aufaddiert, erhält man auch die korrekten Verhältnisse der erzeugten Neutrinos, was für das Modell von Kelner & Aharonian (2008) nicht zutrifft.

Im hier verwendeten Modell *Sim-B* werden die Resonanzen durch einen konstanten Wirkungsquerschnitt einer gewissen Breite genähert, wie in Abbildung 2.20 dargestellt. Somit ist die Abhängigkeit von der Photonenenergie pro Resonanz beziehungsweise Wechselwirkungstyps (*interaction type* (IT) in Hümmer et al. 2010) aufgehoben. Dies erlaubt die Berechnung der Produktionsrate aus jedem IT über ein einfaches Integral

$$Q_b(\gamma_b) = c \frac{m_\pi}{m_p} n_p(\gamma_p) \frac{1}{\chi^{IT}} \int_{\frac{\epsilon_{th}}{2\gamma_p h}}^{\infty} d\nu N(\nu) M_\pi^{IT} f^{IT}(\gamma_p \cdot h\nu) \quad (2.57)$$

über die Photonendichte, gewichtet mit der Protonendichte, wobei sich die Protonen-

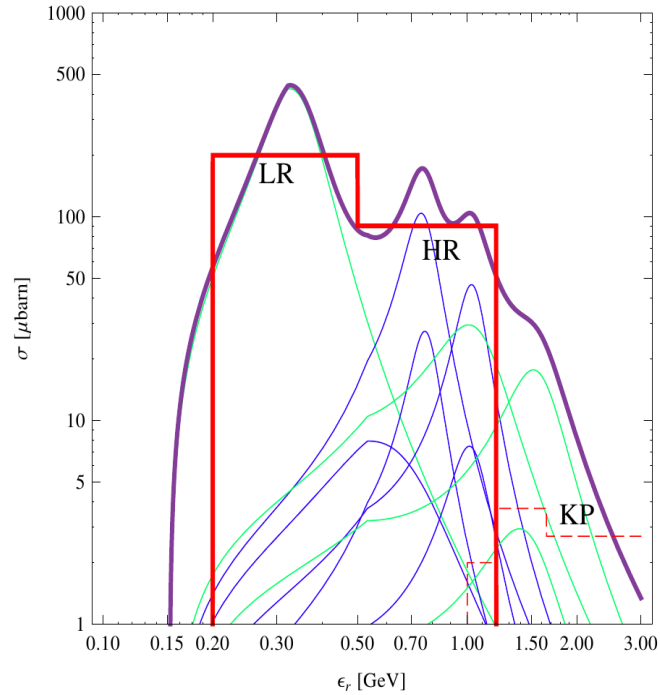


Abbildung 2.20: Exakte und genäherte Wirkungsquerschnitte resonanter Pion-Produktion. Für das vereinfachte Modell *Sim-B* wird der Wirkungsquerschnitt in niedrigere (LR) und hohe (HR) Resonanzen unterteilt. Die Kaon-Produktion (KP) wird in dieser Arbeit vernachlässigt (Abbildung aus Hümmer et al. 2010).

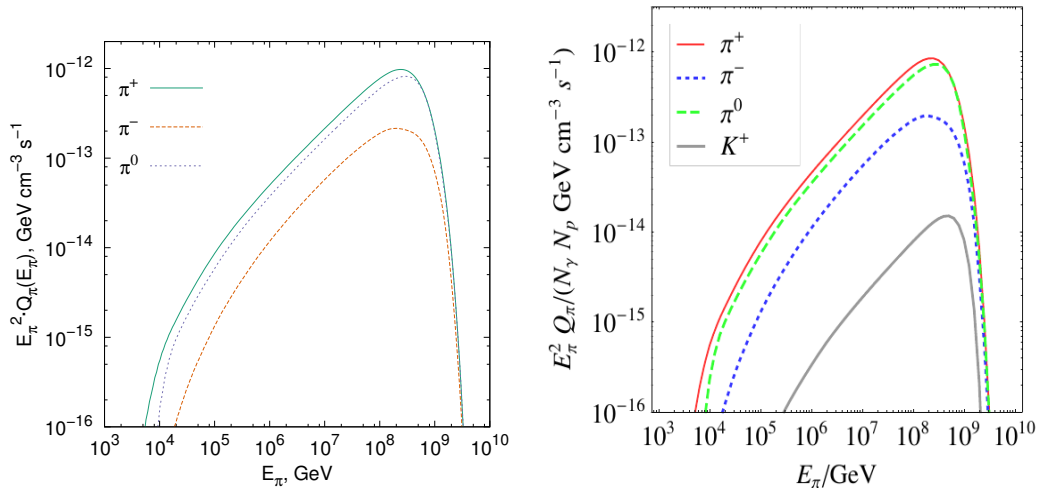
energie aus

$$\gamma_p = \frac{\gamma_b m_b}{\chi^{IT} m_p} \quad (2.58)$$

ergibt. Die zugehörigen Parameter finden sich in *Tabelle 4* von (Hümmer et al. 2010). Zusammen mit den Wechselwirkungen durch direkte Pion-Produktion (*Tabelle 5*) und Multi-Pion-Produktion (*Tabelle 6*) müssen insgesamt 25 Wechselwirkungstypen berücksichtigt werden. Eine Validierung der für diese Arbeit angefertigten zeitabhängigen Implementierung der Pion-Produktion findet sich in den Abbildungen 2.21 und 2.22. Für die in Hümmer et al. (2010) betrachteten Testfälle ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung der erzeugten Spektren. Die Produktion von Kaonen wird nicht betrachtet, da diese Wechselwirkung in AGNs eine fast zwei Größenordnungen niedrigere Produktionsrate aufweist und somit lediglich eine Korrektur zu den weiteren Prozessen darstellt.

Wie bereits erwähnt, zerfallen die produzierten Pionen vorwiegend in Myonen¹⁹. Solche

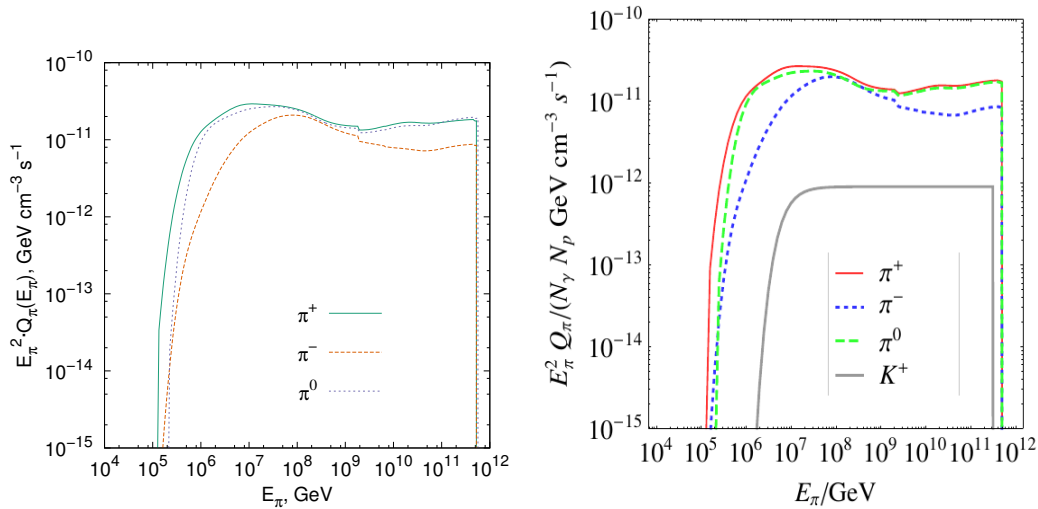
¹⁹Der auf Grund des Massenverhältnisses eigentlich bevorzugte Zerfall in Elektronen ist durch eine



(a) Pion-Spektrum erzeugt aus der Implementierung nach Hümmer et al. (2010). Dargestellt sind die Spektren der Pion-Spezies, wie sie aus dem dortigen Testfall *AGN* (Gleichungen C3 und C4) resultieren.

(b) Abbildung zu den Pion-Spektren des *AGN*-Testfalls aus (Hümmer et al. 2010).

Abbildung 2.21: Vergleich der erzeugten Pion-Spektren für den Testfall *AGN*.



(a) Pion-Spektrum erzeugt aus der Implementierung nach Hümmer et al. (2010). Dargestellt sind die Spektren der Pion-Spezies, wie sie aus dem dortigen Testfall *BB* (Gleichungen C5 und C6) resultieren.

(b) Abbildung zu den Pion-Spektren des *BB*-Testfalls aus Hümmer et al. (2010).

Abbildung 2.22: Vergleich der erzeugten Pion-Spektren für den Testfall *BB*.

Zerfälle beschreibt man im Allgemeinen über ein Integral der Form

$$Q_{a \rightarrow b}(E_b) = \int_{E_b}^{\infty} dE_a Q_a(E_a) \frac{dn_{a \rightarrow b}}{dE_b}(E_a, E_b) \quad . \quad (2.59)$$

Die entsprechenden von der Helizität abhängigen Raten werden aus Lipari et al. (2007) übernommen. Die Verteilungsfunktion des Zerfallsspektrums des Produkts a

$$\frac{dn_{a \rightarrow b}^{IT}}{dE_b} = \frac{1}{E_a} F_{a \rightarrow b} \left(\frac{E_b}{E_a} \right) \quad (2.60)$$

in Abhängigkeit der Energie des Ausgangsteilchens b ergibt sich aus den zugehörigen Funktionen F :

$$F_{\pi^+ \rightarrow \mu_R^+}(x) = F_{\pi^- \rightarrow \mu_L^-}(x) = \frac{r_\pi(1-x)}{(1-r_\pi)^2 x} \Theta(x-r_\pi) \quad , \quad (2.61)$$

$$F_{\pi^+ \rightarrow \mu_L^+}(x) = F_{\pi^- \rightarrow \mu_R^-}(x) = \frac{x-r_\pi}{(1-r_\pi)^2 x} \Theta(x-r_\pi) \quad , \quad (2.62)$$

$$F_{\pi^+ \rightarrow \nu_\mu}(x) = F_{\pi^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu}(x) = \frac{1}{1-r_\pi} \Theta(1-r_\pi-x) \quad . \quad (2.63)$$

Hier ist $r_\pi = (m_\mu/m_\pi)^2$. Der Zerfall der Myonen lässt sich ebenso mit Hilfe von

$$F_{\mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_\mu}(x, h) = F_{\mu^- \rightarrow \nu_\mu}(x, -h) = \left(\frac{5}{3} - 3x^2 + \frac{4x^3}{3} \right) + h \left(-\frac{1}{3} + 3x^2 - \frac{8x^3}{3} \right) \quad , \quad (2.64)$$

$$F_{\mu^+ \rightarrow \nu_e}(x, h) = F_{\mu^- \rightarrow \bar{\nu}_e}(x, -h) = (2 - 6x^2 + 4x^3) + h(2 - 12x + 18x^2 - 8x^3) \quad , \quad (2.65)$$

$$F_{\mu^+ \rightarrow e^+}(x, h) = F_{\mu^- \rightarrow e^-}(x, -h) = F_{\mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_\mu}(x, h) \quad (2.66)$$

beschreiben. Insbesondere ergibt sich unter der Annahme zu vernachlässigender Ruheenergie für das Elektronenspektrum die gleiche Verteilung wie für die Myon-Neutrinos.

Energiebarriere unterdrückt. Diese entsteht, wenn eines der beiden Zerfallsprodukte seine Händigkeit ändern muss, was wiederum nötig ist, da das Pion mit Spin Null zwei Endzustände mit gleicher Händigkeit verlangt. Das W-Boson koppelt aber immer an ein Lepton-Paar unterschiedlicher Händigkeit. Die Wahrscheinlichkeit der Änderung — die bei Neutrinos nicht möglich ist — über den Masseterm ist für die schwereren Myonen höher.

2.7 Strahlungsgrößen und Strahlungstransport

Die Detektion elektromagnetischer Strahlung ist seit jeher die favorisierte Beobachtungsmethode der Astrophysik. Sie reicht von manuellen Beobachtungen durch ein optisches Teleskop, über Radioteleskope bis zu satellitengestützten Detektoren für den Röntgen- oder Gammabereich. Im Gegensatz zu Kosmischer Strahlung breiten sich Photonen geradlinig aus. Zudem lassen sie sich — etwa im Vergleich zu Neutrinos — sehr einfach detektieren. Weiterhin ist die Beeinflussung der Strahlung durch Strahlungsfelder und Materie entlang der Sichtlinie zwischen Quelle und Beobachter sehr gut handhabbar. Somit ist es möglich, mit sehr wenigen Annahmen ein Bild der Emission an der Quelle über einen sehr großen Teil des elektromagnetischen Spektrums zu erhalten.

Im Folgenden sollen physikalische Größen und deren Zusammenhänge diskutiert werden, die für die Beschreibung dieser Strahlung und ihres Transports notwendig sind. Sie haben sowohl für die Prozesse innerhalb der Quellregion Relevanz, als auch für den Transport von der Quelle zum Beobachter.

2.7.1 Strahlungsgrößen

Im Folgenden sollen lediglich jene Größen betrachtet werden, die für das Modell, dem diese Arbeit zu Grunde liegt, relevant sind. Eine zentrale Bedeutung hat die Größe der Intensität. Sie ist über

$$dE = I_\nu dt \cos(\theta) d\sigma d\Omega d\nu \quad (2.67)$$

definiert. Die Energiemenge dE ist somit jene, die von einem Strahlungsfeld der Intensität I_ν in der Zeit dt im Frequenzintervall $[\nu; \nu + d\nu]$ durch das Flächenelement $d\sigma$ in den Raumwinkel $d\Omega = \sin(\theta) d\theta d\phi$ abgegeben wird. Die Einheit der Intensität ergibt sich demnach zu $[I_\nu] = \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$. Aus der Bedingung der Energieerhaltung folgt darüber hinaus, dass auch die Intensität, bezogen auf jedes $d\sigma$, das ein Schnitt des Kegels $d\Omega$ ist, konstant bleibt.

Strahlungsfluss

Eine mit der Intensität eng verbundene Größe ist der Strahlungsfluss, der sich aus dem Integral über den Raumwinkel

$$\mathcal{F}_\nu d\sigma = \int I_\nu \cos\theta d\sigma d\Omega \quad (2.68)$$

ergibt. Der Fluss eines isotropen Strahlungsfelds verschwindet somit identisch, weshalb man an Grenzregionen — etwa der Photosphäre eines Sterns oder einem Detektor —

zwei getrennte Integrale über je eine Hemisphäre berechnet. Eine Auswertung des Integrals (2.68) mit $\theta = [0; \pi/2]$ ergibt für den Fluss an der Oberfläche $\mathcal{F}_{Ob} = \pi I_0$.

Die Skalierung des in einen Raumwinkel $\Omega = Ar^{-2}$ abgestrahlten Flusses mit dem Abstand r zur Quelle ergibt sich wiederum aus der Konstanz der Intensität. Für eine Kugeloberfläche ergibt sich

$$\mathcal{F}(r) = I_0 \Omega = I_0 \frac{\pi R^2}{r^2} = \mathcal{F}_{Ob} \frac{R^2}{r^2} \quad . \quad (2.69)$$

Leuchtkraft

Eine letzte Integration über eine Oberfläche, die eine Quelle vollständig umschließt, liefert die Strahlungsleistung $L_\nu = \frac{d^2 E}{dt d\nu}$ einer Quelle pro Frequenzintervall. Insbesondere gilt dies für jene Fläche, die die Oberfläche der Quelle beschreibt. Bleiben wir beim Beispiel einer sphärischen Quelle, erhält man

$$L = \int \mathcal{F} d\sigma = A \cdot \mathcal{F}_{Ob} = 4\pi R^2 \mathcal{F}_{Ob} \quad (2.70)$$

und somit für den Fluss

$$\mathcal{F}(r) = \frac{L}{4\pi r^2} \quad . \quad (2.71)$$

Photonanzahldichte

Die Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Strahlung und Teilchen findet häufig im Teilchenbild statt — so ändert zum Beispiel jeweils ein Photon durch inverse Compton-Streuung an einem Elektron seine Energie. Die maßgebliche physikalische Größe ist demnach die differentielle Anzahldichte²⁰ der Photonen

$$N_\nu(\nu) = \frac{dZ(\nu)}{dV d\nu} \quad . \quad (2.72)$$

²⁰Um Inkonsistenzen zur in Abschnitt 2.6 eingeführten Unterscheidung zwischen Teilchendichte n und Photonendichte N zu vermeiden, wird hier die ungebräuchliche Bezeichnung $Z(\nu)$ für die Anzahl der Photonen mit der Einheit $[Z] = 1$ verwendet.

Mit Hilfe der Relationen für die Energie eines Photons $E = h\nu$ und das Volumen $dV = c dt dA$ kann man Gleichung (2.72) in einen Ausdruck

$$\begin{aligned} \int N_{\nu,\Omega}(\nu, \Omega) d\Omega &= \frac{dZ}{dV d\nu} = \frac{1}{h\nu} \cdot \frac{dE}{dV d\nu} \\ &= \frac{1}{h\nu c} \cdot \frac{dE}{dA d\nu dt} \\ &= \frac{1}{h\nu c} \int I_\nu d\Omega \end{aligned} \quad (2.73)$$

mit Abhängigkeit von der Intensität überführen. Für eine isotrope Photonenverteilung ergibt sich schließlich

$$N_\nu(\nu) = \frac{4\pi}{h\nu c} I_\nu(\nu) \quad . \quad (2.74)$$

2.7.2 Strahlungstransport

Die in Abschnitt 2.6 berechneten Größen ϵ_ν geben jeweils Leistungen pro Volumeneinheit und Raumwinkel an. Der Zusammenhang zur pro Flächeneinheit definierten Intensität ergibt sich somit zu

$$\epsilon_\nu = \frac{dE}{dt dV d\Omega d\nu} = \frac{dE}{dt dA dl d\Omega d\nu} = \frac{dI_\nu}{dl} \quad . \quad (2.75)$$

Im Gegensatz dazu sind die Größen $\kappa(\nu)$ lediglich Raten, mit denen Photonen absorbiert werden. Sie tragen demnach keine Energie in ihrer Einheit, sondern sind pro Längeneinheit definiert ($[\kappa(\nu)] = \text{cm}^{-1}$). Die Änderung der Intensität

$$dI_\nu = -\kappa(\nu) I_\nu dl \quad (2.76)$$

ist proportional zur Intensität selbst. Die Transportgleichung ergibt sich aus der Summe aller Emissions- und Absorptionprozesse pro Längeneinheit

$$dI_\nu = \left(\sum_i \epsilon_\nu^i - \sum_j \kappa^j(\nu) I_\nu \right) ds \quad . \quad (2.77)$$

Entsprechend der Herleitung von Gleichung (2.73) lässt sich aus Gleichung (2.77) schließlich die zeitliche Evolution der Photonenzahldichte herleiten.

2.8 Modelle von Blazar-Emissionen

Die bisher in diesem Kapitel vorgestellten physikalischen Prozesse können nun zu einem Modell der Region zusammengesetzt werden, in der die Beschleunigungs- und Strahlungsprozesse stattfinden. Bevor im nächsten Kapitel das dieser Arbeit zugrunde liegende Modell detailliert beschrieben wird, soll hier zunächst ein Überblick bereits vorhandener Modelle gegeben werden.

Mittlerweile gibt es eine Vielzahl solcher Modelle, die eine erhebliche Bandbreite an Funktionalität und Komplexität aufweisen. Dies ist damit zu erklären, dass für die Beschreibung von Daten häufig sehr simple Modelle Verwendung finden, die jedoch leicht bedienbar sind und nur einen geringen Zeitaufwand benötigen. Auf der anderen Seite stehen sehr komplexe Modelle, die zumeist zur Erlangung qualitativer Aussagen entwickelt wurden und nur selten zur Beschreibung von Beobachtungsdaten verwendet werden.

2.8.1 Homogene Modelle

Ein in Veröffentlichungen von Beobachtungskampagnen (siehe z. B. Abdo et al. 2011a, b) häufig verwendetes, homogenes und statisches Modell ist jenes von Tavecchio et al. (1998). Es handelt sich um ein leptonisches Modell, in dem die Energieverteilung der Elektronen a priori als Funktion festgelegt wird. Dazu wird ein mehrfach gebrochenes Potenzgesetz verwendet. Die Positionen und Stärken dieser Brüche ist dabei zumeist nicht physikalisch²¹ motiviert. Gegenstand des Modells ist lediglich die Berechnung der Strahlungsprozesse nach Celotti et al. (1991) in einem Raumgebiet definierter Größe. Eine Rückkopplung des Strahlungsfelds auf die Teilchenverteilung kann nicht stattfinden.

Eine Erweiterung um photohadronische Prozesse findet sich bei Böttcher & Reimer (2004). Die über das SSC Modell hinausgehenden Berechnungen werden durch einen statischen Monte-Carlo-Code durchgeführt. In dieser Arbeit wird auch der Versuch einer zeitabhängigen Modellierung unternommen. Jedoch handelt es sich hierbei nur um eine Aneinanderkettung einzelner statischer Lösungen. Da wiederum keine Rückkopplung der Prozesse auf die Teilchenverteilungen stattfindet, ist der Erkenntnisgewinn aus diesem Vorgehen eher gering. Insbesondere ist es nicht möglich, Zusammenhänge zwischen der Dynamik des Beschleunigungsprozesses und der Form der Teilchenverteilung aufzuzeigen und zu quantifizieren.

Ein vollständig zeitaufgelöstes Modell wurde schließlich von Weidinger & Spanier (2010) entwickelt. Es beinhaltet die konsistente Beschleunigung der injizierten Teilchen

²¹Insbesondere ist die Änderung des Spektralindex häufig weit entfernt vom kanonischen Wert $\Delta s = 1$, den man auf Grund der Synchrotronkühlung erwartet.

und wurde mittlerweile auch um alle relevanten photohadronischen Prozesse erweitert (Weidinger & Spanier 2013). Somit kann hier eine kausale Kette von der modellierten Beschleunigung hin zur emittierten Strahlung gezogen werden. Insbesondere Wechselwirkungen leptonischer und hadronischer Prozesse können in diesen sogenannten Hybridmodellen untersucht werden. Ebenso enthalten ist die volle Rückwirkung der Strahlungsprozesse²² auf die Teilchenverteilungen.

2.8.2 Inhomogene Modelle

Die in den vorherigen Abschnitten besprochenen Probleme haben auch zur Entwicklung verschiedener inhomogener Modelle geführt. Die Methodik reicht dabei von semi-analytischen Ansätzen (Dempsey & Duffy 2007) bis hin zu hochdimensional aufgelösten, zeitabhängigen Modellen (Jamil & Böttcher 2012). Die Zielsetzung ist ebenso vielfältig. So untersucht zum Beispiel letztere Arbeit den Einfluss der Magnetfeldorientierung auf die Abstrahlungscharakteristik. Der Einfluss auf den Teilchentransport, sowie die Beschleunigung müssen jedoch vernachlässigt werden. In allen hier aufgeführten Modellen wird zwar von einem Schock gesprochen, dennoch erfolgt die Injektion eines a priori Potenzgesetzes. Die Variabilität dieser Injektion kann abermals nicht mit physikalischen Parametern verknüpft werden. Dennoch wird etwa das Modell von Chen et al. (2011) für die Untersuchung des Einflusses von Laufzeiteffekten auf die Variabilität des emittierten Spektrums verwendet. Die generelle Schwierigkeit, insbesondere bei der Auflösung in mehr als einer Dimension, ist der numerische Aufwand, der zumeist nur die Simulation kleiner Raumgebiete mit einer geringen Zahl von Gitterpunkten pro Dimension zulässt. Entsprechend klein fallen die Effekte der Lichtlaufzeiten aus.

Zwei weitere, konservativere Modelle sollen hervorgehoben werden. Dies ist zunächst das eindimensionale Jet-Modell von Joshi & Böttcher (2011). Der Beschleunigungsprozess wird hier auf die Kollision zweier Plasmahüllen zurück geführt, was die Verbindung des erzeugten Spektrums mit der Jetdynamik erlaubt. Dennoch bleibt der Spektralindex der Teilchenverteilung ein freier Parameter, der sich auf die gesamte Form des Spektrums auswirkt. Die effiziente Implementierung des Strahlungstransportes, die auch für die vorliegende Arbeit adaptiert wurde, erlaubt zudem die Betrachtung größerer Raumgebiete. Ein zweites, leicht simpleres Modell von Lefa et al. (2011b) hat ebenfalls Ähnlichkeiten zu dieser Arbeit. Die Evolution der Teilchenverteilung wird hier zwar nicht dynamisch behandelt, jedoch erlaubt das Modell die Untersuchung verschiedener Szenarien, etwa die adiabatische Expansion entlang des Jets. Die dadurch zu erreichenden Veränderungen

²²Mit Ausnahme der Protonenkühlung auf Grund der Photomesonproduktion, die in einem weiten Parameterbereich aber gegenüber der Synchrotronkühlung vernachlässigbar ist.

der SED erlauben zumindest qualitative Aussagen über die physikalischen Eigenschaften der Emissionsregion entlang der Jetachse.

Zur Darlegung der Schwierigkeit, Vorhersagen über die Polarisierung der Emission zu gewinnen, soll abschließend ein kürzlich veröffentlichtes Modell von Marscher (2014) aufgeführt werden. In diesem eher statistischen Ansatz wird der ganzheitlich wahrgenommene Effekt einer Überlagerung vieler kleiner Emissionsregionen untersucht. Diese beinhalten ein aus Turbulenz motiviertes, zeitlich variables, gerichtetes Magnetfeld. Diese Überlagerung ist durchaus in der Lage, die beobachteten Rotationen der Polarisierung zu erklären. Deren zeitliche Korrelationen mit Flares können jedoch nur in weitaus komplexeren Modellen quantifiziert werden, die momentan numerisch nicht umsetzbar sind.

3 Modell

Nachdem im vorherigen Kapitel eine Übersicht der benötigten theoretischen Grundlagen präsentiert wurde, soll im Folgenden die konkrete Beschreibung des implementierten Modells erfolgen. Dabei wird, wie zuvor, zunächst die Modellierung der Teilchenbeschleunigung diskutiert. Darauf aufbauend wird die numerische Behandlung der Teilchenverteilungen sowie der Strahlungsspektren beschrieben.

Abschließend soll die vorgenommene Parallelisierung und die daraus resultierende Flexibilität der Implementierung vorgestellt werden. Zudem werden die Ergebnisse einiger einfacher Testfälle zur Validierung des Codes präsentiert.

3.1 Geometrie

Wie bereits in Abschnitt 2.5.2 diskutiert, ist die Fermi-Schockbeschleunigung kein streng lokaler Prozess. Die Position eines Teilchens während der sukzessiven Beschleunigung erstreckt sich über ein endliches Raumgebiet in der Umgebung des Schocks. Daher kann der Prozess eng mit der Geometrie des Raumgebiets verknüpft werden. Insbesondere muss die verwendete Diskretisierung in der Lage sein, die Sprungbedingung (2.20) zu repräsentieren. Da sich diese Arbeit, wie in Abschnitt 2.5.2 begründet, auf parallele Schocks beschränkt, ist die simpelste Form eine Diskretisierung entlang der Schocknormalen. Dies ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt.

Die Richtung entlang der Jetachse wird im Folgenden mit z bezeichnet. Sämtliche Größen können somit eine z -Abhängigkeit aufweisen, insbesondere die Teilchen- und Photonendichten. Für die beiden anderen Raumrichtungen wird Homogenität angenommen. Da auch alle Modellparameter somit prinzipiell Funktionen von z sind, würde die Anzahl der freien Parameter erheblich steigen. Um dies zu vermeiden, müssen physikalisch motivierte Relationen zwischen diesen Funktionen gefunden werden.

Es zeigt sich, dass lediglich der Radius $R(z)$ für jede Simulation festgelegt werden muss. Da der Upstream — das Gebiet vor dem Schock — im Allgemeinen sehr klein und zudem vom Schock unbeeinflusst ist, wird dort ein homogenes Raumgebiet $R(z < z_0) = R_0$ angenommen. In räumlich begrenzten Simulationen, in denen der Schock die Morpholo-

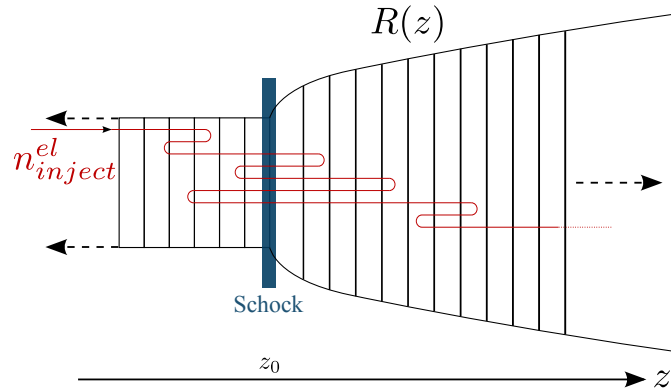


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Geometrie des Simulationsgebiets. Alle Größen, insbesondere die Teilchenverteilungen, sind entlang der Raumrichtung z diskretisiert.

gie dominiert, kann ebenfalls $R(z) = R_0$ angenommen werden. Die einzige intrinsische Inhomogenität im System ist in diesem Fall die Schockfront. Dieser Fall entspricht sehr gut den homogenen Modellen, wie sie in Abschnitt 2.8 vorgestellt wurden. Es wird sich jedoch in Abschnitt 4.2 zeigen, dass eine konstante radiale Größe des Gebiets, in dem Teilchen eingeschlossen sind, nicht die korrekte Randbedingung für die Erzeugung der beobachteten SEDs ist. Die Funktion $R(z)$ kann jedoch nicht konsistent aus dem Modell selbst hervorgehen, sondern lediglich aus Beobachtungen motiviert werden.

Die intrinsische Morphologie aller anderen Parameter, etwa des Magnetfelds $B(z)$, kann mit Hilfe physikalischer Zusammenhänge aus der Funktion $R(z)$ abgeleitet werden. Lediglich die Normierungen bleiben als freie Parameter. Alle in dieser Arbeit angegebenen skalaren Parameter beziehen sich auf den Wert der entsprechenden physikalischen Größe am Schock mit $z = z_0$ und $R = R_0$. Sie erhalten ebenso einen Index 0. Der Wert an einer beliebigen Stelle z im Downstream kann aus der jeweils verwendeten Funktion $R(z)$ berechnet werden. Eine Übersicht aller eingehenden Parameter und ihre Abhängigkeit von $R(z)$ findet sich in Abschnitt 3.5. Darüber hinaus werden die Teilchendichten während der Advektion entlang der Jetachse ebenfalls expandiert. Die Abhängigkeit

$$n(z) \propto R(z)^{-2} \quad (3.1)$$

ergibt sich aus der Teilchenzahlerhaltung und der Homogenität der Teilchenverteilung senkrecht zur Jetachse.

3.2 Fermi-Beschleunigung

Wie in Abschnitt 2.5.2 erläutert, wird die Schockbeschleunigung durch einen Mechanismus getrieben, der die Teilchenverteilung im Ruhesystem des Plasmas isotropisiert. Überquert eine isotrope Verteilung die Schockfront, ist sie demnach — im Ruhesystem der Streuzentren der Pitchwinkelstreuung — anschließend nicht mehr isotrop. Um eine getrennte Behandlung von Up- und Downstream sowie den Übergang am Schock zu vermeiden, werden alle Prozesse im Ruhesystem des Schocks beschrieben. Eine durch die Streuung im Gleichgewicht gehaltene Verteilung wird in dieser Beschreibung also anisotrop sein. Die Form der Verteilung hängt jedoch nur von der Geschwindigkeit des Hintergrundplasmas V_P ab.

Um eine vollständige und daher rechenintensive Diskretisierung des Pitchwinkels zu vermeiden, werden die Teilchen in zwei Regime eingeteilt. Teilchen, die sich in positive z -Richtung bewegen, tragen zur Verteilung

$$n^+(z, \gamma) = \int_{-V_P}^1 n_\mu(z, \gamma) d\mu \quad (3.2)$$

bei. Entgegengesetzt gerichtete Teilchen bilden die

$$n^-(z, \gamma) = \int_{-1}^{-V_P} n_\mu(z, \gamma) d\mu \quad (3.3)$$

Verteilung. Da im Ruhesystem des Plasmas ($V_P = 0$) diese Integrale den beiden Hälften einer Kugel im Impulsraum entsprechen, wird im folgenden von Halbkugeln gesprochen.

Die Modellierung der Streuung erfolgt über eine Rate W , mit der Teilchen zwischen den beiden Verteilungen n^\pm unter Energieänderung ausgetauscht werden. Die Größe W wird als energieunabhängig angenommen. Da das Gleichgewicht im Schocksystem nicht isotrop ist, dürfen auch die Raten W^+ (Streuung von n^+ nach n^-) und W^- (Streuung von n^- nach n^+) nicht identisch sein. Es muss demnach

$$W^+ \cdot n_{\text{iso}}^+(\gamma') d\gamma' = W^- \cdot n_{\text{iso}}^-(\gamma) d\gamma \quad (3.4)$$

gelten. Der Energiegewinn $\Delta\gamma = \frac{\gamma'}{\gamma}$ ergibt sich aus Gleichung (2.7). Da die Streuung zwischen den Halbkugeln einer Änderung des Pitchwinkels um 180° entspricht, kann man eine frontale Streuung und somit $\theta = 0$ annehmen. Der Dopplerfaktor vereinfacht sich auf

$$D_0 = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos(0))} = \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta} = \frac{\sqrt{1 + \beta}}{\sqrt{1 - \beta}} \quad (3.5)$$

Der Energiegewinn $\Delta\gamma$ setzt sich aus der Transformation in das Plasmaruhesystem, der elastischen Streuung und der Rücktransformation zusammen. Somit ergibt sich die Energie nach der Streuung

$$\gamma' = D_0^2 \gamma = \frac{1 + V_P}{1 - V_P} \gamma \quad (3.6)$$

in Abhängigkeit von der Plasmageschwindigkeit V_P im Ruhesystem des Schocks.

Das Verhältnis $n_{\text{iso}}^+/n_{\text{iso}}^-$ und somit auch W^-/W^+ erhält man aus der Transformation einer isotropen Verteilung in das Ruhesystem des Schocks. Die in Anhang A ausgeführte Rechnung ergibt

$$\frac{W^-}{W^+} = \frac{n_{\text{iso}}^+(V_P)}{n_{\text{iso}}^-(V_P)} = \frac{\frac{2}{3} + \left(V_P - \frac{1}{3}V_P^3\right)}{\frac{2}{3} - \left(V_P - \frac{1}{3}V_P^3\right)} . \quad (3.7)$$

3.3 Kinetische Gleichungen

Neben den Streuparametern wird auch der Transport von Teilchen entlang von z vom gewählten Ruhesystem abhängen. Zudem hängt die auf die z -Achse projizierte Geschwindigkeit vom Pitchwinkel μ ab. Die Advektionsgeschwindigkeit im System ergibt sich aus der Summe

$$V_{\text{adv}}(\mu) = \frac{\mu + V_P}{1 + \mu \cdot V_P} \quad (3.8)$$

der Geschwindigkeiten der Teilchen und des Plasmas entlang von z . Für eine beliebige Teilchenverteilung $n_\mu(z, \gamma, \mu)$ lässt sich die mittlere Advektionsgeschwindigkeit pro Halbkugel durch die gewichteten Integrale

$$V_{\text{adv}}^+ = \frac{\int_{-V_P}^1 n_\mu(z, \gamma, \mu) \cdot \frac{V_P + \mu}{1 + V_P \cdot \mu} d\mu}{\int_{-V_P}^1 n_\mu(z, \gamma, \mu) d\mu} , \quad (3.9a)$$

$$V_{\text{adv}}^- = \frac{\int_{-1}^{-V_P} n_\mu(z, \gamma, \mu) \cdot \frac{V_P + \mu}{1 + V_P \cdot \mu} d\mu}{\int_{-1}^{-V_P} n_\mu(z, \gamma, \mu) d\mu} \quad (3.9b)$$

bestimmen. Die Integralgrenzen ergeben sich aus der Bedingung, dass ein Teilchen mit $\mu = -V_P$ im Ruhesystem des Schocks ruht.

Im Folgenden wird angenommen, dass die Teilchenverteilung in jeder Halbkugel isotrop ist. Die Ausdrücke in den Gleichungen (3.9) vereinfachen sich dann für die positive Richtung zu

$$V_{\text{adv}}^+ = \frac{1}{1 + V_P} \int_{-V_P}^1 \frac{V_P + \mu}{1 + V_P \cdot \mu} d\mu = \frac{V_P - (V_P - 1) \ln(1 - V_P)}{V_P^2} \quad (3.10)$$

bzw. für die negative Richtung zu

$$V_{\text{adv}}^- = \frac{1}{1 - V_P} \int_{-1}^{-V_P} \frac{V_P + \mu}{1 + V_P \cdot \mu} d\mu = \frac{V_P - (V_P + 1) \ln(1 + V_P)}{V_P^2} . \quad (3.11)$$

Die mittlere Geschwindigkeit der Teilchen beträgt im isotropen ($n^+ = n^-$) Fall V_P . Der Schwerpunkt einer kurzzeitigen Injektion von Teilchen wird sich also mit der Geschwindigkeit des Hintergrundplasmas durch das System bewegen.

Mit Hilfe der so berechneten mittleren Geschwindigkeiten lässt sich nun der Teil der kinetischen Gleichungen der Teilchen, der die Advektion im Ortsraum beschreibt, formulieren:

$$\left(\frac{\partial n^\pm}{\partial t} \right)_{\text{adv}} + V_{\text{adv}}^\pm \frac{\partial n^\pm}{\partial z} = 0 . \quad (3.12)$$

Die Bestimmung der zeitlichen Entwicklung der Energieverteilung erfolgt mit Hilfe der Fokker-Planck-Gleichung, die im Folgenden hergeleitet werden soll.

3.3.1 Fokker-Planck-Gleichung

Die allgemeinste Beschreibung einer stoßfreien Teilchenverteilung $f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)$ im Phasenraum wird durch die Vlasov-Gleichung

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} + \dot{\mathbf{p}} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = S(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) \quad (3.13)$$

geliefert (Vlasov 1968). Hierbei ergeben sich die zeitlichen Änderungen des Ortes $\mathbf{v} = \dot{\mathbf{x}}$ und des Impulses $\dot{\mathbf{p}}$

$$\mathbf{v} = \frac{\mathbf{p}}{\gamma m} \quad (3.14a)$$

$$\dot{\mathbf{p}} = q \left(\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}(\mathbf{x}, t)}{c} \right) \quad (3.14b)$$

aus der Lorentzkraft. Diese sind abhängig von der magnetischen (\mathbf{B}) und elektrischen Feldstärke (\mathbf{E}), sowie der Ladung q der Teilchen. Die Felder wiederum werden über die Maxwell-Gleichungen durch f bestimmt.

Auf Grund dieser Kopplung sind die Felder nicht konstant und von der Teilchenverteilung f abhängig. Somit ergibt sich ein gekoppelte Differentialgleichungen in $6 + 1$ Dimensionen. Das durch sie beschriebene System ist nichtlinear. Eine vollständige, auch nur numerische Lösung dieser Gleichung ist im Allgemeinen nicht möglich, jedoch in vielen Fällen auch nicht notwendig. So sind die mikroskopischen Fluktuationen der elek-

tromagnetischen Felder im Allgemeinen nicht von Interesse. Lediglich ihr gemittelter Einfluss auf die Teilchenverteilung muss berechenbar sein. Nun soll, Schlickeiser (2002) folgend, über eine Kette von Näherungen die kinetische Gleichung für die isotrope Teilchenverteilung in einem AGN-Jet aus Gleichung (3.13) hergeleitet werden.

Zunächst wird die Annahme verwendet, dass die Fluktuationen der Felder sehr klein sind. Sie können dann durch

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \delta\mathbf{B}(\mathbf{x}, t) \quad (3.15a)$$

$$\mathbf{E} = \delta\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) \quad (3.15b)$$

beschrieben werden, wobei höhere Ordnungen von δ -Größen vernachlässigt werden können. Da in astrophysikalischen Plasmen von einer sehr hohen Leitfähigkeit ausgegangen werden kann, werden keine großskaligen elektrischen Felder auftreten.

Da die detaillierte mikroskopische Entwicklung einer konkreten Konfiguration $f_0(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t = 0)$ nicht von Interesse ist, wird im Folgenden eine Mittelung über ein Ensemble von Verteilungsfunktionen $F(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) = \langle f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) \rangle$ vorgenommen. Hierdurch wird der statistische Effekt der Wechselwirkung zwischen Feldern und Teilchen erfasst. Unter Verwendung von Kugelkoordinaten ergibt sich schließlich

$$\frac{\partial F}{\partial t} + v\mu \cdot \frac{\partial F}{\partial z} - \frac{q}{|q|} \Omega \cdot \frac{\partial F}{\partial \phi} = S(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) - \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial x_\sigma} \left(\langle p^2 g_\sigma \delta f \rangle \right) \quad (3.16)$$

Die Koeffizienten g_σ — σ ist hier der Laufindex für die sechs freien Koordinaten des Phasenraums — beschreiben die Wirkung der Felder auf die einzelnen Komponenten der Phasenraumdichte.

In Abschnitt 3.1 wurden die Richtungen senkrecht zum Magnetfeld x und y als homogen angenommen, so dass ihre Abhängigkeiten auch hier ausintegriert werden können. Ebenso sollen im Folgenden die Wirkungen auf die Winkelkomponenten des Impulses vernachlässigt werden.¹ Dies beinhaltet, dass die Gyration entlang der ungestörten Bahn stattfindet und diese Bewegung somit separiert werden kann.

Eine Lösung der Bestimmungsgleichung für δf kann über die sogenannte quasi-lineare Approximation gefunden werden. Somit erhält man schließlich eine in sich geschlossene Form

$$\frac{\partial F}{\partial t} + v\mu \cdot \frac{\partial F}{\partial z} = S(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) + \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left[p^2 \cdot G \left(z, p, F, \frac{\partial F}{\partial p} \right) \right] \quad (3.17)$$

¹Tatsächlich wird der hier vernachlässigte, später auftretende Diffusionskoeffizient des Pitchwinkels $D_{\mu\mu}$, wie im vorherigen Abschnitt 3.2 beschrieben, durch einen effektiven Term in Form der Streurate W ersetzt.

der bereits vereinfachten Fokker-Planck Gleichung.

Der Übergang zur Teilchendichte $n(z, p, \mu, t)$ im Realraum erfolgt durch das Integral

$$n_\mu(z, p, \mu, t) = \int_0^{2\pi} d\phi p^2 F(z, p, \mu, t) = 2\pi p^2 F(z, p, \mu, t) \quad (3.18)$$

auf der Oberfläche einer Kugel mit Radius p über den Winkel ϕ . Die Integration über μ erfolgt entsprechend den Gleichungen (3.2) und (3.3). Im Weiteren erweist es sich als nützlich eine Koordinatentransformation $p \rightarrow \gamma$ durchzuführen. Da die relevanten Strahlungsprozesse durch Teilchen mit $\gamma \gg 1$ verursacht werden, kann in sehr guter Näherung $v \approx c$ und somit

$$p \approx \gamma mc \rightarrow dp = mc d\gamma \quad (3.19)$$

angenommen werden. Weiterhin gilt für differentielle Größen der Zusammenhang $n(p) dp = n(\gamma) d\gamma$. Setzt man diese Relationen in Gleichung (3.17) ein, erhält man die allgemeinste Form der kinetischen Gleichung

$$\frac{\partial n^\pm}{\partial t} + v_{\text{adv}}^\pm \cdot \frac{\partial n^\pm}{\partial z} = Q(z, \gamma, t) + \frac{\partial}{\partial \gamma} G_\gamma \left[z, \gamma, \frac{n^\pm}{(mc)^3 \gamma^2}, \frac{\partial}{\partial \gamma} \left(\frac{n^\pm}{(mc)^4 \gamma^2} \right) \right] \quad (3.20)$$

Die Gestalt der Funktion G , die die Dynamik des Systems in der Energiedomäne bestimmt und insbesondere von der Teilchenspezies abhängt, sowie die Zusammensetzung von Q werden im folgenden Abschnitt 3.3.2 beschrieben.

3.3.2 Komponenten der kinetischen Gleichungen

Im Folgenden soll die mathematische Beschreibung der in Kapitel 2 vorgestellten Prozesse im Rahmen der kinetischen Gleichungen hergeleitet werden.

Diffusionsterme

Zunächst sollen jene Terme betrachtet werden, die in zweiter Ordnung eingehen und somit eine Diffusion beschreiben. Dies ist in erster Linie die in Abschnitt 2.5.1 eingeführte Fermi-II-Beschleunigung. Der zugehörige Teil der Funktion G ergibt sich nach Schlickeiser (2002) zu

$$G_D = \langle \dot{p}_{\text{FII}} \rangle \frac{\partial F}{\partial p} \quad (3.21)$$

Das Ensemble-Mittel von \dot{p}_{FII} ergibt sich aus dem Energiegewinn pro Streuung in Gleichung (2.19). Nimmt man als dominante Wechselwirkung die Streuung an Alfvén-Wellen an, ergibt sich aus der zugehörigen Wellengeschwindigkeit und dem räumlichen Diffusi-

onskoeffizienten κ_{\parallel} (parallel zum Magnetfeld) schließlich (Webb 1983)

$$\langle \dot{p}_{\text{FII}} \rangle = p^2 \frac{V_A^2}{9\kappa_{\parallel}} = p^2 D \quad . \quad (3.22)$$

Die Größe D wird als Impulsdiffusionskoeffizient bezeichnet. Für den Übergang zur kinetischen Gleichung müssen die Gleichungen (3.18) und (3.19) in Gleichung (3.21) eingesetzt werden. Nach kurzer Umformung erhält man den Diffusionspart der kinetischen Gleichung

$$\left(\frac{\partial n(\gamma)}{\partial t} \right)_{\text{FII}} = \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[D\gamma^2 \cdot \frac{\partial n(\gamma)}{\partial \gamma} - 2D\gamma \cdot n(\gamma) \right] \quad . \quad (3.23)$$

Ein weiterer Term zweiter Ordnung ergibt sich aus der Behandlung der Rückwirkung der SSA auf die Elektronen. Nach McCray (1969) ergibt sich

$$\left(\frac{\partial n(\gamma)}{\partial t} \right)_{\text{SSA}} = \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[\gamma^2 C(\gamma, N) \cdot \frac{\partial}{\partial \gamma} \left(\frac{n(\gamma)}{\gamma^2} \right) \right] \quad (3.24)$$

in Abhängigkeit vom Faktor C , der wiederum von der Verteilung der Photonen N abhängt. Auf Grund der Zeitabhängigkeit von N muss das Integral

$$C(\gamma) = \frac{h}{2m^2c} \int d\nu \frac{N(\nu)}{\nu} P_{\nu}(\gamma, \nu) \quad (3.25)$$

in jedem Zeitschritt erneut bestimmt werden. Die Form von $P_{\nu}(\gamma, \nu)$ wird aus Gleichung (2.39) übernommen.

Beschleunigung und Kühlung

Alle weiteren Prozesse, die auf die Teilchenverteilungen wirken, führen Terme erster Ordnung in die kinetische Gleichung ein. Somit kann allgemein

$$\left(\frac{\partial n(\gamma)}{\partial t} \right)_{\text{acc/cool}} = \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[(P_{\text{cool}}(\gamma) - P_{\text{acc}}(\gamma)) \cdot n(\gamma) \right] \quad (3.26)$$

formuliert werden. Die Kühlung wird durch die Synchrotronleistung in Gleichung (2.37) dominiert. Die Energieverluste der Protonen durch die photohadronischen Prozesse wachsen lediglich linear mit dem Lorentzfaktor. Somit werden sie gegenüber den Synchrotronverlusten im Allgemeinen zu vernachlässigen sein (siehe auch Weidinger 2011). Für Geometrien mit einem expandierenden Jet kommen die adiabatischen Verluste hinzu. Diese ergeben sich in Abhängigkeit von der mittleren Teilchengeschwindigkeit V_P

und der Stärke der Expansion (Lefa et al. 2011b) zu

$$P_{\text{ad}}(\gamma) = \frac{1}{3} \frac{\dot{V}}{V} \gamma = \frac{2}{3} \frac{V_P}{R(z)} \frac{\partial R}{\partial z} \gamma \quad . \quad (3.27)$$

Die für die Elektronen und Positronen auftretende Rückwirkung durch die Compton-Streuung (siehe Gleichung 2.48) kann, je nach dem ob das Photon (invers) oder das Teilchen Energie gewinnt, beide Vorzeichen haben.

Quellen und Senken

Die Quellen und Senken der Teilchen werden durch die Funktion $Q(z, \gamma, t)$ beschrieben. Insbesondere die Injektionsfunktion

$$Q_{\text{inj}}(z, \gamma, t) = Q_0 \delta(z) \delta(\gamma - \gamma_{\text{inj}}) \quad (3.28)$$

ist für Elektronen und Protonen Bestandteil von Q . Sie ist so gewählt, dass Teilchen nur am Rand des Simulationsgebiets auf der Upstream-Seite des Schocks bei einer bestimmten Energie γ_{inj} injiziert werden. Weiterhin werden durch Paarerzeugung (siehe Gleichung 2.50) neue Elektron-Positron-Paare mit der Rate $Q_{pp}(\gamma)$ erzeugt. Da in der Beschreibung der Sekundärteilchen der photohadronischen Wechselwirkung auch instabile Teilchen auftreten, werden durch deren Zerfälle weitere Raten erzeugt. Dies sind die Zerfallsspektren der Pionen $Q_{\pi}(\gamma)$ und Myonen $Q_{\mu}(\gamma)$. Auf die Unterteilung der in Abschnitt 2.6.5 beschriebenen Spezies soll hier der Übersicht halber verzichtet werden.

3.3.3 Zusammenfassung

Kombiniert man die im vorherigen Kapitel beschriebenen Terme sowie die Streuterme aus Abschnitt 3.2 ergibt sich für jede Teilchenspezies² des Systems eine kinetische Gleichung der Form

$$\begin{aligned} \frac{\partial n^{\pm}}{\partial t} + v_{\text{adv}}^{\pm} \cdot \frac{\partial n^{\pm}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[\gamma^2 \left(D \cdot \frac{\partial n(\gamma)}{\partial \gamma} + C(\gamma, N) \cdot \frac{\partial}{\partial \gamma} \left(\frac{n(\gamma)}{\gamma^2} \right) \right) \right. \\ \left. + \left(P_{\text{cool}}(\gamma) - P_{\text{acc}}(\gamma) - 2D\gamma \right) \cdot n(\gamma) \right] + Q(z, \gamma, t) \quad . \quad (3.29) \end{aligned}$$

²Die einzige Ausnahme bilden die Pionen. Sie sind so kurzlebig, dass alle Zeitskalen der in AGNs relevanten Prozesse deutlich größer als ihre Lebensdauer sind. Der einzige implementierte Prozess ist ihr Zerfall in Myonen und Neutrinos.

Die Zusammenstellung der verschiedenen Prozesse ist flexibel implementiert und kann für jede Teilchenspezies separat erfolgen. Eine graphische Übersicht einer physikalisch sinnvollen Zusammensetzung findet sich in Abbildung 3.2. Die entsprechende Zuordnung

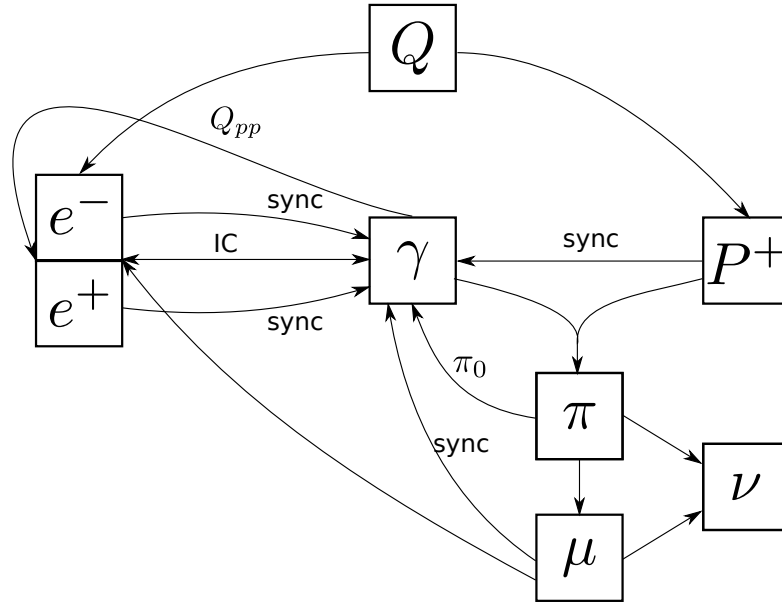


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung aller im Modell integrierten Spezies und ihrer Wechselwirkungen. Zu Gunsten der Übersicht wurde eine Unterteilung in die, im Modell implementierten, verschiedenen Ladungen der Pionen und Myonen sowie die Neutrinosorten ausgespart.

der relevanten Terme zu den kinetischen Gleichungen der Spezies ist in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Es ist zu erkennen, dass die Dynamik der Elektronen und Positronen

Spezies	P_{sync}	P_{IC}	D	$C(\gamma)$	Q_{inj}	Q_π	Q_μ	Q_{pp}
Elektronen	×	×	×	×	×	—	×	×
Positronen	×	×	×	×	—	—	×	×
Protonen	×	—	×	×	×	—	—	—
Myonen	×	—	×	×	—	×	×	—
Pionen	—	—	—	—	—	×	—	—

Tabelle 3.1: Übersicht aller implementierten Teilchenprozesse und ihre Relevanz für die verschiedenen Teilchenspezies.

weitaus komplexer ist als die der anderen Spezies. Protonen werden im System nicht produziert und ihre Kühlung ist durch Synchrotronemission dominiert. Die Quellen der Elektron-/Positronpaare sind hingegen die Photon-Photon-Annihilation und die photo-

hadronischen Prozesse.

3.4 Strahlungsevolution

Ähnlich der kinetischen Gleichung ist eine Beschreibung der Evolution der Photondichte $N(z, \nu, t)$ notwendig. Sie kann aus Gleichung (2.77) hergeleitet werden, indem man die Relation (2.73) und $ds = c dt$ einsetzt. Man erhält die Gleichung

$$\frac{\partial N(\nu)}{\partial t} = \frac{4\pi}{h\nu} \cdot \sum_i \epsilon_\nu^i - c \cdot N(\nu) \cdot \sum_i \kappa_\nu^i + \frac{N(\nu)}{t_{\text{esc}}} \quad (3.30)$$

in Abhängigkeit aller Emissions- und Absorptionsprozesse. Zudem wurde ein Term eingeführt, der das Entweichen der Photonen aus dem Strahlungsgebiet beschreibt. Die Entweichzeit $t_{\text{esc}} = R(z)/c$ berechnet sich aus dem Radius an der jeweiligen Position.

Für den allgemeinsten Fall einer Hybridsimulation ergeben sich die Beiträge zur Photonenverteilung (vergleiche auch Abbildung 3.2) aus der Synchrotronemission aller Teilchen (siehe Gleichung 2.38), der inversen Compton-Streuung an Elektronen und Positronen (siehe Gleichung 2.46) sowie dem Zerfall der neutralen Pionen. Die Absorption wird aus der Summe aller SSA-Koeffizienten (siehe Gleichung 2.41) und der Annihilationsrate auf Grund der Paarerzeugung (siehe Gleichung 2.53) bestimmt. Führt man die Größe

$$R^i(\nu) = \frac{4\pi}{h\nu} \cdot \epsilon_\nu^i \quad (3.31)$$

ein, lässt sich die Gleichung (3.30) in der Form

$$\begin{aligned} \frac{\partial N(\nu)}{\partial t} = & \sum_i R_{\text{sync}}^i(\nu) + R_{IC}^{el}(\nu) + R_{IC}^{pos}(\nu) + R_{pp}(\nu) - \\ & - c \cdot N(\nu) \cdot \left(\sum_i \kappa_{SSA}^i(\nu) + \kappa_{pp}(\nu) \right) \frac{N(\nu)}{t_{\text{esc}}} \end{aligned} \quad (3.32)$$

ausformulieren. Eine Abhängigkeit von der Position z ist in Gleichung (3.32) nicht vorhanden. Somit wird der Transport von Strahlung in benachbarte Zellen im Anschluss an ihre Erzeugung nicht berücksichtigt. Der dadurch eingeführte Fehler entspricht der Absorption der Strahlung in diesen Zellen. Wie im Modell von Blandford & Königl (1979) bereits beschrieben und ebenso durch das Boosting (siehe Abschnitt 2.4) einsichtig wird, wird die von uns beobachtete Strahlung hauptsächlich in radiale Richtung abgestrahlt. Weiterhin wurde das Modell von Joshi & Böttcher (2011) für den Strahlungstransfer implementiert. Die damit durchgeführten Untersuchungen ergaben jedoch, dass weder die

SED noch deren zeitliche Variabilität durch die Berücksichtigung des Strahlungstransfers signifikant beeinflusst werden.

Um schließlich das Modell mit den beobachteten Flüssen zu vergleichen, muss die Photonendichte nach Gleichung (2.68) umgerechnet werden. Es ergibt sich für den mit der Frequenz gewichteten Fluss pro Längeneinheit

$$\nu F_{z,\nu}(z, \nu, t) = \frac{\delta^4}{1 + \mathcal{Z}} \frac{h\tilde{\nu}^2 N(z, \tilde{\nu}, t) c 2R(z)}{4\pi d_l^2} \quad , \quad (3.33)$$

wobei die Effekte der Rotverschiebung \mathcal{Z} und des Dopplerfaktors δ bereits berücksichtigt sind. Die Frequenz nach dem Strahlungstransport zum Beobachter ist $\nu = \delta \tilde{\nu}/(1 + \mathcal{Z})$ und d_l bezeichnet die Leuchtkraftentfernung. Der Gesamtfluss des Systems ist das Integral

$$\nu F_\nu(\nu, t) = \int_0^{z_{max}} \nu F_{z,\nu}(z, \nu, t - \Delta t) dz \quad (3.34)$$

über die Länge des simulierten Gebiets entlang der Jetachse. Soll der zeitabhängige Fluss berechnet werden, so müssen die unterschiedlichen Lichtlaufzeiten

$$\Delta t(z) = \frac{(z_{max} - z) \cos \theta_{obs}}{c} \quad , \quad (3.35)$$

sowie die Zeitdilatation $\Delta \tilde{t} = \delta \cdot \Delta t$ berücksichtigt werden. Der Winkel θ_{obs} ist jener zwischen der Jetachse und der Sichtlinie zum Beobachter.

3.5 Parameter

Im Folgenden sollen die Parameter des Modells und ihr qualitativer Einfluss auf die Emission kurz beschrieben werden.

Länge des Emissionsgebiets

Die maximale Ausdehnung entlang der Jetachse wird mit z_{max} beschrieben. Ein typischer Wert dieser Größe für den Ursprung der Hochenergie-Emission ist $\sim 10^{15}$ cm (Richter 2011). Zur Erfassung der Radioemission werden deutlich größere Werte bis $\sim 4 \cdot 10^{17}$ cm notwendig sein.

Ist die mittlere Verweildauer im System $t_V \approx z_{max}/V_d$ kleiner als die Kühlzeit der relevanten Energien — etwa bis zum optischen Bereich — so wird der Wert von z_{max} einen direkten Einfluss auf die SED haben, wie es bei homogenen Modellen üblicherweise der Fall ist. Das durch die Fermi-Beschleunigung erzeugte Potenzgesetz in der Energie-

verteilung der Teilchen (*engl. particle energy distribution*, PED) wird mit zunehmender Entfernung vom Schock eine abnehmende maximale Energie aufweisen. Die über alle Positionen z gemittelte PED weist daher einen Bruch des Spektralindex um $\Delta s = 1$ auf (siehe auch Abbildung 3.8 in Abschnitt 3.6.5). Die Position dieses Bruchs γ_b hängt neben der Stärke des Magnetfelds auch von der Kühlzeit t_c ab. Demnach ergibt sich für kleine z_{max} der Zusammenhang $t_c = t_V$ und nach den Gleichungen (3.29) und (2.37)

$$\gamma_b = \frac{1}{\beta t_c} \approx \frac{V_d}{\beta z_{max}} \quad . \quad (3.36)$$

Erstreckt sich das Emissionsgebiet vom Schock über eine Strecke, die mehrere Größenordnungen länger ist, so sollte die Position des spektralen Bruchs durch die physikalische Randbedingung — etwa die Form der Funktion $R(z)$ — bestimmt sein. Lediglich der Fluss im Radioband wird durch die — streng genommen numerische — Größe z_{max} bestimmt.

Radius des Emissionsgebiets

Der Radius des Emissionsgebiets $R(z)$ wirkt im homogenen Fall $R(z) = R_0$ lediglich als Skalierung des Flusses. Interessanter ist die Veränderung entlang z , die sich insbesondere auf die Morphologie der Teilchenverteilung, der Photonenverteilung und des Magnetfelds auswirkt.

Schockparameter

Wie bereits in Abschnitt 2.5.2 aufgezeigt, werden die Schockgeschwindigkeit V_S und das Kompressionsverhältnis r den parallelen Schock vollständig beschreiben. Da V_S proportional zur Geschwindigkeit des Hintergrundplasmas im Downstream V_d ist, wird sich mit V_S bei konstanter Größe des Simulationsgebiets auch die Kühlzeit ändern. Weiterhin ändert sich die mittlere Entfernung einer Teilchenverteilung vom Schock, die sie während der Isotropisierung erreicht. Somit wird sich eine schwache Abhängigkeit der Beschleunigungseffizienz — und somit des Spektralindex der PED — von V_S ergeben (siehe auch Abbildung 3.10). Ein solcher Zusammenhang kann von einem analytischen Modell, wie es in Abschnitt 2.5.2 umrissen wurde, nicht aufgezeigt werden.

Das Kompressionsverhältnis r bestimmt das Verhältnis der Geschwindigkeiten auf den beiden Seiten des Schocks. Dieses Verhältnis wiederum bestimmt den Energiegewinn eines Teilchens, das den Schock zweimal überquert. Das aus diesem Prozess resultierende

Potenzgesetz $n(\gamma) = \gamma^\Gamma$, genauer dessen Index

$$\Gamma = \frac{r + 2}{r - 1} \quad , \quad (3.37)$$

wird maßgeblich vom Kompressionsverhältnis r bestimmt (Protheroe & Clay 2004).

Streuung

Die Stärke der Streuung, die eine anisotrope Teilchenverteilung zur Isotropie treibt, wird im Folgenden als Beschleunigungseffizienz W bezeichnet. Sie entspricht der Rate, mit der Teilchen zwischen den beiden Halbkugeln des Impulsraums streuen. Die reziproke Größe $t_{\text{iso}} = W^{-1}$ kann demnach als Zeitskala für die Isotropisierung der Verteilung interpretiert werden.

Da t_{iso} die Zeitskala festlegt, auf der Teilchen in der Umgebung des Schocks Energie gewinnen, wird diese Größe maßgeblich die Variabilität des Systems bestimmen. Zusammen mit dem Magnetfeld B und der resultierenden Synchrotronkühlung wird sie die maximale Teilchenenergie, die im System erreicht werden kann, ausbalancieren.

Magnetfeld

Das Magnetfeld $B(z)$ bestimmt maßgeblich die Stärke des dominanten Emissions- und Kühlungsprozesses, der Synchrotronstrahlung. Die Berechnung der z -Abhängigkeit erfolgt gemäß

$$B(z) = B_0 \left(\frac{R_0}{R(z)} \right)^m \quad . \quad (3.38)$$

Somit folgt $B(z < z_0) = B_0$. Der Index m hängt von der Ausrichtung des Magnetfelds ab. Ein rein paralleles Feld wird mit dem Wert $m = 2$ abfallen, wogegen ein senkrecht Feld $m = 1$ erfordert (Lefa et al. 2011b).

Injektionsparameter

Entsprechend Gleichung (3.28) treten in der Injektionsfunktion zwei Parameter auf. Die Energie der injizierten Teilchen γ_{inj} wird für alle Simulationen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, sehr klein ($\gamma_{inj} \approx 10$) gewählt. Dies entspricht der Annahme, dass die Fermi-Schockbeschleunigung der dominante Prozess ist und andere Prozesse (etwa Burkart et al. 2010) lediglich eine mildrelativistische Ausweitung des thermischen Spektrums erzeugen. Eine signifikante Erhöhung würde zum einen den Spektralindex der SED im Bereich unterhalb des mit Gleichung (2.34) berechneten $\nu_c(\gamma_{inj})$ ändern. Zum

anderen verringert sich die Variationszeitskala im Hochenergiebereich im Anschluss an eine Änderung der Injektionsdichte, da die Energiedifferenz, die überwunden werden muss, verringert wurde.

Die Injektionsdichte Q_0 wiederum skaliert die Teilchendichte im System. Dies wirkt sich nichtlinear auf die Flüsse in den verschiedenen Bändern aus. So ist die Synchrotronemission in erster Ordnung linear, der IC-gestreurte Fluss quadratisch von der Teilchendichte abhängig.³ Das Verhältnis der Injektionsstärken verschiedener Spezies, insbesondere von Elektronen und Protonen, wird fundamental über die Dominanz der leptonischen oder photohadronischen Prozesse entscheiden. Eine systematische Untersuchung dieses Übergangs findet sich bei Weidinger (2011).

Dopplerfaktor

Der Dopplerfaktor, mit dem die Lorentztransformation aus dem Ruhesystem des Schocks in jenes des Beobachters vorgenommen wird (vergleiche hierzu Abschnitt 2.4) hat einen direkten Einfluss auf die beobachtete SED. Insbesondere erhöhen sich die Flüsse um den Faktor D^4 , wobei die Frequenzen einen Faktor D erhalten. Ebenso beschleunigen sich zeitliche Abläufe um den selben Faktor.

Zusammenfassung

Im simplen leptonischen Fall ergibt sich eine Zahl von 8 freien Parametern⁴, was recht genau der Zahl in homogenen Modellen entspricht. In Hybridsimulationen kommt die Injektionsdichte der Protonen hinzu. Die Annahme einer Funktion $R(z)$ lässt sich nur schwer in das Bild der Parameterzahl einbetten. Die explizite Definition einer Funktion ist numerisch notwendig. Eine Interpretation der Ergebnisse sollte sich aber jeweils auf die qualitativen Eigenschaften der gewählten Funktion beziehen.

3.6 Numerik

3.6.1 Diskretisierung

Um ein physikalisches System numerisch zu lösen, müssen zunächst die kontinuierlichen Variablen diskretisiert werden. Für die räumliche Koordinate z sowie die Zeit geschieht

³Die sich hierbei verstärkende IC-Kühlung führt aber letztlich zu einem weitaus komplexeren Verhalten.

⁴Die Injektionsenergie wird hier nicht mitgezählt, da für sie in allen Simulationen ein konstant kleiner Wert gewählt wurde.

dies linear:

$$t_i = t_{\text{start}} + i \cdot \delta t \quad (3.39)$$

$$z_i = i \cdot \delta z \quad . \quad (3.40)$$

Das Zeitintervall δt muss so gewählt werden, dass die numerischen Schemata stabil sind (siehe Abschnitt 3.6.2). Der Gitterpunktabstand $\delta z = z_{\text{max}}/(N_z - 1)$ ergibt sich aus der Gesamtgröße des Simulationsgebiets und der Anzahl der Gitterzellen.

Die energetischen Größen γ und ν reichen über mehrere Größenordnungen. Daher bietet sich, hier am Beispiel des γ -Gitters, eine logarithmische Einteilung

$$\gamma_i = \gamma_{\text{min}} \cdot \delta_\gamma^i \quad (3.41)$$

des Gitters an. Das logarithmische Intervall

$$\delta_\gamma = \frac{\gamma_{i+1}}{\gamma_i} = \left(\frac{\gamma_{\text{max}}}{\gamma_{\text{min}}} \right)^{\frac{1}{N_\gamma - 1}} \quad (3.42)$$

erhält man nach Festlegung der minimalen und maximalen Werte γ_{min} und γ_{max} sowie der Anzahl der Gitterzellen N_γ . Im Gegensatz zum linearen Gitter führt dies auf uneinheitliche Zellgrößen. Die Zellgrenzen werden durch das geometrische Mittel

$$\gamma_i^G = \gamma_{i-1/2} = \gamma_{\text{min}} \cdot \delta_\gamma^{(i-\frac{1}{2})} = \sqrt{\gamma_{i-1} \cdot \gamma_i} \quad (3.43)$$

der Gitterpunkte festgelegt. Demnach ergibt sich die jeweilige Zellgröße aus der Differenz benachbarter Zellgrenzen.

Interpolation

Häufig ist es notwendig, die Verteilungen der Teilchen oder Photonen zwischen den Gitterpunkten zu interpolieren. Essentiell ist dieses Vorgehen beispielsweise bei der Integration des Paar-Spektrums (vgl. Abschnitt 2.6.4). Da der Streuquerschnitt bei kleinen Werten ein stark ausgeprägtes Maximum besitzt, wird der Energiebereich zwischen dem Schwellenwert und dem ersten Gitterpunkt signifikant beitragen. Um dies zu berücksichtigen, müssen zusätzliche Stützstellen erzeugt und die Dichten an diesen berechnet werden.

Unter der Annahme, dass sich eine Verteilung entsprechend einem Potenzgesetz

$n(p) = ap^b$ verhält, lassen sich aus zwei Gitterpunkten die Parameter a und b bestimmen:

$$\left. \begin{array}{l} n(p_1) = a \cdot p_1^b \\ n(p_2) = a \cdot p_2^b \end{array} \right\} b = \frac{\ln\left(\frac{n(p_2)}{n(p_1)}\right)}{\ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right)} . \quad (3.44)$$

In einem logarithmischen Gitter ist der Nenner für benachbarte Gitterpunkte konstant. Der Wert von n an einer beliebigen Stelle p ist somit über

$$n(p) = n(p_1) \cdot \left(\frac{p}{p_1}\right)^b \quad (3.45)$$

berechenbar.

3.6.2 Schemata

Um nun die beiden Bestimmungsgleichungen (3.29) und (3.32) auf dem eingeführten Gitter zu lösen, müssen geeignete numerische Schemata gefunden werden. Beide Gleichungen stellen zunächst ein Anfangswert- oder *Cauchy*-Problem

$$\frac{\partial q}{\partial t} = F\left(t, q, \frac{\partial q}{\partial x}, \dots\right) \quad (3.46)$$

dar. Dieses ist prinzipiell lösbar, wenn zum Zeitpunkt t_0 alle Argumente von F bekannt sind. Alle Werte von q zu Zeiten $t > t_0$ können dann sukzessive aufintegriert werden.

Gewöhnliche Differentialgleichung

Für den Fall einer gewöhnlichen Differentialgleichung wie etwa Gleichung (3.32) muss hierfür lediglich die Ableitung

$$\left. \frac{\partial q}{\partial t} \right|_{t=t^{n+1/2}} \approx \frac{q^{n+1} - q^n}{\delta t} \quad (3.47)$$

diskretisiert werden. Approximiert man den Werte von F bei $t = t^{n+1/2}$ mit jenem bei $t = t^n$, erhält man

$$q^{n+1} = q^n + \delta t \cdot F(t^n, q^n) . \quad (3.48)$$

Ist die Funktion F analytisch bekannt, so lässt sich eine implizite Form

$$q_{n+1} = q_n + \frac{\delta t}{2} [F(t_n, q_n) + F(t_{n+1}, q_{n+1})] \quad (3.49)$$

finden, die eine bessere Approximation von $F(t = t^{n+1/2})$ darstellt. Somit ist es zumeist möglich, größere Zeitschritte δt zu verwenden, ohne dass das System instabil wird.

Partielle Differentialgleichung

Im Allgemeinen schwieriger gestaltet sich die Behandlung von partiellen Differentialgleichungen. Die kinetische Gleichung (3.29) ist jedoch von der Form

$$\frac{\partial q(z, \gamma, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} f_1(n, z, \gamma) + \frac{\partial}{\partial \gamma} f_2(n, z, \gamma) \quad (3.50)$$

und lässt sich flusserhaltend formulieren. Integriert man Gleichung (3.50) über alle Koordinaten ergibt sich die Erhaltungsgleichung

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = F_1 \Big|_{z_1}^{z_2} + F_2 \Big|_{\gamma_1}^{\gamma_2} \quad (3.51)$$

des Integrals Q , das im Fall der kinetischen Gleichung der Teilchenzahl entspricht. Sie ist lediglich von der Stärke des Flusses an den Rändern des Integrationsgebiets abhängig. Dabei ist die Wahl dieses zusammenhängenden Gebiets unerheblich.

Das numerische Verfahren, soll es physikalische Ergebnisse liefern, muss diese Eigenschaft des Systems reproduzieren. Eine solche Methode lässt sich nun sehr einfach verstehen, wenn man in das Bild der Gitterzellen aus dem Abschnitt 3.6.1 zurück kehrt. Entsprechend der obigen Argumentation muss auch die Änderung von Q in jeder Zelle der Summe der Flüsse an den Rändern entsprechen. Führt man die Grenzfläche A ein und betrachtet zunächst nur den Fluss entlang einer Dimension, erhält man

$$Q_i^{n+1} - Q_i^n = \delta t A (\tilde{f}_{i-1/2} - \tilde{f}_{i+1/2}) \quad (3.52)$$

in Abhängigkeit des über das Intervall δt gemittelten Flusses \tilde{f} an den Zellrändern.

Da q den Mittelwert der Dichte einer Zelle beschreibt und senkrecht zu z Homogenität angenommen wird, erhält man $Q_i = V_i \cdot q_i$ und $V_i = A \cdot (z_{i+1/2} - z_{i-1/2})$. Somit erhält man aus (3.52) die Bestimmungsgleichung

$$\frac{q_i^{n+1} - q_i^n}{\delta t} = \frac{\tilde{f}_{i-1/2} - \tilde{f}_{i+1/2}}{z_{i+1/2} - z_{i-1/2}} \quad (3.53)$$

für den nächsten Zeitschritt. Die verschiedenen Schemata zur Lösung partieller Differentialgleichungen (siehe z. B. LeVeque 1992) beruhen auf der Bestimmung der zeitlich gemittelten Flüsse an den Rändern.

Ein vergleichsweise simples Schema, das die oben beschriebenen konservativen Gleichungen bei hinreichend kleinen Zeitschritten immer exakt lösen kann, wird als *donor cell* oder auch *upwind* bezeichnet. Die Teilchendichte $n(z, \gamma, t)$ wird in jeder Zelle als in allen Variablen konstant angenommen. Somit erhält man ein Schema erster Ordnung (vgl. Abbildung 3.3). Die Werte von \tilde{f} an den Zellgrenzen werden dabei in Abhängigkeit

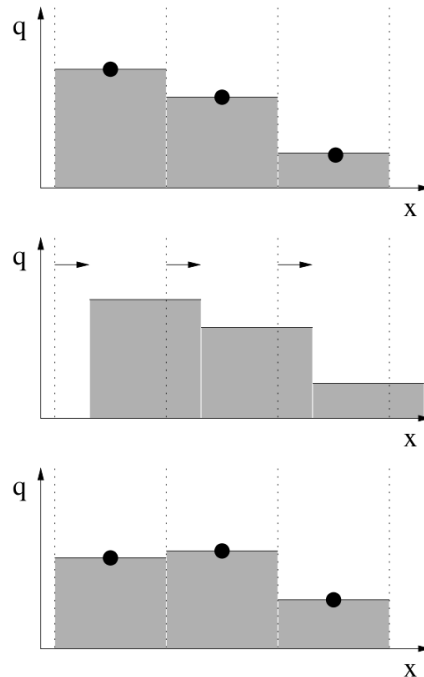


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der *donor cell*-Methode. Die abschnittsweise konstanten Dichten werden durch Konvektion durch die Grenzflächen übertragen. Die neue mittlere Dichte ergibt sich aus der Kombination des bisherigen Teilcheninhalts der Zelle und dem durch den Teilchenfluss Hinzugewonnenen oder Verlorenen (Wang & Dullemond 2009).

von der Richtung des Informationsflusses festgelegt. Da die Richtung des Teilchenflusses den Informationsfluss bestimmt, erhält man

$$\tilde{f}_{i+1/2} = \begin{cases} f_i & f_i > 0 \text{ und } f_{i+1} > 0 \\ f_{i+1} & f_i < 0 \text{ und } f_{i+1} < 0 \end{cases} . \quad (3.54)$$

Sollte keine der beiden Bedingungen erfüllt sein, ist es notwendig das numerische Gitter zu verschieben, so dass eine Zelle j existiert, für die $f_j = 0$ gilt. Verfahren höherer Ordnung wurden nicht genutzt, um die dabei auftretenden künstlichen Oszillationen zu

vermeiden (Wang & Dullemond 2009).

Courant-Friedrichs-Lewy-Bedingung

Eine notwendige Bedingung für die Exaktheit in erster Ordnung des *upwind*-Schemas ist die sogenannte Courant-Friedrichs-Lewy-Bedingung (CFL-Bedingung) (Courant et al. 1928). Sie besagt, dass das durch das numerische Schema kausal verbundene Gebiet immer das in der exakten Lösung kausal verbundene Gebiet enthalten muss. Für ein implizites Verfahren ergibt sich unter Verwendung der Geschwindigkeit des Informationsflusses u eine obere Grenze für die *Courant-Zahl*

$$C = \frac{u \cdot \delta t}{\delta z} \leq 1 \quad . \quad (3.55)$$

Im Fall der räumlichen Advektion wird der Informationsfluss durch den Fluss der Teilchen $f_i = u \cdot q_i$ bestimmt. Eine Umformung von Gleichung (3.55) ergibt

$$\delta t \cdot A \cdot |f_i| \leq q_i \cdot A \delta z \quad . \quad (3.56)$$

Somit sichert die CFL-Bedingung auch die Positivität der Dichte q_i . Für alle Prozesse, deren Fluss a priori bekannt ist, wird in der Implementierung δt automatisch auf den maximalen Wert gesetzt. Prozesse, die einen Fluss erzeugen, der nicht linear von der Dichte abhängt (etwa die Photon-Photon-Annihilation), können jedoch zu Instabilitäten führen. Der Zeitschritt δt muss dann manuell angepasst werden.

Crank-Nicholson

Der mit Hilfe von Gleichung (3.54) gewählte Fluss $\tilde{f}_{i+1/2}$ ist weiterhin nicht exakt berechenbar, da er der über den Zeitschritt δt gemittelte Fluss ist. Um eine bessere Approximation dieses Wertes zu finden, wurde das sogenannten Crank-Nicholson-Verfahren verwendet. Ähnlich Gleichung (3.49) wird \tilde{f} mit dem arithmetischen Mittel der Flüsse zu den Zeiten t^n und t^{n+1} genähert. Man erhält

$$\frac{q_i^{n+1} - q_i^n}{\delta t} + \frac{1}{2} \frac{(f_{i+1/2}^{n+1} - f_{i-1/2}^{n+1}) + (f_{i+1/2}^n - f_{i-1/2}^n)}{z_{i+1/2} - z_{i-1/2}} = 0 \quad . \quad (3.57)$$

Beinhaltet das System maximal Terme zweiter Ordnung, so führt Gleichung (3.57) auf eine Tridiagonalmatrix. Ein solches System lässt sich numerisch mit einem Aufwand proportional zur Zahl der Gitterpunkte lösen (Press et al. 2002).

3.6.3 Behandlung unterschiedlicher Zeitskalen

In Hybridsimulationen kommt es auf Grund der starken Abhängigkeit der Synchrotronkühlleistung von der Masse in dritter Potenz (siehe Gleichung 2.37) zu stark unterschiedlichen Zeitskalen, auf denen die Dynamik der verschiedenen Teilchenspezies stattfindet. Dies gilt insbesondere, da die photohadronischen Wechselwirkungen der hochenergetischen Protonen ebenfalls zur Produktion von Leptonen mit vergleichbaren Lorentzfaktoren führen wird. Die exakte Behandlung der, etwa durch die Paarproduktion bei hohen Energien injizierten, Elektron-Positron-Paare würde extrem kleine Zeitschritte erfordern. Eine sinnvolle numerische Modellierung aller Teilchenspezies in allen Energiebereichen würde dabei weit über die vorhandenen numerischen Ressourcen hinaus gehen.

Die Zeitskala, auf der eine Teilchenverteilung in einem bestimmten Energiebereich ihr Gleichgewicht erreicht, kann durch den Ausdruck

$$t_{\text{Gg}} = \frac{\gamma}{P_{\text{cool}}(\gamma)} \quad (3.58)$$

näherungsweise beschrieben werden. Für einen gewählten Zeitschritt δt ergibt sich eine kritische Energie γ_{cross} , bei der $t_{\text{Gg}}(\gamma_{\text{cross}}) = \delta t$ gilt. Bei Energien, für die $\delta t \gg t_{\text{Gg}}(\gamma)$ gilt, wird das Gleichgewicht bereits innerhalb eines Zeitschritts erreicht. Dieses Gleichgewicht lässt sich nach Reynoso & Romero (2009) durch eine Integration der kinetischen Gleichung (3.29) berechnen, wobei lediglich der Injektionsterm Q und die Kühlung $P_{\text{cool}}(\gamma)$ berücksichtigt werden. Nutzt man die Näherung

$$d\gamma = \frac{\partial\gamma}{\partial t} dt \quad , \quad (3.59)$$

ergibt sich für die Gleichgewichtsverteilung der Teilchen oberhalb von γ_{cross} das Integral

$$N_{\text{Gg}}(\gamma) = P_{\text{cool}}(\gamma)^{-1} \int_{\gamma_{\text{cross}}}^{\infty} d\gamma' Q(\gamma') e^{-\frac{\tau(\gamma, \gamma')}{t_{\text{esc, rad}}}} \quad , \quad (3.60)$$

wobei die Funktion $\tau(\gamma, \gamma') = \int_{\gamma}^{\gamma'} du P_{\text{cool}}(u)^{-1}$ eingeführt wurde. Da für alle Teilchen, bis auf jene mit Energien direkt oberhalb von γ_{cross} , das Gleichgewicht bereits nach einer Zeit $t_{\text{Gg}} \ll \delta t$ erreicht ist, wird auch die Emission durch die Abstrahlung der Gleichgewichtsverteilung bestimmt. Da zudem die Zeitskala $t_{\text{esc, rad}}$, auf der die Strahlung aus dem System entweicht, deutlich größer als der verwendete Zeitschritt ist, ist es gerechtfertigt, die Teilchenverteilung mit der berechneten Gleichgewichtsverteilung

$$N(\gamma) = P_{\text{cool}}(\gamma)^{-1} \int_{\gamma_{\text{cross}}}^{\infty} d\gamma' Q(\gamma') \quad (3.61)$$

zu nähern.

In Abbildung 3.4 sind die resultierenden PEDs der Elektronen und Positronen einer Hybridsimulation dargestellt. Die Elektronenverteilung ergibt sich aus der Überlagerung

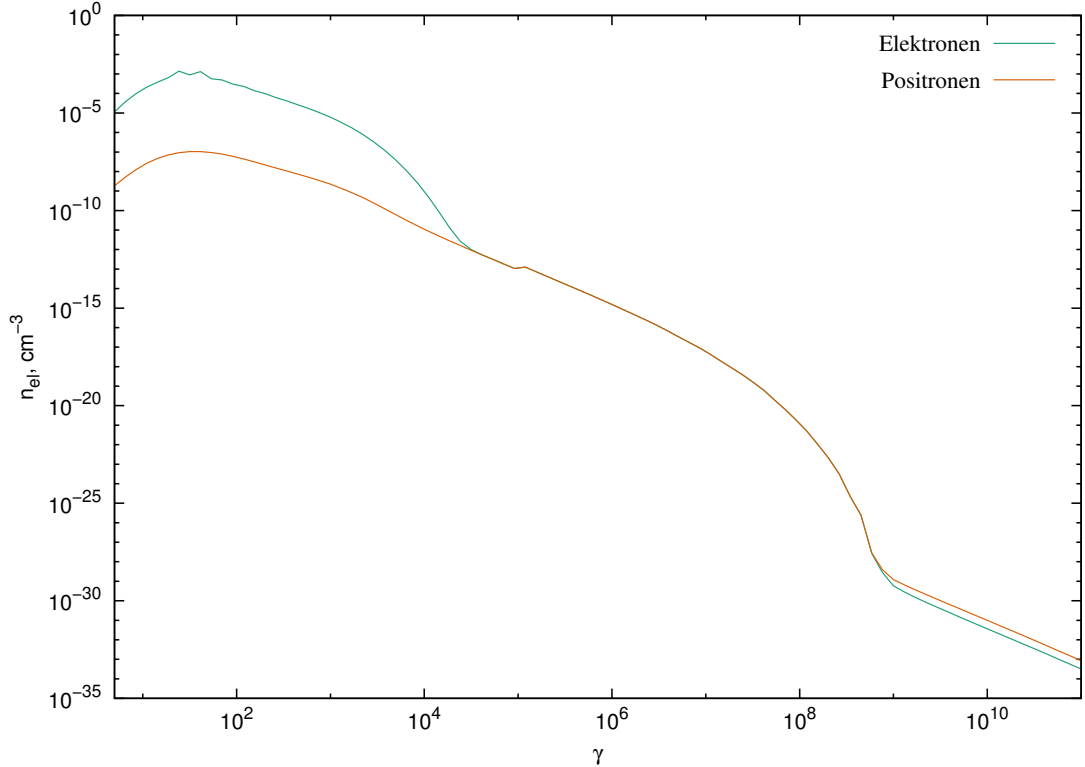


Abbildung 3.4: Dargestellt sind die Energieverteilungen der Elektronen und Positronen. Die Kurven wurden aus der räumlichen Mittelung der in der Hybridsimulation *hy 2 high NP* produzierten Verteilung erzeugt. Der Übergang zwischen der exakten zeitlichen Integration und der analytischen Näherung bei $\gamma \approx 10^5$ ist zu erkennen. Jedoch ist die produzierte Unstetigkeit sehr klein. Die Asymmetrie bei sehr hohen Lorentzfaktoren ist vermutlich auf eine numerische Ungenauigkeit zurückzuführen.

der externen Injektion bei kleinen und der Produktion in Folge der photohadronischen Prozesse bei sehr hohen Lorentzfaktoren. Positronen entstehen einzig aus der photohadronischen Wechselwirkung. Der Übergang zwischen der exakten Integration und der oben beschriebenen Näherung bei $\gamma_{\text{cross}} \approx 10^5$ ist zu erkennen. Jedoch ist die Höhe der durch die Näherung erzeugten Unstetigkeit sehr gering. Ebenfalls ist zu erkennen, dass die injizierten Elektronen lediglich bis zu Lorentzfaktoren unterhalb von γ_{cross} beschleunigt werden. Somit ist für den gewählten Zeitschritt die oben vorgenommene Vernachlässigung der Beschleunigungsterme gerechtfertigt. Bei sehr hohen Energien verhalten sich

Elektronen und Positronen symmetrisch. Die leichte Abweichung der Kurven oberhalb von $\gamma = 10^9$ muss auf numerische Ungenauigkeiten zurückgeführt werden.

Die hier behandelte Näherung wird lediglich für die Elektronen und Positronen verwendet. Die Massen aller anderen Teilchenspezies sind hoch genug, so dass ein Zeitschritt gewählt werden kann, der eine exakte zeitliche Integration erlaubt.

3.6.4 Parallelisierung

In diesem Abschnitt soll die implementierte Parallelisierung motiviert und kurz beschrieben werden. Die numerisch aufwändigsten Teile des Modells — die Berechnung des Spektrums der IC-Streuung und der Paarerzeugung — wurden auf Grafikkarten portiert. Somit war es möglich, den Zeitverlust gegenüber homogenen Modellen größtenteils zu kompensieren und das implementierte Modell auf Arbeitsplatzrechnern zu verwenden.

OpenCL

Die Parallelisierung auf Grafikkarten zum wissenschaftlichen Rechnen (*engl. general purpose graphics processing unit*, GPGPU) erfolgt mit Hilfe der *OpenCL*-Schnittstelle. Dafür wurden für die beiden oben genannten Prozesse sogenannte *Kernel* geschrieben, die schließlich auf der Grafikkarte ausgeführt werden. Die Parallelisierung besteht letztendlich darin, dass die Doppelintegrale, die an jedem Punkt des zweidimensionalen Gitters (N_z, N_ν) berechnet werden müssen, parallel abgearbeitet werden.

Die Schwierigkeit beim Rechnen auf Grafikkarten ergibt sich aus der Komplexität der Rechenarchitektur, genauer der hierarchischen Struktur der einzelnen Recheneinheiten. Die unterste Ebene bilden die skalaren Prozessoren, die zu Multiprozessoren zusammengefasst werden. Bei den für diese Arbeit verwendeten *Fermi*-Karten sind es je 32 Prozessoren auf 15 Multiprozessoren (Mangold 2011). Die software-seitige Entsprechung dieser Aufteilung ist die sogenannte *workgroup size*.

Im Folgenden soll die Diskussion auf zweidimensionale Felder beschränkt werden, wobei für jede Position in der Matrix (zn, pn) die gleiche Rechnung durchgeführt werden muss, jedoch auf verschiedenen Daten (*engl. single instruction, multiple data*, SIMD). Diese Matrix wird nun in einzelne Blöcke, die *workgroups*, aufgeteilt, wobei ihre Größe frei⁵ festgelegt werden kann. In Abbildung 3.5 ist die Laufzeit eines *Kernels* für verschiedene Blockgrößen aufgetragen.

⁵Es gibt zwei Einschränkungen: In jeder Dimension muss die Blockgröße ein Teiler der Gesamtgröße sein. Die Gesamtgröße des Blocks darf einen Wert nicht überschreiten, der von der Komplexität der auszuführenden Rechnung und der Größe der Register abhängt.

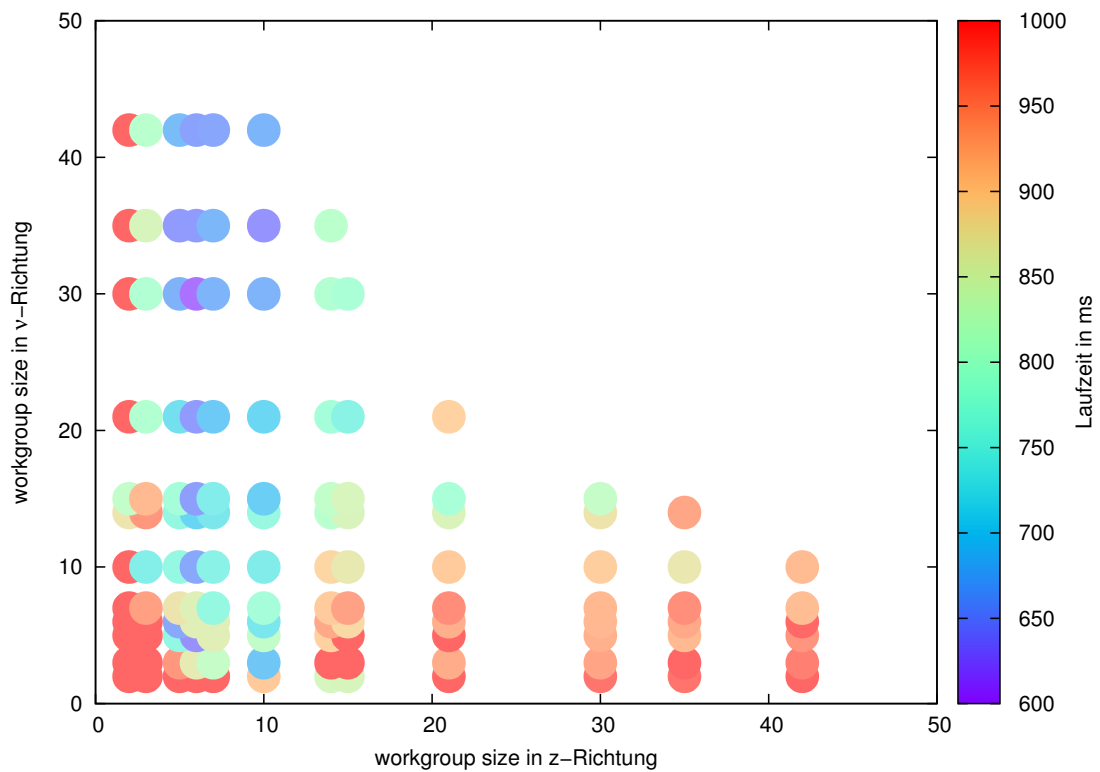


Abbildung 3.5: *Kernel*-Laufzeiten für verschiedene Größen einer zweidimensionalen *workgroup*. Die Gesamtgröße beträgt 210×210 .

Es ist klar zu erkennen, dass die beiden Dimensionen nicht kommutieren. Da größere Werte in der zweiten Dimension bevorzugt werden, ist es vorteilhaft, wenn innerhalb eines Multiprozessors der Speicherzugriff auf zusammenhängende Bereiche erfolgt. Tatsächlich werden in GPGPUs Speicherzugriffe in sogenannten *half-warps* organisiert, die aus 16 Prozessen bestehen. In Abbildung 3.5 ist deutlich eine horizontale Linie bei 15 zu erkennen, die hierauf zurück geführt werden kann. Dass der beste Wert bei $a \times 30$ liegt, lässt sich sehr gut mit der Zahl der skalaren Prozessoren erklären. Warum jedoch $a = 6$ und nicht etwa $a = 14$ ($14 \times 15 = 210$) bevorzugt wird, ist unklar. Dies könnte mit dem sogenannten *latency hiding* zusammen hängen, das größere Zahlen von *warps* pro Multiprozessor und somit kleinere Werte in der ersten Dimension bevorzugt.

Zusammenfassend kann man sagen, dass die Minimierung der Laufzeit auf GPGPUs, insbesondere bei häufigen Speicherzugriffen, sehr komplex ist. Da zudem die Wahl der Blockgröße auch von der Größe des gesamten Gitters abhängt, die — zumindest für zn — von den Parametern abhängt, wurde diese Optimierung direkt implementiert. Zu Beginn einer jeden Simulation werden alle mathematisch möglichen Blockgrößen getestet, um

das Optimum für die eigentliche Rechnung zu verwenden. Da der Zeitgewinn häufig zwischen 50 und 200 Prozent liegt, ist die nur wenige Sekunden dauernde Optimierung für die Gesamtlaufzeit vernachlässigbar.

OpenMP und MPI

Bereits in Richter (2011) wurde klar, dass eine Gleichverteilung der Rechenzeiten auf die CPU und die GPGPU (*engl. load balancing*) bereits bei sehr kleinen Gittergrößen der Ordnung $N_z \sim 100$ gegeben ist. Eine für diese Arbeit notwendige Erweiterung des simulierten Raumgebiets um etwa zwei Größenordnungen machte eine weitere Parallelisierung notwendig.

Um die Anzahl der pro GPGPU berechneten Gitterzellen auch bei großen N_z konstant zu halten, muss die Berechnung auf Großrechnern erfolgen, die eine Vielzahl einzelner Recheneinheiten (*engl. nodes*) verbinden. Enthält jede dieser Einheiten eine oder mehrere GPGPUs, kann die bereits erarbeitete Beschleunigung durch *OpenCL* weiterhin verwendet werden.

Zur Kommunikation zwischen den Nodes bietet sich das *Message Passing Interface*, MPI an. Das Gitter wurde in z -Richtung auf die Anzahl der Nodes g aufgeteilt, um so das lokale $\tilde{N}_z = N_z/g$ zu minimieren. Da in der z -Dimension lediglich Advektion auftritt, kann die Kommunikation zwischen den Nodes auf den Teilchenfluss zwischen den Rändern der einzelnen, auf die Nodes verteilten, Bereiche beschränkt werden. Somit konnte eine effiziente Parallelisierung durchgeführt werden. Das Ergebnis des Skalierungstests mit bis zu 8 GPGPUs ist in Abbildung 3.6 zusammengefasst⁶.

Eine technische Schwierigkeit verlangt schließlich nach einer weiteren parallelen Instanz. Da in jedem Node m CPUs, aber im Allgemeinen $n < m$ GPGPUs enthalten sind, ist eine Zuordnung auf die einzelnen MPI-Prozesse nicht eindeutig. Existiert pro CPU ein MPI-Prozess, so steht nur jedem k -ten Prozess (mit $k = m/n$) eine GPGPU zur Verfügung. Entsprechend wird die Kommunikation zwischen den Prozessen massiv erhöht. Um dies zu vermeiden wird die Anzahl der MPI-Prozesse pro Node auf n festgelegt. Damit dennoch alle CPUs verwendet werden, wird die *Open Multi-Processing*-Schnittstelle (OpenMP) verwendet. Sie erlaubt die Kommunikation zwischen Prozessen, die auf den gleichen Hauptspeicher zugreifen können, was durch die Bedingung $n < m$ gegeben ist.

⁶In diesem Zusammenhang bedeutet schwache Skalierung, dass die Größe des berechneten Problems der Rechenleistung angepasst wird. Eine starke Skalierung bezeichnet die Entwicklung der Rechenzeit bei gleichbleibender Problemgröße.

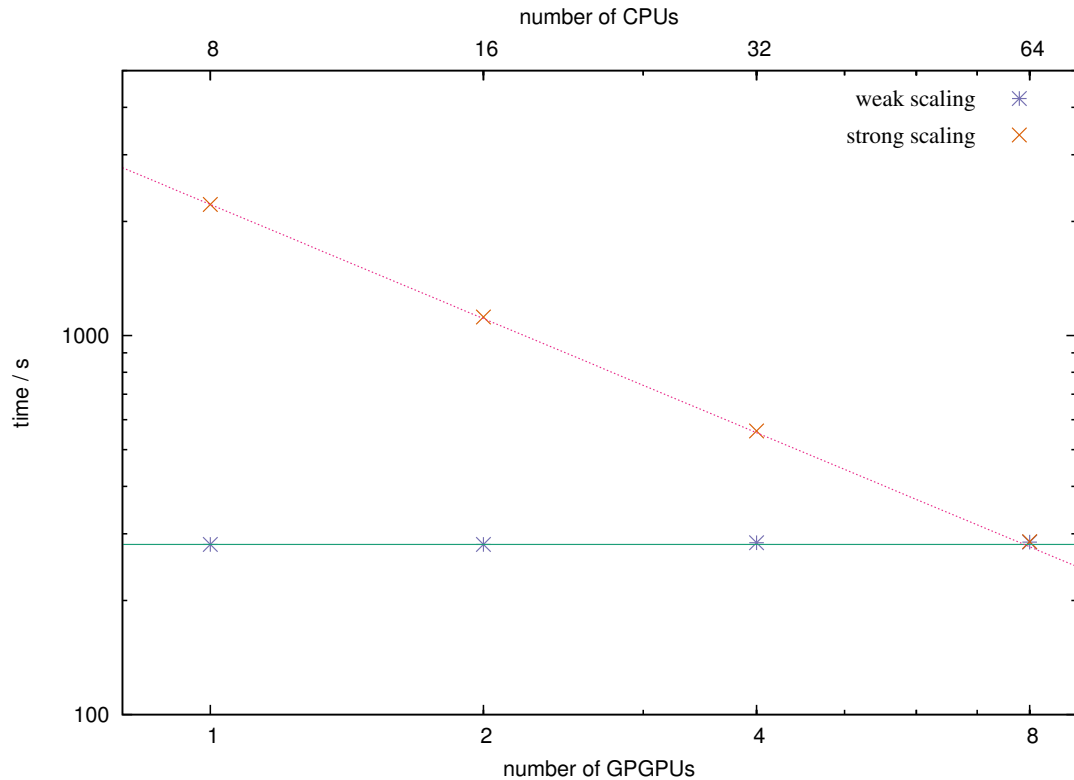


Abbildung 3.6: Dargestellt ist das Verhalten des Codes bei starker und schwacher Skalierung. Gemessen auf dem GPGPU-Cluster des Leibnitz-Rechenzentrums (LRZ) in München. Die eingezeichneten Linien entsprechen der optimalen Skalierung.

3.6.5 Validierung

Numerische Beschreibungen sollten generell sehr detailliert auf logische Fehler geprüft werden. Dies ist zum einen durch das große Potenzial von möglichen Fehlern während des Programmierens, zum anderen durch mögliche Probleme auf Grund der verwendeten numerischen Verfahren begründet. Neben den im Verlauf der Entwicklung durchgeführten Tests einzelner Komponenten des Quellcodes, sollen im Folgenden lediglich einige realitätsnahe Testfälle vorgestellt werden.

Potenzgesetz

Die Teilchenverteilung besitzt zwei abhängige Variablen — den Ort z und den Lorentzfaktor γ . In Abbildung 3.7 wurde die über das Raumgebiet summierte Teilchenverteilung dargestellt. Der Startpunkt bei $t = 0$ ist ein leeres System, in das nun kontinuierlich Teilchen injiziert werden. Dies geschieht bei $z = 0$ auf der Upstream-Seite des Schocks. Wie

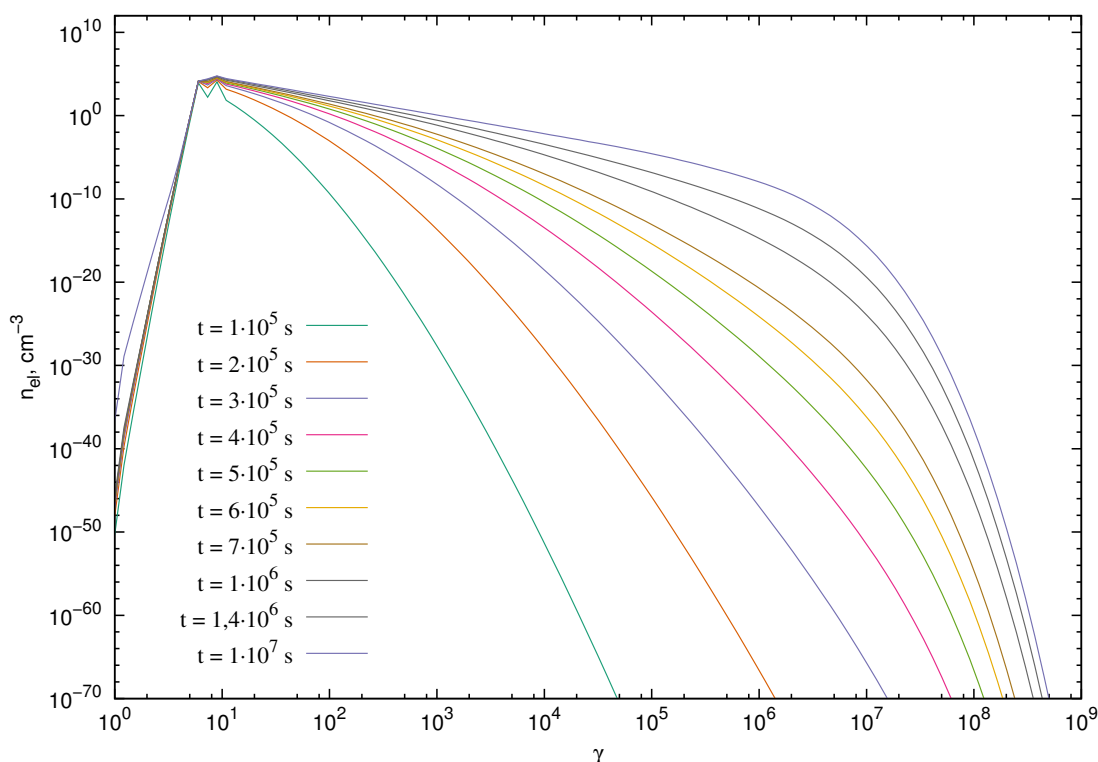


Abbildung 3.7: Zeitentwicklung der PED nach dem Beginn der Teilcheninjektion. Die Verteilung wächst stetig zu höheren Energien an bis sie schließlich gegen ein Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall konvergiert.

zu erkennen ist, wird die Teilchenpopulation über die Zeit auf immer größere Energien beschleunigt. Schließlich konvergiert die Verteilung in ein Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall bei etwa $\gamma \approx 10^7$. Dass die Konvergenz um so länger dauert je höher die Energie ist, zeigt, dass die Beschleunigung sukzessive, von der Injektionsenergie ausgehend, stattfindet.

Auffällig ist, dass sich der Bereich unterhalb der Injektion $\gamma < \gamma_{inj}$ kaum entwickelt. Die implementierte Fermi-I-Beschleunigung erzeugt demnach tatsächlich nur einen Fluss in positive γ -Richtung. Sowohl die Impulsdiffusion des Fermi-II-Prozesses als auch die Synchrotronkühlung in diesem Energiebereich laufen auf wesentlich längeren Zeitskalen ab. Entsprechend ist erst nach einer langen Zeit eine Zunahme der Teilchendichte bei sehr kleinen γ zu erkennen. Wie aus Abbildung 3.9 hervorgeht, sind die Teilchen, die unterhalb der Injektionsenergie gekühlt werden, bereits weit vom Schock entfernt. Somit geht die Kühlzeit einher mit der Zeitspanne, in der der Advektionsprozess das System vollständig bevölkert.

Spektraler Bruch

In homogenen Modellen wird für die PED immer ein gebrochenes Potenzgesetz angenommen. Dies wird im Allgemeinen mit der Kühlung durch Synchrotronemission begründet. Es wird davon ausgegangen, dass diese Verteilung homogen in der gesamten Strahlungszone vorliegt. In Abbildung 3.8 soll nun gezeigt werden, dass das Vorhandensein des Spektralbruchs eigentlich auf einer räumlichen Mittelung beruht.

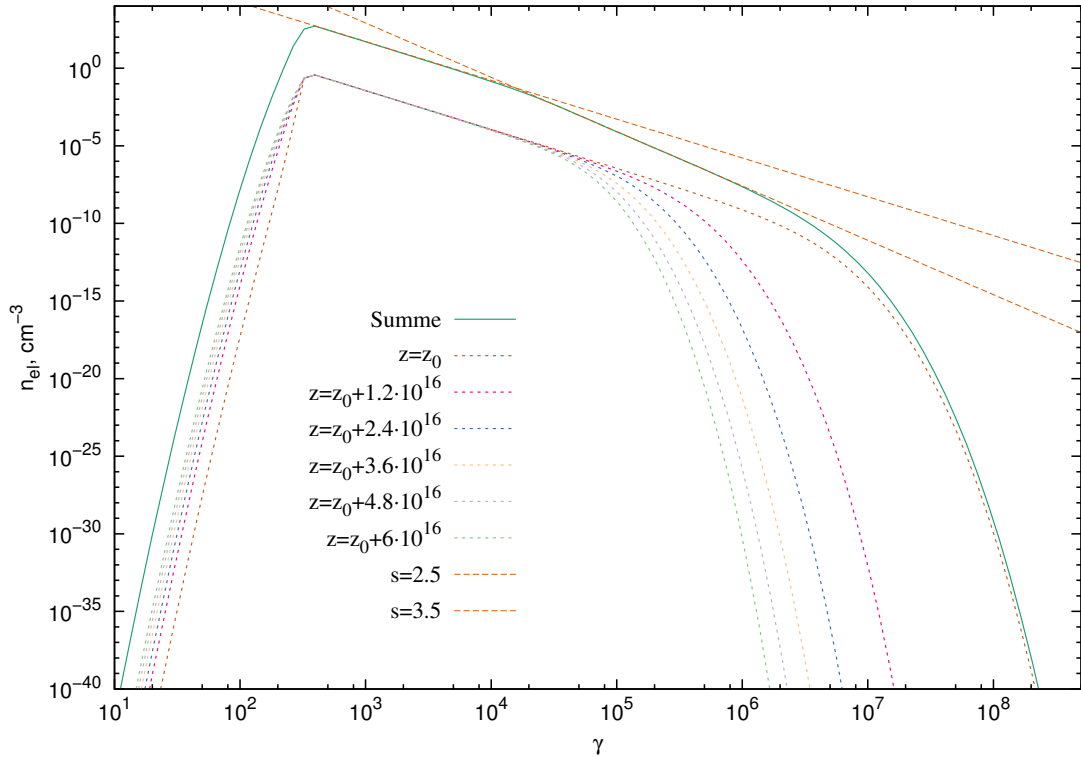


Abbildung 3.8: Dargestellt ist die Entwicklung der PED entlang der Jetachse in einem Raumgebiet bis $2 \cdot 10^{17}$ cm und einem Magnetfeld von 0,021 G. Durch die Kühlung auf Grund der Emission von Synchrotronstrahlung ändert sich der Spektralindex nicht. Lediglich der exponentielle Abfall wandert zu kleineren Energien. Dies führt bei der Energieverteilung der Summe über das gesamte Raumgebiet schließlich zu einem spektralen Bruch von $\Delta s = 1$.

Die dargestellten Kurven beschreiben die Energieverteilung an verschiedenen Positionen z im System. Für Energien, die nicht von der Kühlung beeinflusst werden, sollte sich der nach Gleichung (3.37) berechnete Spektralindex ergeben. Das für diese Simulation verwendete Kompressionsverhältnis ist $r = 3$ und somit folgt $\Gamma = 2,5$. Dies stimmt sehr gut mit dem Fit an die PED im Bereich $\gamma_{inj} < \gamma < \gamma_b \approx 2 \cdot 10^4$ überein.

Da der Transport einer Teilchenverteilung im Downstream im Mittel einer Advektion entspricht⁷, ist die Entfernung von der Schockposition z_0 proportional zur Kühlzeit. Mit Hilfe der weiteren Simulationsparameter $B = 0,021 \text{ G}$, $V_S = 0,2c$ und $z_{max} = 1,2 \cdot 10^{17} \text{ cm}$ lässt sich der theoretische Wert von γ_b bestimmen. Zunächst erhält man die Plasmageschwindigkeit im Downstream $V_D = V_S/r$ aus der Schockgeschwindigkeit. Setzt man diesen und die übrigen Werte in Gleichung (3.36) ein, erhält man $\gamma_{b,th} = 2,2 \cdot 10^4$. Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem aus Abbildung 3.8 abgelesenen Wert.

Hieraus lassen sich nun gewisse Schlüsse auf das Modell ziehen. Auf Grund der Übereinstimmung zwischen Theorie und Modell kann davon ausgegangen werden, dass sowohl der Teilchentransport als auch die Synchrotronkühlung korrekt implementiert sind. Weiterhin wurde gezeigt, dass der Wert γ_b sowie die Stärke des spektralen Bruchs konsistent aus dem Modell hervorgehen. In homogenen Modellen sind die Werte γ_b , B und die Größe der Strahlungszone zumeist unabhängige Parameter. Diese Modelle sind also entweder überbestimmt oder bilden die Physik der Synchrotronkühlung nicht korrekt ab.

Schockmorphologie

Ein weiterer Einblick in das Verhalten des Modells kann durch die Abhängigkeit der Teilchendichten von der Position z im System erlangt werden. In Abbildung 3.9 wurde diese Abhängigkeit für verschiedene Werte von γ sowie das Integral über alle Energien aufgetragen. Die Kurven wurden auf den Maximalwert normiert. Die prominenteste Eigenschaft dieser Abbildung ist die Position der Schockfront bei $z_0 = 10^{15} \text{ cm}$. Alle Kurven werden durch den Schock beeinflusst. Die als *Summe* bezeichnete Kurve weist zwei Plateaus auf. Im Downstream beim Wert 1 und im Upstream zwischen 0,3 und 0,35. Diese beiden Werte sollten durch die mittleren Advektionsgeschwindigkeiten bestimmt werden und entsprechen jeweils der Plasmageschwindigkeit. Das resultierende Verhältnis $V_U/V_D = r^{-1} = 1/3$ stimmt sehr gut mit dem Verhältnis der beiden Plateauhöhen überein. Für sehr große z am Ende des Simulationsgebiets ist die Kurve — ebenso alle anderen — durch die Randbedingungen bestimmt.⁸

Die Teilchendichte mit dem Lorentzfaktor γ_{inj} , mit denen die Teilchen injiziert werden, hat, wie zu erwarten, ihr Maximum am linken Rand des Systems. Nähern sich die

⁷Zumindest gilt dies auf Längenskalen, die deutlich größer als die Ausdehnung des *Precursors* (siehe den folgenden Abschnitt) sind. Die Wahrscheinlichkeit für eine Rückkehr zum Schock ist ab dort exponentiell unterdrückt.

⁸Am rechten Rand des Systems werden keine Teilchen injiziert. Der Teilchenfluss, der das System verlässt, kann nicht nach einer Streuung zurückkehren. Hierdurch wird das Gleichgewicht zwischen den Verteilungen n^+ und n^- gestört.

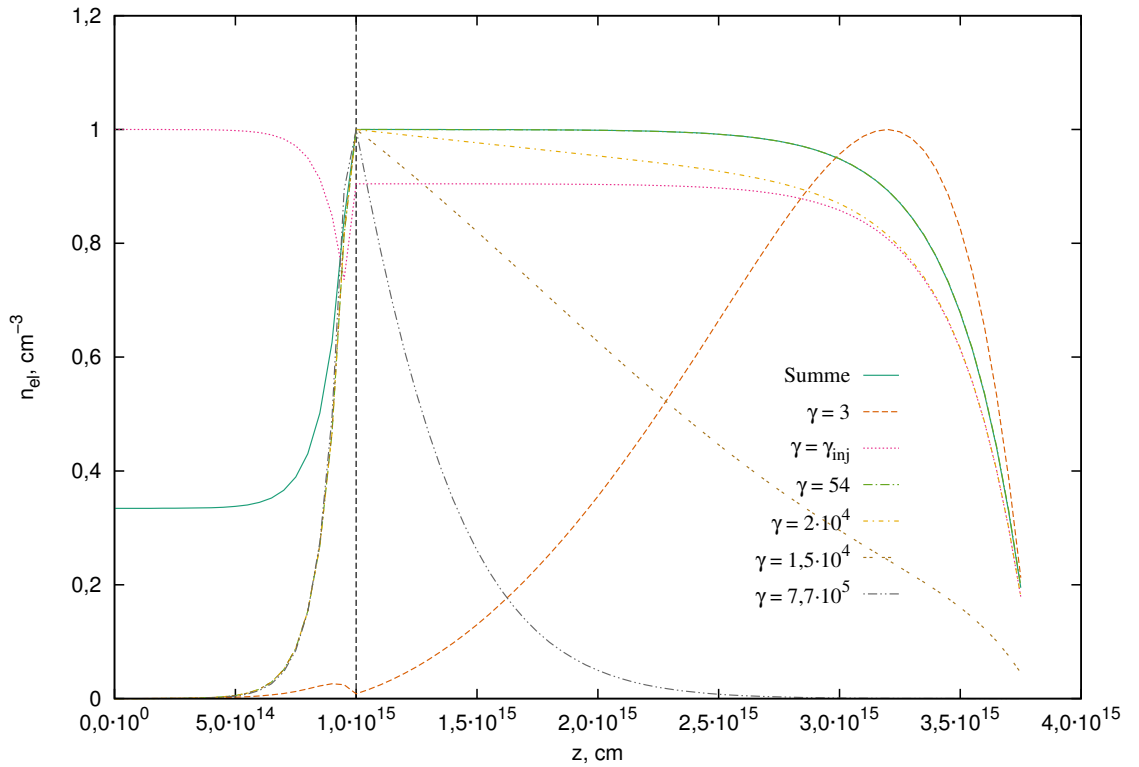


Abbildung 3.9: Für verschiedene Teilchenenergien ist die räumliche Abhängigkeit der auf 1 normierten Teilchendichte abgebildet. Qualitativ lassen sich die Morphologien in drei Regime einteilen: Die Energien die durch Kühlung dominiert sind, die die sich knapp über der Injektionsenergie befinden und jene unter der Injektionsenergie.

Teilchen dem Schock, so werden sie zunehmend zu höheren Energien gestreut. Da die maximale Verweildauer im System im Allgemeinen kleiner sein wird als die Kühlzeit für γ_{inj} , bildet sich hier im Downstream ebenfalls ein Plateau aus. Dies lässt ebenfalls den Schluss zu, dass Beschleunigung nur in der Umgebung des Schocks auftritt — obwohl die Streuung zwischen n^+ und n^- global stattfindet — und somit wie erwünscht aus dem Geschwindigkeitsunterschied zwischen Upstream- und Downstream-Plasma getrieben wird.

Dies ändert sich mit zunehmender Energie, wie man an den drei Kurven mit den höchsten Werten von γ erkennen kann. Teilchen mit den höchsten Energien, die demnach auch für die Emission der hochenergetischen Strahlung verantwortlich sind, kommen also nur in der unmittelbaren Umgebung des Schocks vor. Die Zeitskala der Variabilität in diesem Energiebereich wird demnach deutlich kürzer als bei niedrigeren Energien sein. Der Anstieg dieser Kurven zwischen $z = 0$ und $z = z_0$ wird als *Precursor* bezeichnet.

Seine Form hängt vom räumlichen Diffusionskoeffizienten und somit vom Parameter W ab.

Eine dritte Klasse von Kurven findet man bei Energien unterhalb der Injektionsenergie. Teilchen in diesem Bereich werden, wie bereits aus Abbildung 3.7 gemutmaßt, nur bei großen z auftreten. Insbesondere für den Radiobereich der SED spielen diese Teilchen jedoch eine wichtige Rolle.

Abhängigkeit von der Schockgeschwindigkeit

Wie bereits in Abschnitt 3.5 erwähnt, wird der Spektralindex neben dem Kompressionsverhältnis auch von der Schockgeschwindigkeit abhängen. In Abbildung 3.10 ist diese Abhängigkeit für die SED dargestellt. Die Datenpunkte sollen lediglich dazu dienen, den Effekt der Parametervariation ins Verhältnis zu den Fehlerbalken der Messdaten zu setzen.

Zunächst kann man feststellen, dass der verwendete Wert von $r = 3$ — der in der analytischen Näherung eine Kurve mit Spektralindex 0,25 produzieren sollte — sehr gut zu den erhaltenen SEDs passt. Die maximale Frequenz des Synchrotronpektrums passt ebenfalls zur Position des exponentiellen Abfalls der PED. Die Implementierung der Kalkulation der Synchrotronpektren scheint demnach korrekt zu sein. Die Abhängigkeit von V_S entspricht ebenfalls den Erwartungen. Je höher die Schockgeschwindigkeit, desto weiter entfernt vom Schock sind im Mittel die Teilchen, wenn sie durch Streuung ihre Flugrichtung geändert haben. Die Wahrscheinlichkeit für eine Rückkehr zum Schock wird entsprechend geringer. Einhergehend ist eine weichere PED und somit eine flachere SED.

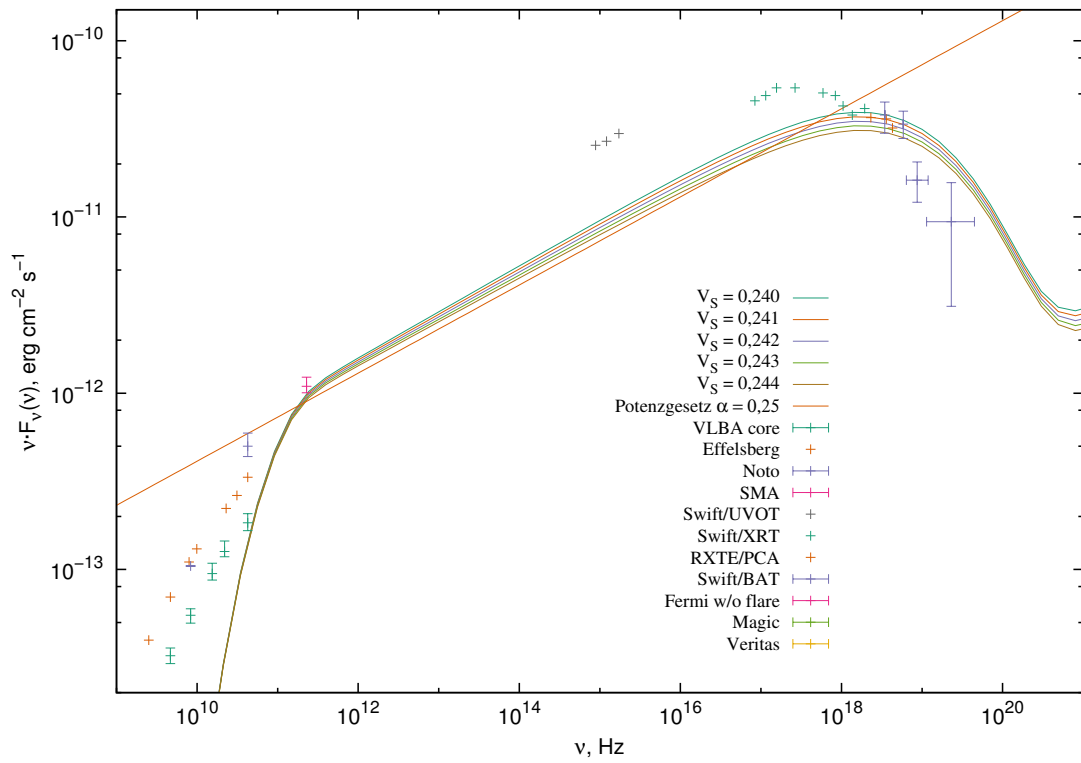


Abbildung 3.10: Die Abhängigkeit des Spektralindex der SED von der Schockgeschwindigkeit ist gering. Die Werte streuen sehr leicht um den theoretisch erwarteten Wert von $\alpha = 0,25$ (bei einem Kompressionsverhältnis von $r = 3$). Die Datenpunkte dienen lediglich der Darstellung des Verhältnisses zwischen der Parametervariation und den Fehlerbalken.

4 Ergebnisse

Im diesem Kapitel sollen die Ergebnisse beschrieben werden, die mit dem im vorherigen Kapitel vorgestellten Modell gefunden wurden. Diese lassen sich in drei Aspekte einteilen.

Zunächst soll die Beschreibung extrem kurzzeitiger Flares im Vordergrund stehen. Insbesondere ist bisher unverstanden, warum bei einigen wenigen Flares nur Teile der SED eine Flussänderung aufweisen. Die Untersuchung dieser Ereignisse ist nur mit Modellen möglich, deren Zellen hinreichend klein sind, so dass die Lichtlaufzeit durch die Zellen kleiner als die Zeitskala der Variabilität ist.

Anschließend wird gezeigt, dass es mit dem vorliegenden Modell möglich ist, das Gebiet der Hochenergieemission, auf das sich SSC-Modelle normalerweise beschränken, räumlich um mehrere Größenordnungen zu erweitern. Durch dieses Vorgehen ist es möglich, Zugang zum Radiospektrum eines Emissionsgebiets zu erhalten. Dies erlaubt schließlich, Korrelationen zwischen den Emissionen im Hochenergie- und Radiobereich zu quantifizieren.

Für den dritten Teil wurde die detaillierte Implementierung der photohadronischen Prozesse nach Hümmer et al. (2010) ausgenutzt. Sie erlaubt die zeitabhängige Behandlung von Zwischenprodukten sowie eine exakte Berechnung der Neutrinospektren.

4.1 Szenario für stark variable Orphan Flares

Eine starke zeitliche Variabilität ist eine der charakteristischen Eigenschaften von AGNs. Insbesondere Blazare weisen ein weites Spektrum an Zeitskalen auf, in denen sich ihr Fluss um teilweise mehr als eine Größenordnung ändert. Das wohl bekannteste Beispiel für extreme Kurzzeitvariabilität ist der Flare von *PKS 2155-304* (Aharonian et al. 2007). In zahlreichen Blazaren (z. B. de Almeida et al. 2011), aber auch in Quellen, die auf Grund ihrer sonstigen Eigenschaften anders klassifiziert wurden (Aleksić et al. 2014), konnte ebenfalls Variabilität auf Zeitskalen von einem Tag oder kürzer festgestellt werden.

Auf Grund der angenommenen und in Kapitel 2 diskutierten Produktionsprozesse der emittierten Strahlung kann man von einer starken Korrelation zwischen allen Bändern

oberhalb des Radiobereichs ausgehen. Beobachtungen, die eine zeitliche Änderung in lediglich einem der beiden Flussmaxima feststellen (siehe z. B. Hayashida & Madejski 2011; Krawczynski et al. 2004), werden als *orphan flares* bezeichnet und stellen unser Bild dieser Quellen in Frage.

4.1.1 Problemstellung

Im Folgenden sollen am Beispiel der Quelle *Mrk 501* und eines Flares im Mai 2009 (Pichel et al. 2011) Möglichkeiten untersucht werden, *orphan flares* im Rahmen des rein leptonischen SSC-Modells zu erklären. Die dabei auftretende Schwierigkeit ist der Mangel an streng simultanen Daten. Es besteht also durchaus die Möglichkeit, dass es sich um gewöhnliche Flares handelt, die lediglich nicht vollständig erfasst wurden. Die Frage ist dann, ob ein Satz von Parametern existiert, der einen hinreichend schnellen Abfall der Lichtkurven erzeugt.

Die durch das Modell intrinsisch erzeugte Variabilität ist in die Zeitskala der Teilchenbeschleunigung und der Teilchenkühlung zu unterteilen. Diese beiden Zeitskalen halten sich im Gleichgewichtszustand bei der höchsten Energie γ_{\max} die Waage. Bestimmt werden sie durch die Parameter t_{iso} und im Fall von Synchrotronkühlung dem Magnetfeld B . Variabilität, die auf die Kühlung und Beschleunigung von Teilchen zurückzuführen ist, werden im wesentlichen durch diese beiden Werte bestimmt. Unter der Annahme, dass die beobachtete Variabilität aus dem selben Raumgebiet stammt wie die zeitlich gemittelte SED, geht aus der Modellierung des Emissionsspektrums demnach eine Obergrenze für diese Art von Flares hervor.

Der im Folgenden betrachtete Flare im Hochenergiebereich (Pichel et al. 2011) weist eine deutliche Flanke für den Anstieg sowie ein starkes oberes Limit für den Abfall des Flusses auf. Die zunächst diskutierte Frage ist, ob eine Modellierung der SED gefunden werden kann, deren Parameter die beobachteten Zeitskalen erklären können. Dies ist, wie in den nachfolgenden Abschnitten gezeigt wird, nicht der Fall. Im Weiteren geht es deshalb um das Testen alternativer Szenarien, die nicht ausschließlich von den Parametern t_{iso} und B abhängen. Neben der Lichtkurve im Hochenergiebereich müssen die Szenarien auch die Variabilität in den restlichen Bänder, für die Messdaten zur Verfügung stehen, reproduzieren können.

4.1.2 Gleichgewichtszustand

Als Grundzustand wird zumeist die zeitlich gemittelte SED während eines Beobachtungsintervalls bezeichnet. Etwaige dabei auftretende Flares werden aus der Mittelung

ausgenommen. Auf Grund der Variation der Quelle auf langen Zeitskalen muss die Modellbeschreibung des Grundzustands streng genommen permanent erfolgen.

Der für diese Untersuchung verwendete Flare trat während einer Multifrequenzbeobachtung (Abdo et al. 2011a) auf. Somit steht eine sehr detailliert vermessene SED für die Modellierung des Gleichgewichtszustands zur Verfügung. Da es in diesem Teil ausschließlich um die Beschreibung der Kurzzeitvariabilität geht, wird ein vergleichsweise kleines Gebiet modelliert. Hierbei ist darauf zu achten, dass die Lichtlaufzeit durch die einzelnen Gitterzellen kleiner ist als die aufzulösende Variabilität. Weiterhin muss die mittlere Verweilzeit der Teilchen im System, die durch die Advektion bestimmt ist, größer als die Variabilitätszeit sein. Andernfalls wäre die vom Modell durch Teilcheninjektion erzeugte Variabilität durch die Randbedingungen beeinflusst.

Drei mögliche Realisierungen¹ der SED sind in Abbildung 4.1 dargestellt. Insgesamt kann eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Daten und der Modellkurve erzielt werden. Die Problematik der abweichenden Radiodaten wird in Abschnitt 4.2 behandelt und hat für die Variation des Hochenergieflusses keine Relevanz. Es fällt jedoch auf, dass die beiden durch die Daten suggerierten Spektralindizes auf der jeweils ansteigenden Flanke der beiden Maxima nicht übereinstimmen. Das SSC-Modell sagt jedoch eine starke Kopplung zwischen ihnen voraus. Dieses Problem wurde bereits durch Lefa et al. (2011b, a) behandelt. Die dort gefundenen Ergebnisse eines semianalytischen, orts aufgelösten Modells können zumindest in ihrer Tendenz, wie in Abbildung 4.12 dargestellt, reproduziert werden. Eine einfachere Erklärung wäre, dass der von *UVOT* gemessene Fluss nicht aus der Synchrotronemission des Jets, sondern der BLR stammt (Giommi et al. 2012). Für die *SMA*-Daten lässt sich argumentieren, dass die Winkelauflösung des Teleskops gegenüber VLBI-Aufnahmen um mehr als eine Größenordnung schlechter ist. Das somit erfasste Raumgebiet ist entsprechend größer. Eine Unterschätzung des Flusses durch das räumlich begrenzte Modell ist demnach zu erwarten.

Eine Zusammenfassung der verwendeten Parameter findet sich in Tabelle 4.1. Weitere Größen, die in die Berechnung des Emissionsspektrums eingehen, sind die Rotverschiebung $z = 0,034$ (Wills & Wills 1974) und der Winkel zwischen dem Jet und der Sichtlinie zum Beobachter $\theta_{\text{obs}} = 0,11$ rad (Edwards & Piner 2002).

Aus den erzeugten SEDs in Abbildung 4.1 und der zugehörigen Parameterübersicht ist offensichtlich, dass eine eindeutige Realisierung der Daten nicht möglich ist. Insbesondere

¹Die Eindeutigkeit der durch das Modell bestimmten Parameter ist eine weiterhin offene Frage und nicht Gegenstand dieser Arbeit. Die Vielzahl der Parameter sowie deren individuelle Effekte (siehe Abschnitt 3.5) machen eine quantitative Analyse sehr schwer. Die Übereinstimmung in den Größenordnungen der Parameter mit anderen Modellen muss an dieser Stelle als Indiz für eine gewisse Eindeutigkeit genügen.

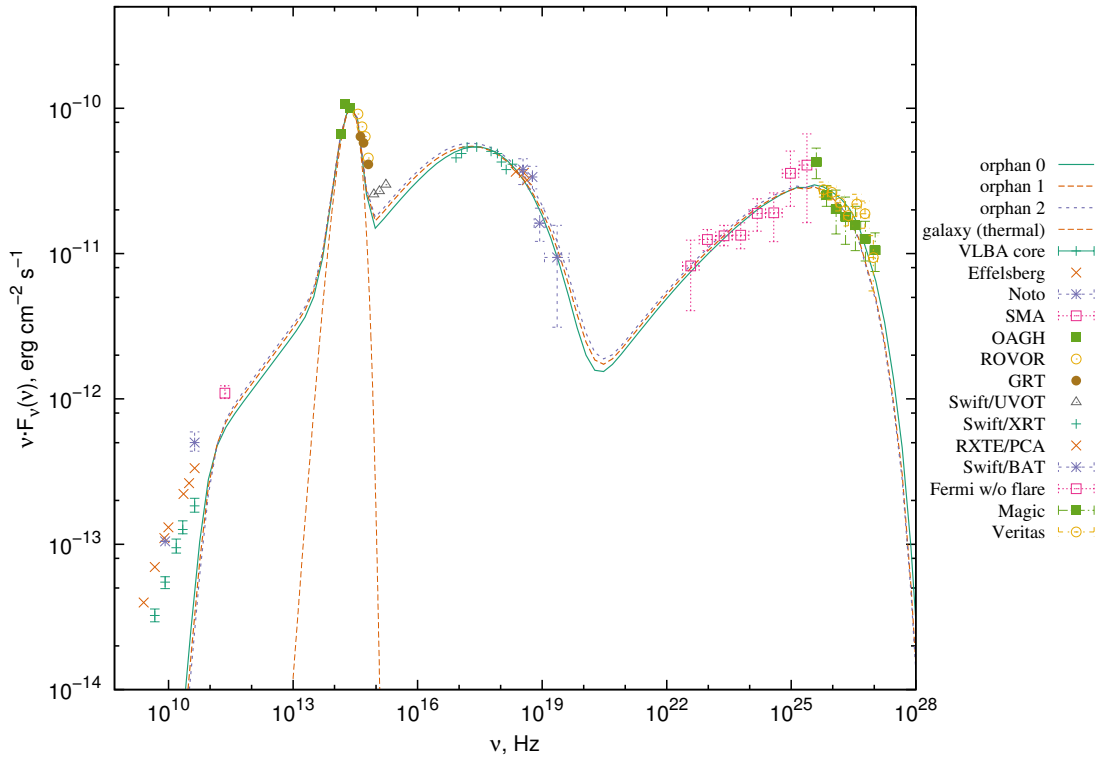


Abbildung 4.1: SEDs der Modellrealisierungen der Daten aus Abdo et al. (2011a). In Kombination mit den Parametern in Tabelle 4.1 ergibt sich eine Ambiguität in der Modellierung der Messdaten.

re die Größe der Fehlerbalken im Bereich der exponentiell abfallenden Flanken erzeugt eine starke Ambiguität. Inwieweit diese ausgenutzt werden kann, um die aus den Parametern resultierende Variabilitätszeit zu minimieren, soll am Ende dieses Abschnitts diskutiert werden. Im Folgenden werden die Simulationen *orphan 1* und *orphan 2* als Ausgangspunkt für die Flareszenarien verwendet.

4.1.3 Flare durch Teilcheninjektion

Eine für die Höhe des in der Quelle produzierten Flusses maßgebliche Größe ist die injizierte Teilchendichte in der Beschleunigungszone. Eine Variation dieses Parameters Q_0 (Gleichung 3.28) kann etwa durch die Effizienz des unbekanntenen Mechanismus der Vorbeschleunigung der Teilchen im thermischen Hintergrundplasma oder durch eine Fluktuation der Teilchendichte in selbigem motiviert werden.

Es wurden zwei Varianten einer Teilcheninjektion simuliert (*inj flare 1* und *inj flare 2*). Als Ausgangspunkt diente jeweils die Simulation *orphan 2*. Die Änderung der

sim	z_{\max} (10^{15} cm)	B (G)	Q_0 (10^{43} s $^{-1}$)	δ	r	V_P (c)	t_{iso} (s)
orphan 0	4,5	0,044	8,90	33,5	3	0,2	5000
orphan 1	3,8	0,06	8,25	32,1	3	0,2	125
orphan 2	3,3	0,07	8,25	32,1	3	0,2	75

Tabelle 4.1: Parameter der Simulationen *orphan 0* bis *orphan 2*. Weiterhin wurden die Werte für den Impulsdiffusionskoeffizient $D = 0$, den Radius $R10^{15}$ cm und den Lorentzfaktor der Injektion $\gamma_{\text{inj}} = 10$ gesetzt. Die zugehörigen SEDs sind in Abbildung 4.1 dargestellt.

sim	B (G)	Q_0 (10^{43} s $^{-1}$)
orphan 2	0,07	8,25
inj flare 1	0,02	82,5
inj flare 2	0,07	100,0

Tabelle 4.2: Änderungen der Parameter zur Erzeugung des Flares durch Teilcheninjektion gegenüber Simulation *orphan 2*.

Parameter erfolgt instantan. Dies ist gerechtfertigt, da es um die Suche nach einer unteren Schranke für die Zeitskala geht. Eine langsamere Änderung ist immer durch einen zeitabhängigen Übergang zwischen den Werten möglich. In *inj flare 1* wurde neben der Injektionsrate auch das Magnetfeld geändert. Die verwendeten Parameter sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst.

Die beiden resultierenden Lichtkurven für den *Whipple*-Energiebereich sind in Abbildung 4.2 dargestellt. Es ist offensichtlich, dass durch eine Teilcheninjektion die Geschwindigkeit der beobachteten Flussänderung im Rahmen dieses Modells nicht erklärt werden kann. Somit scheidet das Szenario eines Flares durch eine Erhöhung der Teilchenzahl im Emissionsgebiet der Gleichgewichts-SED bereits auf Grund der Zeitskalen im Hochenergiebereich aus. Dennoch soll hier kurz ein weiterer Aspekt der Variation der Teilchendichte diskutiert werden.

Aus den durchgeführten Simulationen lässt sich feststellen, dass die Variation im Hochenergiebereich nicht linear mit der Erhöhung der Injektion erfolgt. Obwohl die Simulation *inj flare 1* weniger Teilchen enthält als *inj flare 2* und auch ein geringeres Magnetfeld den Fluss verringern sollte, wird eine stärkere Flusszunahme erzeugt. Dies ist durch die zunehmende Kühlung durch IC-Streuung zu erklären, die die Maxima der SED zu kleineren Energien verschiebt. Entsprechend verringert sich der Fluss im TeV-Bereich.

Kompensiert werden kann dieser Effekt nur durch eine Verringerung der Synchrotronkühlung. Ob eine Verringerung der Magnetfeldstärke bei gleichzeitiger Erhöhung der

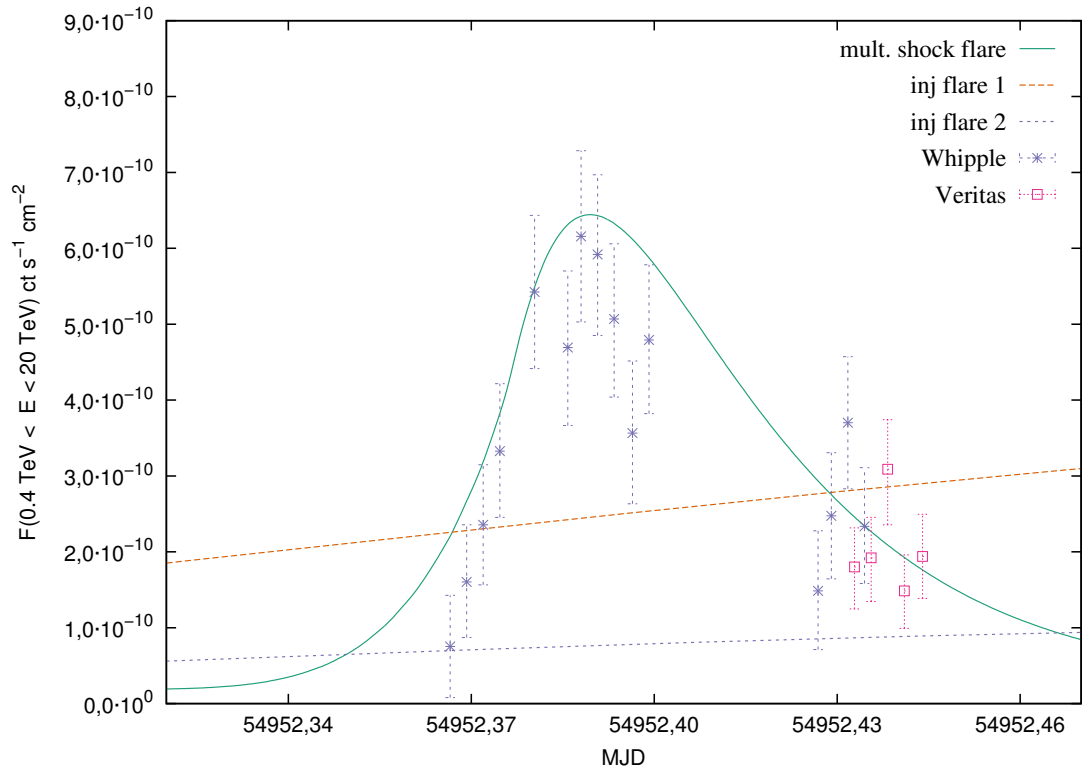


Abbildung 4.2: Lichtkurven im TeV-Bereich nach einer Erhöhung der Teilcheninjektionsrate bzw. auf Grund der Beschleunigung an einer weiteren Schockfront. Die Datenpunkte stammen aus Pichel et al. (2011).

Teilcheninjektion in einem Jet zu erwarten ist, lässt sich nicht eindeutig beantworten. Auf Grund der erwarteten hohen Leitfähigkeit des Hintergrundplasmas ist davon auszugehen, dass das Magnetfeld im thermischen Plasma eingefroren ist und von selbigem mitbewegt wird (Alfvén 1943). Ob eine Korrelation zwischen der Magnetfeldstärke und den Fluktuationen des thermischen Plasmas möglich ist, hängt jedoch von der Jetentstehung ab. Andererseits ist zu erwarten, dass eine Größenskala existiert, auf der die thermische und magnetische Energie des Hintergrundplasmas in Äquipartition sind. Auf welcher Skala die Äquipartition dominiert, ist unbekannt. Zudem zeigen Simulationen von Paarplasmen durch Chang et al. (2008), dass an Schockfronten in einem solchen Plasma starke Abweichungen von der Äquipartition auftreten. Dennoch ist eine Antikorrelation zwischen der Anzahldichte des nichtthermischen Plasmas und des Magnetfelds zunächst nicht zu erwarten.

Neben diesen theoretischen Erwägungen ist zu beachten, dass ein kleineres Magnetfeld die Kühlzeit verlängert. Somit ist eine Beschreibung der steil abfallenden Lichtkurve in

sim	r_2	$V_{P,2}(c)$	z_{start}	$t_{\text{shock}}(\text{s})$
mult. shock flare	3	0,2	z_{max}	$1,7 \cdot 10^5$

Tabelle 4.3: Parameter des im Schockszenario eingesetzten zweiten Schocks.

Abbildung 4.2 noch schwieriger durch Synchrotronkühlung zu erklären. Die Hauptursache für die vergleichsweise langsame Variation ist jedoch der Beschleunigungsmechanismus. Der Fermi-I-Prozess beschleunigt die bei niedrigen Energien injizierten Teilchen sukzessive und stochastisch zu den höchsten Energien. Somit wird die Variation in diesem Bereich verzögert und zeitlich verschmiert.

4.1.4 Schockszenario

Eine Möglichkeit, die Beschleunigung von Teilchen über mehrere Größenordnungen zu vermeiden, ist die Annahme eines zweiten Schocks. Dazu wurde ein Schock am Rand des Downstreams initialisiert. Die in Tabelle 4.3 zusammengefassten Parameter wurden identisch zum ersten Schock gewählt. Im Ruhesystem der ersten Schockfront ergibt sich

$$\tilde{V}_{P,2} = \frac{V_{P,2} - \frac{V_P}{r}}{1 - \frac{V_P V_{P,2}}{rc^2}} \quad (4.1)$$

für die Schockgeschwindigkeit. Damit eine zusätzliche Beschleunigung stattfinden kann, musste der zweite Schock eine vergleichbare Geschwindigkeit V_S aufweisen. Da diese im Ruhesystem des jeweiligen Upstreams definiert ist, gibt es eine Relativgeschwindigkeit zwischen den Schocks. In dieser Konfiguration kann es demnach nur transiente Zustände geben. In der Simulation *shock flare* war der Schock für die Zeitdauer t_{shock} existent (gemessen im Ruhesystem des Blobs). Während dieser Zeit propagiert die Schockfront von z_{max} ausgehend in Richtung der ersten Schockfront bei z_0 mit der Geschwindigkeit $\tilde{V}_{P,2}$. Die stärkste Variabilität induziert der zweite Schock dabei am Übergang zum exponentiellen Abfall der PED. Je dichter sich die beiden Schockfronten sind, desto weiter wandert dieser Abfall zu höheren Energien (vergleiche auch Abbildung 3.8). Dies wirkt sich entsprechend auf die SED aus, in der mit der Zeit bei immer höheren Energien eine Flusserhöhung stattfindet. Die zusätzliche Schockfront wird die vorhandene Teilchenverteilung, die bereits ein Potenzgesetz ausgebildet hat, zusätzlich beschleunigen. Die differentielle Dichte bei jedem Wert γ wird demnach erhöht. In der Summe entspricht dies einer horizontalen Verschiebung der PED zu höheren Energien. Teilchen aller Energien durchlaufen also eine weitere Schockfront und bilden einen weiteren *Precursor* aus.

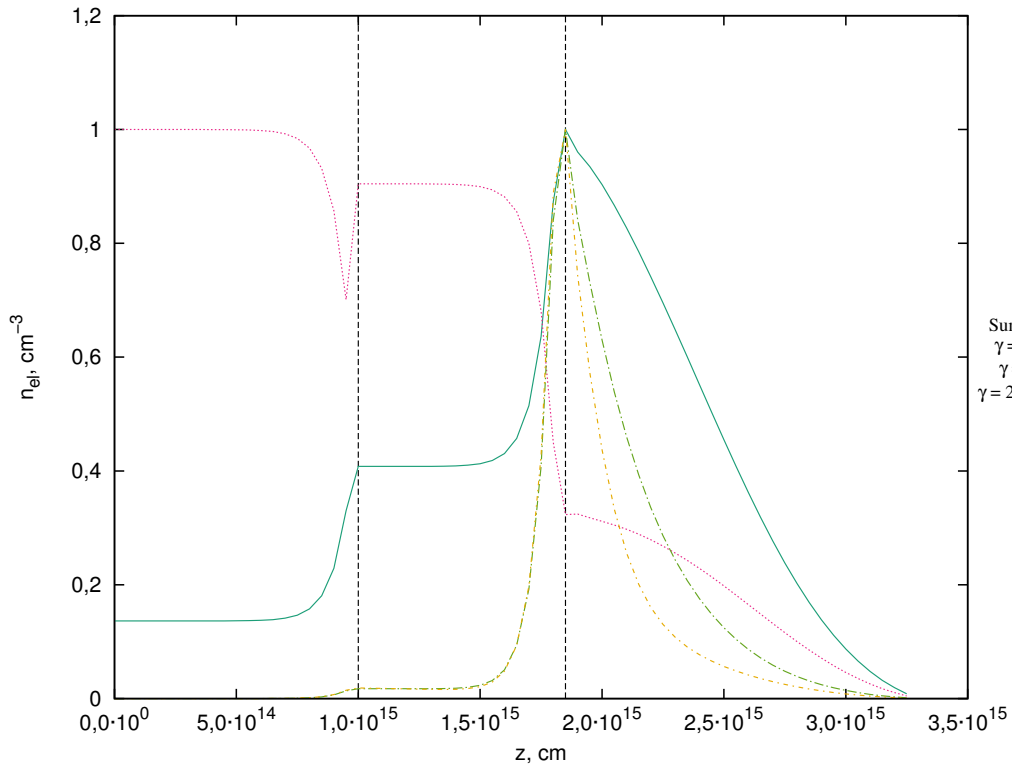


Abbildung 4.3: Dargestellt ist die durch das Schockszenario erzeugte Morphologie der Teilchenverteilung. Der zweite Schock erhöht insbesondere die Teilchendichte der höchsten Energien noch einmal deutlich.

Dieser ist auf die in Abbildung 3.9 dargestellten Plateaus aufgesetzt. Die durch die zweite Schockfront erzeugte Morphologie ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Insbesondere die Teilchen mit Lorentzfaktoren oberhalb der Injektion erfahren eine deutliche Dichteerhöhung. Die Quelle der Teilchen ist dabei, wie schon am ersten Schock, der Energiebereich in dem die Teilchen in das System injiziert wurden. Die räumliche Verteilung dieser Teilchen fällt an der Position des zweiten *Precursors* daher stark ab. Sobald der *Precursor* des zweiten Schocks mit der ersten Schockfront räumlich überlappt, kommt es zu einer zusätzlichen Verstärkung. Eine zunehmende Zahl von Teilchen wird dann vom Upstream des ersten bis zum Downstream des zweiten Schocks — sowie entgegengesetzt — transportiert. Der resultierende Geschwindigkeitsunterschied des Hintergrundplasmas erlaubt eine deutlich höhere Beschleunigungseffizienz. Die Situation entspricht einem einzelnen Schock mit einem entsprechend erhöhten Kompressionsverhältnis.

Bei diesem Prozess bleibt die Teilchenzahl konstant. Eine zusätzliche Teilchenpopulation, die zunächst ein Potenzgesetz ausbilden muss und zudem eine verstärkte IC-Kühlung

zur Folge hätte, wird nicht benötigt. Wie in Abbildung 4.4 mit der Lichtkurve *mult. shock flare* dargestellt, kann hierdurch die Zeitskala erheblich verkürzt werden. Durch einen temporären, zusätzlichen Schock können die Beobachtungsdaten zumindest qualitativ erklärt werden.

Die Schockgeschwindigkeit $V_{P,2}$ hat einen starken Einfluss auf die Form der resultierenden Lichtkurve. Zum einen bestimmt sie die Zeitskala des Flares und somit die Breite der Kurve in Abbildung 4.2. Zum anderen werden bei höherem $V_{P,2}$ weniger Teilchen aus dem Downstream zum Schock zurückkehren. Die Beschleunigungseffizienz sinkt und somit auch der maximale Fluss im *Whipple*-Band. Eine bessere Beschreibung ist mit dem verwendeten Modell und den für den Gleichgewichtszustand der SED gewählten Schockigenschaften nicht möglich.

Die Existenz eines zweiten Schocks wird im Modell nicht physikalisch motiviert. Vielmehr erfolgt die Initialisierung bei z_{\max} und der Zerfall nach t_{shock} manuell. Der Zeitraum zwischen dem Entstehen und dem Zerfall des Schocks bestimmt die Zeit zwischen dem Beginn des Flares und dem Erreichen des maximalen Flusses. Diese Zeitspanne kann jedoch innerhalb des Modells nicht physikalisch begründet werden. Eine vollständige Beschreibung von Schockwellen in kinetischen Plasmen, etwa mit *Particle in Cell*-Simulationen (PiC), ist zur Zeit nicht im Bereich der numerischen Ressourcen (Spanier 2013). Ein mögliches physikalisches Szenario ergäbe sich aus der Existenz des Rekollimierungsschocks (Marscher 2008). Geht man davon aus, dass die auslaufenden Jetkomponenten durch propagierende Schockwellen erzeugt werden, käme es zwangsläufig zu Wechselwirkungen zwischen diesen und dem stationären Schock.

Externer IC-Flare

Ein qualitativ anderer Ansatz soll im Folgenden beschrieben werden. Im Szenario eines Flares durch die inverse Compton-Streuung eines externen Photonenfelds bleiben die Parameter der Gleichgewichtslösung unverändert. Lediglich die Photonverteilung, die durch den IC-Prozess gestreut wird, ändert sich zeitlich. Die Möglichkeit eines solchen Szenarios ist bereits lange bekannt und wurde in analytischen Modellen diskutiert (Ghisellini et al. 2009). Eine quantitative Untersuchung wurde bisher jedoch nicht durchgeführt.

Das zusätzlich zum intrinsischen Strahlungsfeld angenommene externe Feld wird durch ein Melrose-Spektrum

$$P_\nu(\nu) \approx (Q_{\nu,\text{inj}} \cdot h\nu_c) \cdot 1,8 \frac{\sqrt{3} q^3 B}{m c^2} \cdot \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{\frac{1}{3}} \cdot e^{-\frac{\nu}{\nu_c}} \quad (4.2)$$

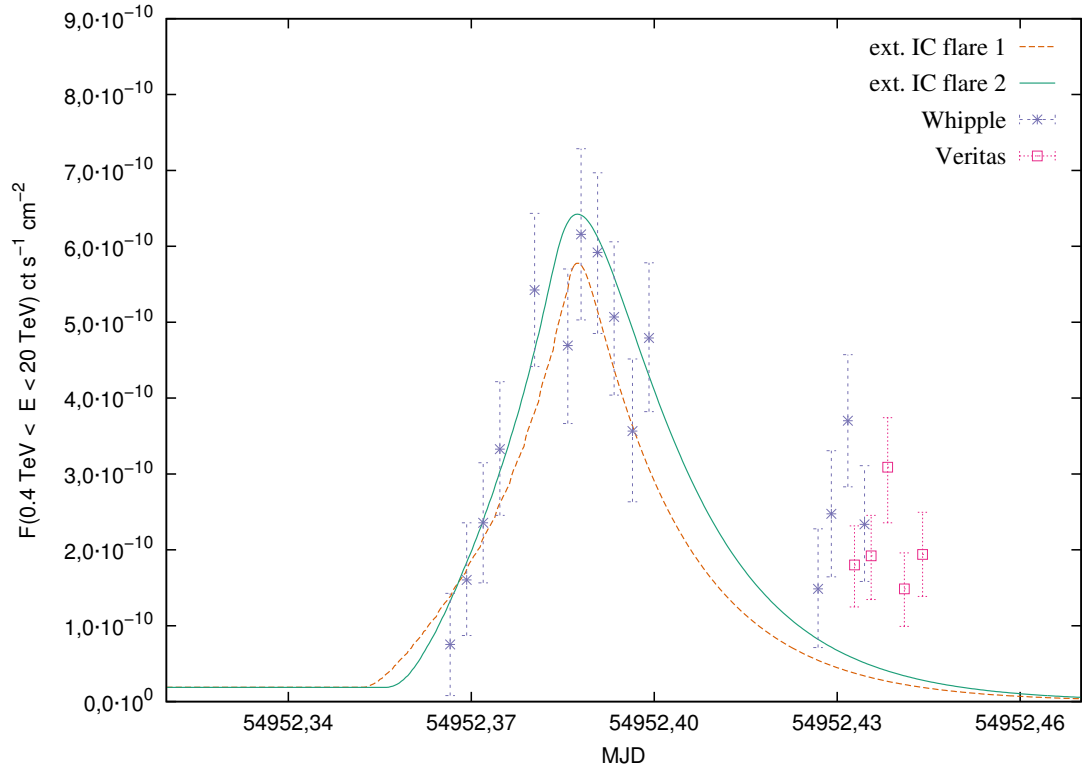


Abbildung 4.4: Modellierung der mit dem *Whipple*-Teleskop aufgenommenen Lichtkurve (Pichel et al. 2011) mit Hilfe des IC-Flareszenarios. Das externe Photonenfeld wurde für die Dauer von 0,1 d im Beobachtersystem injiziert.

beschrieben. Die darin auftretenden Parameter sind die Abschneidefrequenz ν_c sowie die Photonendichte $Q_{\nu,\text{inj}}$ an der Stelle ν_c . Eine winkelabhängige Streuung ist nicht implementiert, weshalb das externe Strahlungsfeld als isotrop angenommen wird. Die zwei Realisierungen *ext. IC flare 1/2* dieses Szenarios basieren auf den Gleichgewichtszuständen *sim 1/2*. Die resultierenden Lichtkurven im *Whipple*-Bereich sind in Abbildung 4.4 dargestellt. Die verwendeten Parameter sind in Tabelle 4.4 zusammengefasst.

sim	$Q_{\nu,\text{inj}}$ ($\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$)	ν_c (Hz)	Ausgangssimulation	t_{inj} (s)
ext. IC flare 1	$5 \cdot 10^{-5}$	10^{15}	sim 1	$3 \cdot 10^5$
ext. IC flare 2	$1 \cdot 10^{-6}$	10^{16}	sim 2	$3 \cdot 10^5$

Tabelle 4.4: Parameter der Strahlungsfelder für das externe IC-Szenario.

Interessant ist nun, dass die Zeitdauer der Photoneninjektion t_{inj} (gemessen im Ruhesystem des Blobs) deutlich länger ist als die Gesamtdauer des Flares. Dennoch ergibt

sich ein sehr schmales Maximum, das den Abfall des gemessenen Flusses sehr gut beschreibt. Um diesen Abfall zu verstehen, sind in Abbildung 4.5 die Energieverteilungen der Elektronen zu verschiedenen Zeiten während des Flares aufgetragen. Es ist zu er-

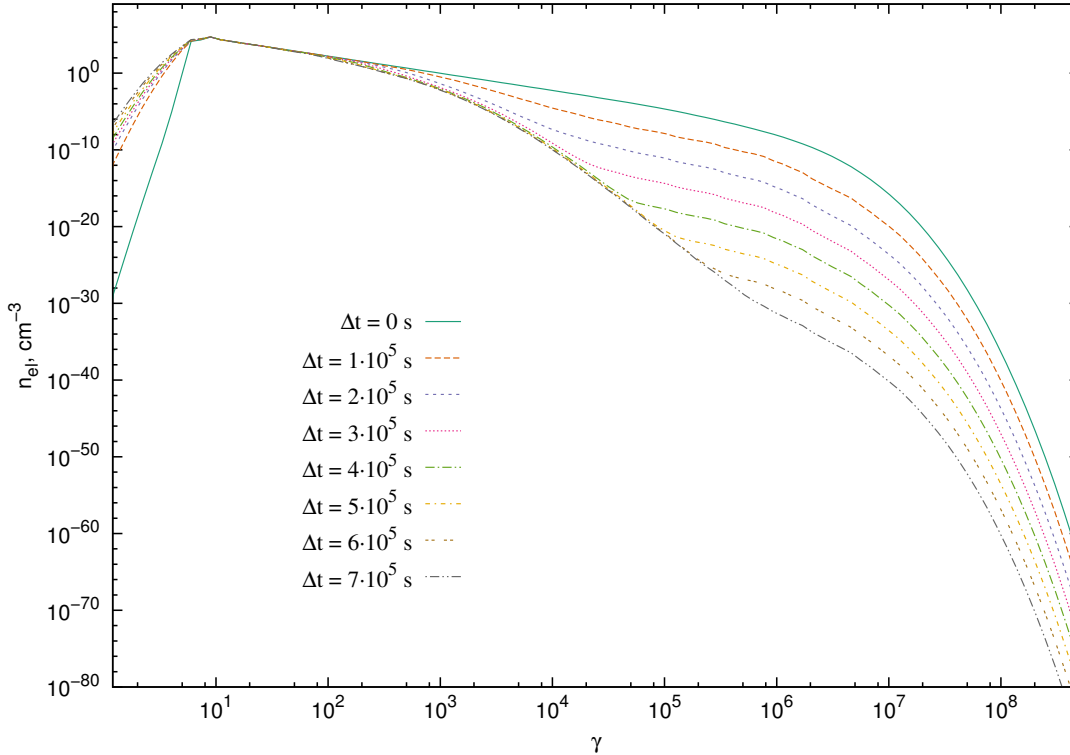


Abbildung 4.5: Effekt eines externen Strahlungsfelds (entsprechend den Parametern für *ext. IC flare 2*) auf die Energieverteilung der Elektronen für verschiedene Injektionszeiten.

kennen, dass die zunehmende inverse Compton-Streuung ab einem Lorentzfaktor von einigen 10^3 zu einer rapiden Kühlung der Teilchen führt. Hingegen kommt es zu einer enormen Zunahme der Teilchendichte unterhalb von $\gamma = 10$.

Zu Beginn der Einstrahlung scheint dieser Effekt noch deutlich durch die größere Zahl der vorhandenen Photonen kompensiert zu werden. Daher kommt es trotz der bereits einsetzenden Elektronenkühlung zu einem Anstieg des Flusses in der IC-Komponente der SED. Da die Anzahl der zusätzlich in das System injizierten Photonen nicht ansteigt, die Kühlung jedoch die Elektronenzahl in den höchsten Energien stetig verringert, kommt es schließlich zu einer Sättigung. Ab diesem Punkt ist das System durch die IC-Kühlung dominiert, was schließlich zu einem Abfall der Flüsse unterhalb des Ausgangsniveaus führt. Die gesamte Form der Lichtkurven in Abbildung 4.4 wird demnach durch einen

einzigsten Prozess erzeugt und bedarf keinerlei a priori Annahmen über die Zeitskalen. Die Breite des Peaks ergibt sich vollständig aus dem Verhältnis der durch Compton-Streuung erzeugten Verlustleistung und der Beschleunigungseffizienz des Schocks.

Eine zusätzliche Relaxation der Zeitskalen kann unter der Annahme erfolgen, dass die Quelle des externen Strahlungsfelds nicht im selben Ruhesystem liegt wie der Blob. Handelt es sich um eine stationäre Quelle, wie etwa die BLR, und befindet sich der Blob vom Beobachter aus gesehen hinter der externen Quelle, so wird die Variabilität im Ruhesystem des Blobs um den Dopplerfaktor beschleunigt gesehen. Der Anstieg der gemessenen Lichtkurve in Abbildung 4.4 erfolgt in etwa $t_{\text{var}} \approx 7 \cdot 10^4$ s. Über den Dopplerfaktor aus Tabelle 4.1 lässt sich dies in die Variabilitätszeit im Ruhesystem der Quelle $\tilde{t}_{\text{var}} \approx 2,2 \cdot 10^5$ s umrechnen. Für eine mögliche Quelle der externen Strahlung werden in der Literatur zahlreiche Ideen diskutiert. So finden sich Diskussionen zu einer stationären Komponente im Jet mit variierendem Fluss (Georganopoulos & Kazanas 2003), die Wechselwirkung des Jets mit Sternen der Aktiven Galaxie (Barkov et al. 2012) und einem strukturierten Jet, der aus Schichten mit verschiedenen Geschwindigkeiten besteht (Ghisellini et al. 2005). Für alle diese Szenarien sollte es möglich sein, die erhaltene Zeitskala \tilde{t}_{var} zu erzeugen.

4.1.5 Multi-Band-Variabilität

Alle oben beschriebenen Flareszenarien erzeugen neben der *Whipple*-Lichtkurve auch Variationen in den anderen Frequenzbändern der SED. Wie aus Abbildung 4.6 hervorgeht, umfassen die Beobachtungsdaten insbesondere den Röntgenbereich. Leider liegt zwischen den Beobachtungszeiten im TeV- bzw. Röntgenbereich eine Zeitspanne von etwa einem halben Tag. Dadurch ist es nicht möglich, einen Flare mit korrelierter Variabilität vollständig auszuschließen und von einem „echten“ Orphanflare zu sprechen. Im *Fermi*-Bereich stehen keine zeitlich hochaufgelösten Messdaten zur Verfügung.

Szenarien mit korrelierter Variabilität

Die Simulationen, die eine solche korrelierte Variation erwarten lassen, sind die Injektion von Teilchen (*inj flare 1/2*) und das Schockszenario (*mult. shock flare*). Die zugehörigen Lichtkurven sind in Abbildung 4.6 dargestellt. Darin wird noch einmal deutlich, dass die Injektion von Teilchen weder den schmalen Peak im TeV-Bereich, noch den konstanten Fluss im Röntgenbereich reproduzieren kann. Die Erhöhung der Teilchenzahl erzeugt trotz der Reduktion des Magnetfelds eine Verschiebung der IC-Komponente zu niedrigeren Energien. Dies führt zu der deutlichen Erhöhung des *Fermi*-Flusses und der lediglich

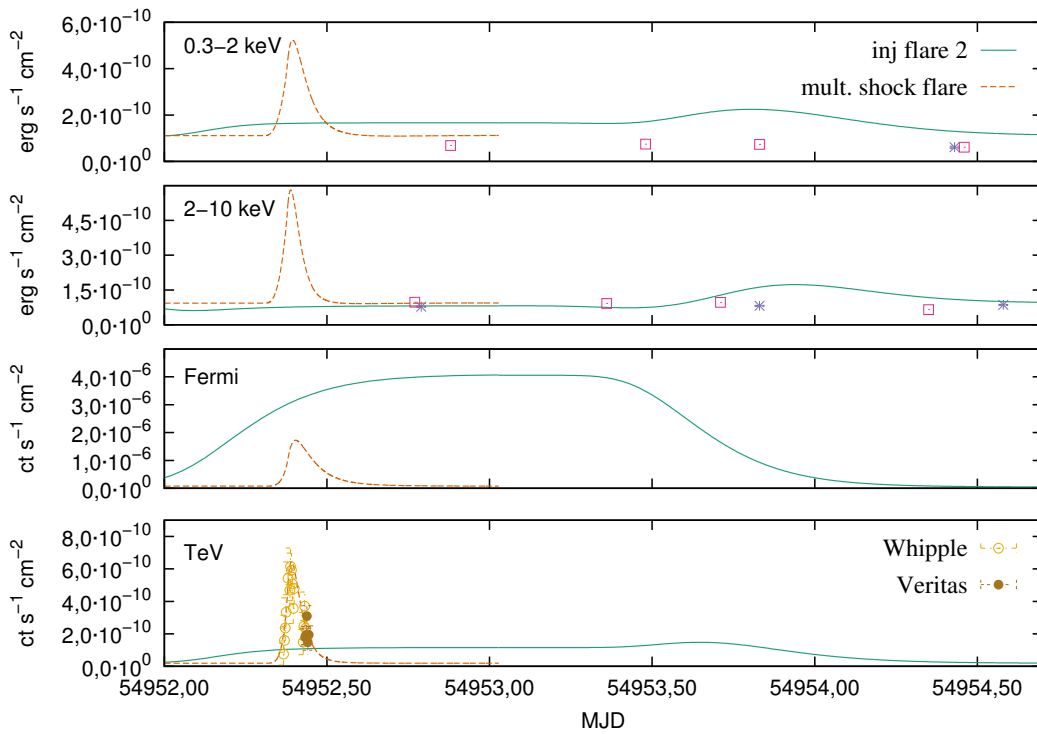


Abbildung 4.6: Lichtkurven verschiedener, durch Teleskope abgedeckter Bänder im Röntgen- und Hochenergiebereich der Simulationen *inj flare 2* und *shock flare*. Die Datenpunkte stammen aus Pichel et al. (2011) und de Almeida et al. (2011).

moderaten Variation in der abfallenden Flanke der SED im TeV-Bereich. Das gleiche Bild zeigt sich in der Synchrotronkomponente. Hier ist der Fluss im harten Röntgenbereich nahezu unverändert. Hingegen zeigt sich bei kleineren Energien eine Flusserrhöhung, die weit über den Zeitraum bis zum ersten Röntgendatenpunkt hinaus reicht. Die zusätzliche Flusserrhöhung nach etwa anderthalb Tagen ergibt sich aus der Rückkehr zu den Parametern der Gleichgewichtslösung. Das dabei abfallende Magnetfeld führt zu einer Verschiebung des Flussmaximums. Die Zeitskala für diese Verschiebung ist deutlich kürzer als die Kühlung der im Vergleich zum Gleichgewicht nun überschüssigen Teilchen. Ein Flare auf Grund eines Abfalls des Magnetfelds ist jedoch durch den Gradienten der SED im jeweiligen Band beschränkt und wird für die hier betrachtete Quelle im TeV-Bereich maximal zu einer Variation von etwa einer halben Größenordnung führen.

Das Schockszenario erzeugt ebenfalls eine korrelierte Flusserrhöhung in allen Bändern. Im Gegensatz zur Teilcheninjektion weist dieses Szenario jedoch einen sehr schnellen Abfall der Lichtkurve nach dem Schockzerfall auf. Dies ist abermals auf die Abwesen-

heit zusätzlicher nichtthermischer Teilchen und der Wirkung des Schocks auf die PED zurückzuführen. Die nach dem Zerfall des Schocks verringerte Beschleunigungseffizienz wirkt sich, ähnlich einer Variation des Magnetfelds, sehr schnell auf die Position des Flussmaximums aus. Zudem relaxiert die Teilchenverteilung sehr schnell in den Gleichgewichtszustand, da keine Teilchen sukzessive bis zu sehr kleinen Energien gekühlt werden müssen und ein Aufstau bei kleinen Energien vermieden wird. Bei der horizontalen Bewegung der PED müssen alle Teilchen jeweils nur eine kleine Energiemenge abstrahlen. Dies verkürzt die Variabilitätszeitskala der TeV-Lichtkurve signifikant.

Die simultane Entwicklung im Röntgenbereich erzeugt einen Abfall auf den ursprünglichen Fluss deutlich vor dem ersten Messpunkt nach dem Flare. Obwohl dieses Szenario, im Gegensatz zu den Simulationen *inj flare 1/2*, nicht im Widerspruch zu den Beobachtungen steht, ist eine Falsifikation nur durch eine streng simultane Beobachtung möglich. Das Schockszenario produziert also keinen *orphan flare*. Nur bei einer zeitversetzten Beobachtung kann auf Grund der sehr kurzen Variationszeit der Anschein entstehen.

Externes IC-Szenario

Auf Grund der weiter oben gezeigten starken Wirkung des externen Feldes auf die Elektronenverteilung sind neben der Flussänderung im TeV-Bereich bei den Simulationen *ext. IC flare 1/2* auch starke Variationen in anderen Bändern zu erwarten. Diese sind in Abbildung 4.7 zusammengefasst.

Die in Abbildung 4.6 beobachtete Korrelation zwischen den Bändern ist hier auf Grund der starken Rückkopplung über die Teilchenverteilung nicht mehr gegeben. Es zeigt sich eine klare Trennung zwischen den beiden Komponenten der SED. Der *Fermi*-Bereich auf der ansteigenden Flanke des IC-Maximums folgt dem Verhalten des TeV-Bereichs aus Abbildung 4.4. Die Synchrotronkomponente verhält sich jedoch entgegengesetzt. Da das externe Strahlungsfeld nicht in den Fluss eingeht², folgt die Synchrotronemission ausschließlich der Teilchenverteilung. Somit fällt der Fluss unmittelbar nach dem Beginn der Photoneninjektion auf der Zeitskala der IC-Kühlung ab. Das IC-Flareszenario produziert also einen echten *orphan flare*, da für die Zeit des Flares keine Röntgenemission erwartet wird. Der Abfall der TeV-Lichtkurve erfolgt, wie bereits erwähnt, auf Grund des Abfalls der Teilchendichte in den höchsten Energien auf Grund der dann dominanten IC-Kühlung.

Die Rückkehr in den Gleichgewichtszustand wird in der Synchrotronkomponente jedoch, anders als bei der IC-Komponente, ausschließlich durch die intrinsischen Para-

²Dies ist der Fall, wenn die Quelle der externen Strahlung stationär ist. Der von ihr ausgehende Fluss ist dann um den Faktor δ^3 unterdrückt.

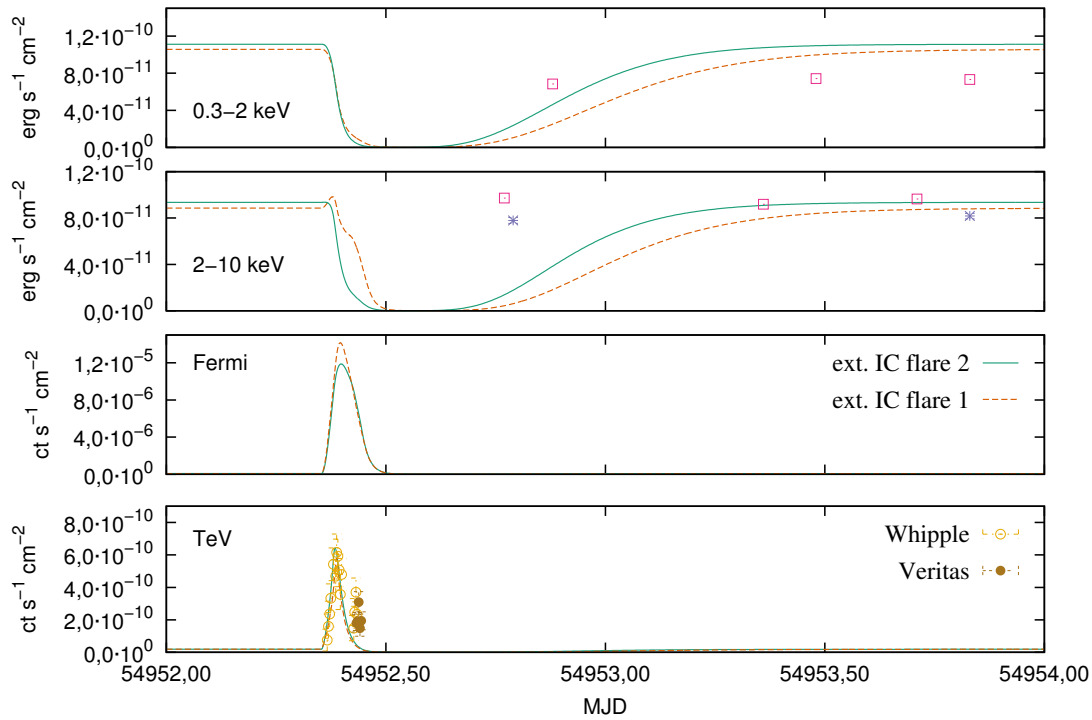


Abbildung 4.7: Auswirkungen der Injektion eines externen Photonenfelds auf andere Bänder der SED. Die Wirkung wird hierbei durch die Kühlung der Teilchenverteilung vermittelt. Die Datenpunkte stammen aus Pichel et al. (2011) und de Almeida et al. (2011).

meter des SSC-Gebiets aus Tabelle 4.1 bestimmt. Dies wird aus Abbildung 4.5 direkt ersichtlich: Die durch die IC-Kühlung verformte PED muss nach dem Abklingen des externen Strahlungsfelds durch die Fermi-Beschleunigung wieder auf ein durchgängiges Potenzgesetz beschleunigt werden. Die resultierende Zeitskala ist deutlich größer, jedoch vom Parameter t_{iso} abhängig. Dies lässt sich aus dem Vergleich zwischen *ext. IC flare 1* und *ext. IC flare 2* folgern. Auf Grund der kleineren Beschleunigungszeit im Parametersatz *orphan 2* erfolgt auch die Rückkehr der Teilchenverteilung in das Gleichgewicht entsprechend schneller.

Mit den aus der Gleichgewichtslösung gewonnenen Parametern ist das durchaus elegante Szenario eines Flares durch inverse Compton-Streuung nicht mit den detektierten Röntgenflüssen in Einklang zu bringen. Inwiefern eine weitere Variation der Parameter möglich ist, soll im folgenden Abschnitt diskutiert werden.

sim	B (G)	ν_{IC} (norm.)	ν_{sync} (norm.)	$\nu_{IC}^2 \cdot B$	$\nu_{\text{sync}}/(\nu_{IC}^2 \cdot B)$
r 1	0,07	1,00	1,00	0,07	14,29
r 2d	0,18	0,78	1,53	0,11	13,95
r 2c	0,14	1,31	3,37	0,24	13,96
r 2b	0,10	2,58	9,17	0,66	13,79
r 2a	0,08	3,94	18,33	1,24	14,78

Tabelle 4.5: Es sind die Magnetfeldstärke und die abgelesenen Frequenzwerte (normiert auf die Werte der Simulation *r 1*), ab denen die beiden Komponenten der SED abfallen, dargestellt. Weiterhin wurde eine Größe berechnet, deren linearer Anteil unabhängig von den Parametern sein sollte.

4.1.6 Diskussion

Aus den verschiedenen präsentierten Szenarien wird klar, dass die beiden Größen Beschleunigungszeitskala $t_{\text{acc}} \propto t_{\text{iso}}$ und Magnetfeld B die Zeitskalen für den Anstieg und Abfall der Lichtkurven maßgeblich bestimmen. Dies konnte für den externen IC-Flare zwar umgangen werden, jedoch gilt die Aussage weiterhin für die Zeitskala, auf der das System in den Gleichgewichtszustand zurückkehrt. Wie aus Tabelle 4.1 deutlich wurde, kann ein bestimmtes Gleichgewicht für die maximale Teilchenenergie γ_{max} nicht nur für ein Paar von Werten für B und t_{iso} erzeugt werden. Geht mit einer Erhöhung von B stets eine Reduktion von t_{iso} einher, so lässt sich über einen weiten Bereich sowohl die Position des Synchrotronabfalls, als auch des Abfalls der IC-Komponente nahezu konstant halten. Eine genaue Festlegung der Parameter ist daher im Rahmen der vorhandenen Fehlerbalken nicht möglich. Im Folgenden soll untersucht werden, inwieweit die Werte dieser beiden Parameter dennoch eingeschränkt werden können.

Die beiden genannten Parameter bestimmen im Wesentlichen das Gleichgewicht zwischen Beschleunigung und Kühlung und somit den Lorentzfaktor γ_{exp} , ab dem die Teilchenverteilung exponentiell abfällt. Weiterhin bestimmt γ_{exp} den exponentiellen Abfall der Synchrotronkomponente der SED. Betrachtet man die IC-Streuung im Klein-Nishina-Limit lassen sich insgesamt folgende Abhängigkeiten finden

$$\nu_{\text{sync}}^{\text{max}} \propto \gamma_{\text{max}}^2 B \propto t_{\text{acc}}^{-2} B^{-3} \quad , \quad (4.3a)$$

$$\nu_{\text{IC}}^{\text{max}} \propto \gamma_{\text{max}} \propto t_{\text{acc}}^{-1} B^{-2} \quad . \quad (4.3b)$$

Um festzustellen, in welchem Maße diese linearisierten Relationen durch das implementierte Modell reproduziert werden, wurde die Simulation *r1* mit variierenden Werten von B wiederholt. Zudem wurde die Beschleunigungseffizienz erhöht. Die resultierenden

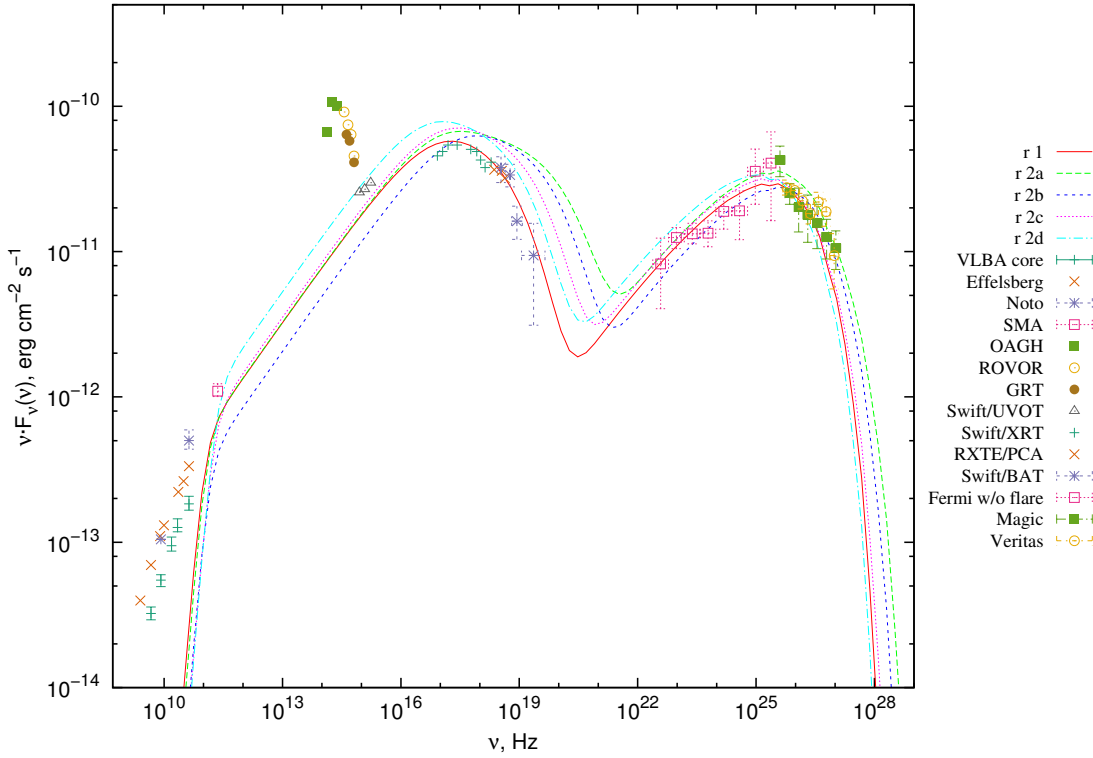


Abbildung 4.8: Dargestellt sind die resultierenden SEDs für Simulationen mit verschiedenen Magnetfeldstärken. Die mit $r\ 2a-d$ bezeichneten Simulationen haben eine gegenüber $r\ 1$ erhöhte Beschleunigungseffizienz.

Kurven sind in Abbildung 4.8 dargestellt. Aus diesen Kurven lassen sich nun die Werte für den Abfall der Synchrotron- (ν_{sync}) sowie der IC-Komponente (ν_{IC}) ablesen. Bereits mit dem Auge ist zu erkennen, dass die Abhängigkeit der Größe ν_{sync} vom Magnetfeld B stärker ist als jene von ν_{IC} .

In Tabelle 4.5 sind die Magnetfeldstärke und die abgelesenen Werte zusammengefasst. Weiterhin wurde die Größe $\nu_{\text{sync}}/(\nu_{\text{IC}}^2 \cdot B)$ berechnet. Nach Gleichung (4.3) sollte dieses Verhältnis unabhängig von den gewählten Parametern sein. Die Werte der letzten Spalte in Tabelle 4.5 zeigen lediglich eine Streuung von deutlich unter 10 Prozent. Im oberen Bereich der B -Werte ist die Übereinstimmung sogar besser als durch die Linearisierung zu erwarten war. In jedem Fall wird klar, dass eine beliebige Erhöhung von B , bei entsprechender Reduktion von t_{acc} , nicht möglich ist. Somit kann auch die Schlussfolgerung zum Ausschluss des IC-Szenarios bestätigt werden. Eine Modellierung des Datenpunkts im Energiebereich 2 – 10 keV würde deutlich extremere Parameter erfordern.

Dennoch bleibt das in diesem Abschnitt vorgestellte IC-Szenario eine Möglichkeit,

einen *orphan flare* zu modellieren. Eine Falsifikation des vorgeschlagenen Prozesses wäre jedoch nur durch eine sehr sensitive, vollständig simultane Beobachtung möglich, mit der ein Abfall des Röntgenflusses signifikant festgestellt werden kann. Für den betrachteten Flare von *Mrk 501* ist jedoch das Schockszenario das einzige, das die beobachteten Lichtkurven zumindest qualitativ erklären kann.

4.2 Radioemission von AGN

Das Radiospektrum in AGNs ist durch den Prozess der SSA bestimmt (vergleiche Abschnitt 2.6.2). Obwohl die Schwellenenergie, ab der der Prozess dominant wird, von der Teilchendichte abhängt, kann man bei Blazaren von einem Wert in der Größenordnung $\nu_{\text{SSA}} \sim 10^{11}$ Hz ausgehen. Unterhalb dieser Schwelle bildet das Emissionsspektrum einen Spektralindex von $\alpha = 5/2$ (im $\nu \cdot F_\nu$ -Spektrum $\alpha = 7/2$) aus (Rees 1967). Wie bereits in Abbildung 4.1 gezeigt wurde, sind die in Blazaren beobachteten Spektren zumeist deutlich flacher.

An dieser Stelle und im Folgenden ist darauf zu achten, dass für die selbstabsorbierten Frequenzen die Quelle optisch dick ist. Somit ist die maximale Auflösung des Emissionsgebiets nicht zwangsläufig vom Teleskop abhängig. Es wird im Folgenden angenommen, dass die emittierende Teilchenverteilung während des Transports entlang des Jets expandiert. Eine Motivation einer solchen Expansion sowie mögliche physikalische Prozesse hängen von der unbekannt Position der Beschleunigungszone im Jet ab. Befindet sich diese sehr nahe am zentralen Schwarzen Loch, so ist relevant, dass der Jet auf der Größenskala der Ergosphäre entsteht. Das helikale Magnetfeld (vergleiche auch Abbildung 2.8) könnte jedoch aus der Akkretionsscheibe stammen und erst auf größeren Skalen zu einer Kollimation des Jets beitragen. Eine mit diesem Szenario kompatible Beobachtung wurde durch Junor et al. (1999) für den innersten Bereich des Radiojets des AGN *M87* durchgeführt. Die genannte Arbeit kommt zu dem Schluss, dass eine Expansion des Jets lediglich in einer Entfernung bis 30–100 Schwarzschildradien vom Schwarzen Loch stattfindet, gefolgt von einer Kollimierung, die sich bis zu einer Entfernung von 10^3 Schwarzschildradien fortsetzt. Wird die Emission aus Blazaren durch Prozesse dominiert, die weiter entfernt vom Schwarzen Loch stattfinden, so könnten Plasmaintabilitäten zu einer Expansion des Hintergrundplasmas führen. Insbesondere Temperaturanisotropien im Hintergrundplasma können in einem geordneten Magnetfeld produziert werden (Gary & Madland 1985) und zur sogenannten *fire hose*-Instabilität führen. Die Arbeit von Lazar et al. (2010) diskutiert insbesondere das Auftreten solcher Instabilitäten im Zusammenhang mit Schockfronten in der Sonnenkorona. Eine Übertragung dieser Prozesse

auf Schockfronten in AGN-Jets liegt nahe.

Für jede Frequenz existiert eine kritische Dichte, bei der die optische Tiefe den Wert $\tau = 1$ annimmt. Auf Grund der Expansion besitzt die Dichte jedoch eine Abhängigkeit von der z -Koordinate und somit existiert auch eine Abhängigkeit $\tau(z)$. Bei einer monotonen Expansion existiert demnach für jede Frequenz eine Größenskala, auf der die Teilchenpopulation in der Quelle optisch dünn wird. Die sich hieraus ergebenden Oberflächen werden letztlich als Blobs bezeichnet und wurden bereits in Abbildung 2.7 gezeigt. Die verschiedenen Datenpunkte unterhalb von ν_{SSA} beschreiben demnach die Flüsse aus verschiedenen großen Raumgebieten, die insbesondere alle deutlich größer als die Quellregion der hochenergetischen Strahlung sind.

Eine Simulation wie *sim 1*, deren räumliche Ausdehnung auf $\sim 10^{15}$ cm begrenzt ist, wird also im Radiobereich nur selbstabsorbierte Strahlung produzieren. Um nun eine Modellierung der Radiodaten zu ermöglichen, ist zunächst eine Erweiterung des modellierten Emissionsgebiets auf die relevanten Skalen nötig. Zudem muss es, der obigen Argumentation folgend, durch Expansion zu einer Abnahme der Teilchendichte kommen. In Abbildung 4.9 ist der Effekt einer solchen Erweiterung auf den Spektralindex im Radiobereich dargestellt. Die simpelste Form einer Expansion ist die lineare Zunahme des Radius mit der Entfernung z entlang des Jets. Eine solche konische Form, die durch

$$R(z) = R_0 + \alpha \frac{z - z_0}{R_0} \quad (4.4)$$

beschrieben wird, wurde für die mit *ad. exp.* betitelten Simulationen verwendet. Der Wert von α wurde so gewählt, dass eine Randbedingung für die Hochenergieemission gefunden wird. Eine starke Expansion im Anschluss an den Schock im Downstream reduziert die Teilchendichte und somit den Beitrag zu den Synchrotron- und IC-Komponenten der SED. Somit verbleibt der spektrale Bruch der räumlich gemittelten SED im gemessenen Bereich von $\sim 10^{17}$ Hz. Gleichzeitig wurde der Spektralindex im Radiobereich möglichst minimiert. Aus diesem Vorgehen ergibt sich ein Wert von $\alpha = 0,5$. In Abbildung 4.9 zeigt sich erwartungsgemäß, dass eine einfache Expansion des Raumgebiets den Spektralindex unverändert beim Wert $s = 7/2$ belässt. Eine Expansion des Emissionsgebiets in radialer Richtung führt jedoch zu einem verstärkten Fluss bei kleineren Frequenzen, was zu einem flacheren Spektrum führt. Es ist jedoch auch erkennbar, dass eine Erweiterung über eine Länge von 10^{16} cm hinaus nur noch marginalen Einfluss auf das Radiospektrum hat. Dies ist damit zu erklären, dass auf derart großen Skalen der Abfall der Dichte auf Grund der linearen Expansion derart groß wird, dass der Fluss aus dieser Region nicht mehr relevant ist. Eine durchgängig lineare Expansion ist demnach nicht in der Lage,

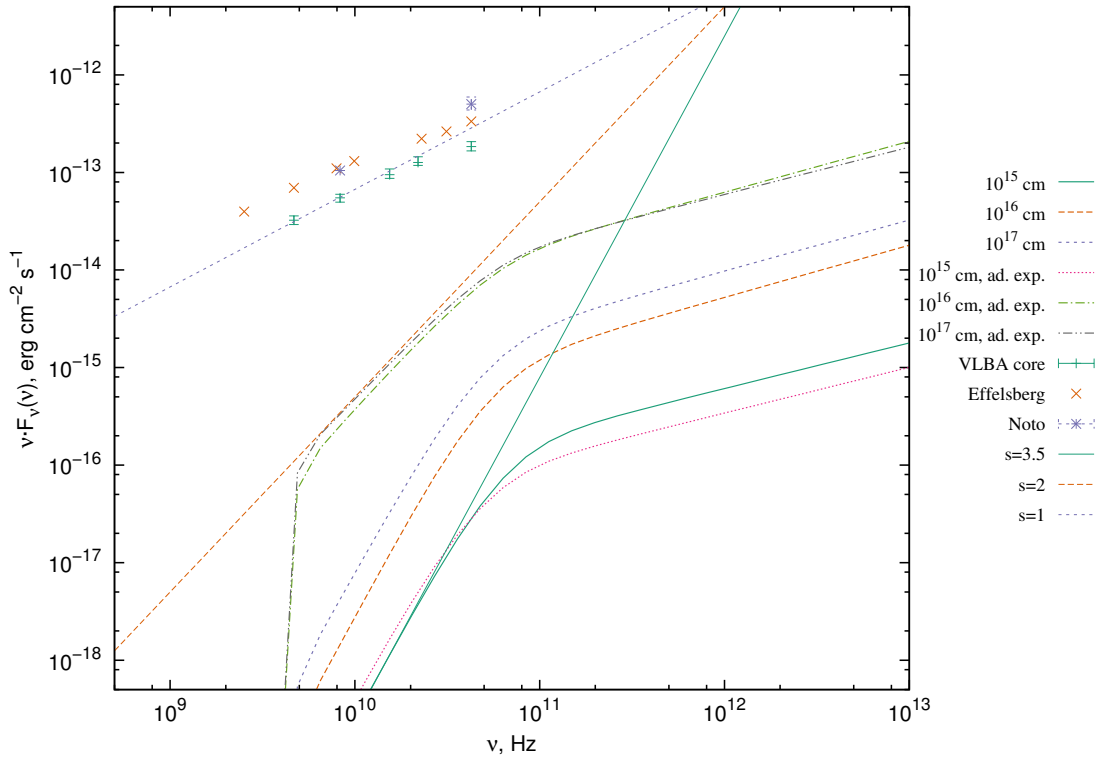


Abbildung 4.9: Effekt einer Erweiterung des Simulationsgebiets auf den Spektralindex des Radiobereichs. Dargestellt sind jeweils die Kurven mit und ohne eine konische, adiabatische Expansion. Die absoluten Flüsse wurden für eine bessere Lesbarkeit skaliert.

gleichzeitig eine physikalische Randbedingung für die Hochenergieemission und eine mit den Beobachtungen kompatible Radioemission auf großen Skalen zu erzeugen.

Um dieses Problem aufzulösen, wurde ein funktionaler Zusammenhang gesucht, der eine Expansion mit einem stetig abnehmenden Gradienten beschreibt. Die mit einer Morphologie in der Form eines Potenzgesetzes durchgeführten Simulationen sind in Anhang B zusammengefasst. Dieser Ansatz wurde aus dem Modell von Blandford & Königl (1979) motiviert. Eine erfolgreiche Modellierung gelang jedoch schließlich mit einer Expansion mit logarithmischer Abhängigkeit. Durch diesen funktionalen Zusammenhang ist es möglich, die Expansion auch bei räumlichen Erweiterungen um mehrere Größenordnungen hinreichend zu begrenzen. Gleichzeitig kann eine starke Expansion bei sehr kleinen Entfernungen vom Schock beschrieben werden.

Mit Hilfe der Simulationen *log 1-3* soll nun untersucht werden, wie sich eine derartige

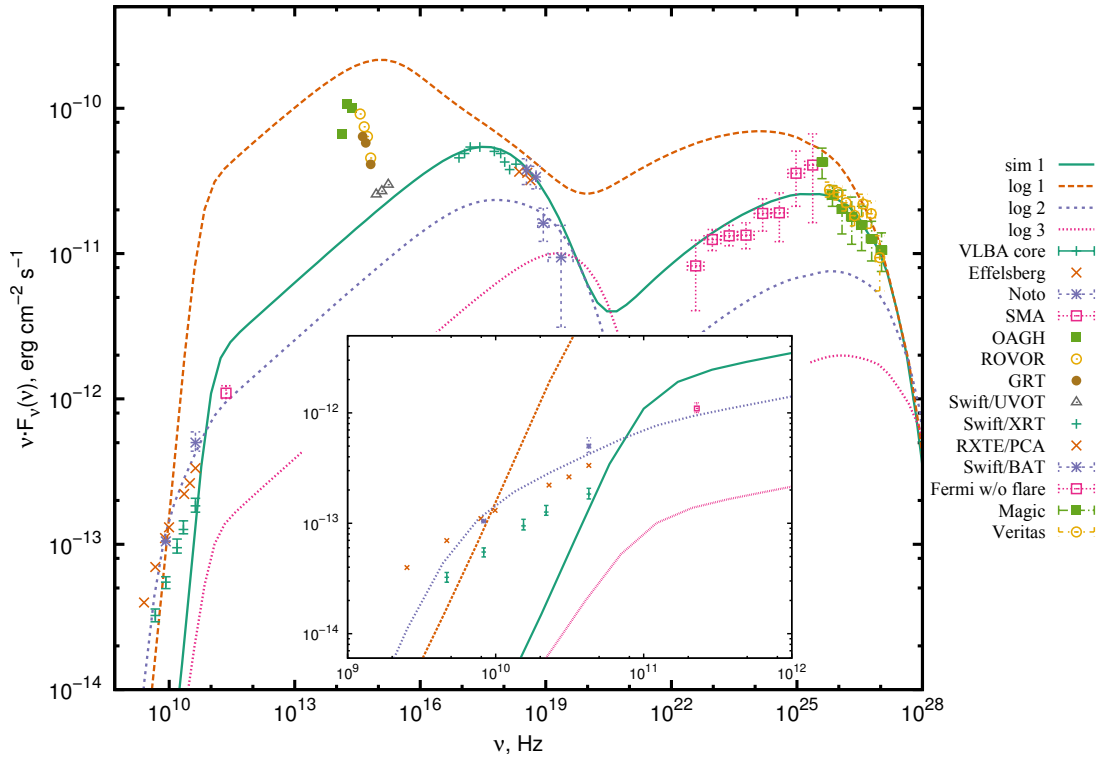


Abbildung 4.10: Dargestellt ist der Effekt eines größeren Emissionsgebiets auf die SED. Zudem zeigen die verschiedenen *log* Simulationen den Effekt verschiedener Expansionsmodelle.

Morphologie des Simulationsgebiets auswirkt. Die Funktion $R(z)$ wird dabei durch

$$R(z) = \begin{cases} R_0 \cdot \left(1 + \alpha \log \left(1 + \frac{z-z_0}{R_0}\right)\right) & \text{für } z > z_0 \\ R_0 & \text{für } z \leq z_0 \end{cases} \quad (4.5)$$

beschrieben. Gleichung (4.5) ist so konstruiert, dass die erste Ableitung an der Stelle z_0 gleich dem Parameter α ist, der die Stärke der Expansion reguliert. Die Parameter der in Abbildung 4.10 dargestellten Kurven sind in Tabelle 4.6 zusammengefasst.

In Abbildung 4.10 ist der starke Effekt einer Erweiterung des Simulationsgebiets zu erkennen. Obwohl die Spektralindizes der Synchrotron- und IC-Komponente konstant bleiben, verschieben sich die Positionen und Amplituden der maximalen Flüsse erheblich. Zunächst soll der Übergang von *sim 1* zu *log 1* betrachtet werden. Auf Grund des sehr kleinen Wertes $\alpha = 0,1$ ist der Downstream von *log 1* näherungsweise homogen. Somit bleiben die Teilchendichte und das Magnetfeld entlang der Jetachse annähernd

sim	z_{\max} (cm)	α	R (cm)	B (G)	Q_0 (s^{-1})	γ_{inj}	δ	r	V_P (c)	t_{iso} (s)
sim 1	$8 \cdot 10^{15}$	0	10^{15}	0,023	$4 \cdot 10^{43}$	10	45	2,5	0,2	11360
log 1	$4 \cdot 10^{17}$	0,1	10^{15}	0,023	$4 \cdot 10^{43}$	10	45	2,5	0,2	11360
log 2	$4 \cdot 10^{17}$	1	10^{15}	0,023	$4 \cdot 10^{43}$	10	45	2,5	0,2	11360
log 3	$4 \cdot 10^{17}$	10	10^{15}	0,023	$4 \cdot 10^{43}$	10	45	2,5	0,2	11360

Tabelle 4.6: Übersicht der Parameter zu den Simulationen, deren SEDs in Abbildung 4.10 dargestellt sind. Lediglich die Ausdehnung des Simulationsgebiets z_{\max} sowie der Expansionsparameter α wurden variiert.

konstant. Dies hat zur Folge, dass sich der Kühlungsbruch (Abbildung 3.8) zu sehr kleinen Energien bewegt. Entsprechend verhält sich das Maximum der Synchrotronkomponente der SED. Der kanonische Spektralindex des Radiobereichs bleibt bestehen. Da die entstehende Kurve den Beobachtungsdaten klar widerspricht, wird abermals deutlich, dass es eine physikalische Randbedingung geben muss, die in einer Entfernung von der Beschleunigungszone liegt, die wesentlich kleiner als die Längenskala der Radioemission ist. Die Kurven *log 2/3* zeigen den Effekt einer Expansion der radialen Ausdehnung des Strahlungsgebiets nach Gleichung (4.5). Dies führt, wie erhofft, dazu, dass die Form der SED in weiten Teilen erhalten bleibt. Insbesondere das Maximum der Synchrotronemission verharret im Röntgenbereich. Für eine mit $\alpha = 10$ starke Expansion muss jedoch festgestellt werden, dass der Radiospektralindex unverändert bleibt. Zusätzlich findet eine Verschiebung des Maximums zu höheren Energien statt, die auf die Reduktion des Magnetfelds direkt hinter dem Schock (Gleichung 3.38) zurückzuführen ist. Für den Wert $\alpha = 1$ ergibt sich jedoch eine Kombination des Abfalls des Flusses entlang von z und der Verschiebung von ν_{SSA} , die ein erheblich flacheres Radiospektrum erzeugt, das den Messdaten sehr gut entspricht.

Die Transformation der restlichen SED kann durch eine Änderung der Parameter kompensiert werden. Wie in Abbildung 4.11 dargestellt ist eine einfache Änderung des Magnetfelds und der Injektionsrate jedoch nicht ausreichend. Ein zu hoher Fluss bei der Frequenz ν_{SSA} , resultierend aus einer höheren Elektronendichte im entsprechenden Energiebereich, führt auf deutlich zu hohe Flüsse sowie ein frühzeitiges Abknicken des Radiospektrums. Wie aus Tabelle 4.7 hervorgeht, ist nur durch eine Änderung des Kompressionsverhältnisses eine korrekte Beschreibung der Daten möglich.

Auf Grund der in Abschnitt 4.1 bereits diskutierten Unsicherheiten der *UVOT*- und *SMA*-Daten wird der Spektralindex der Synchrotronkomponente nun durch den Radiofluss bestimmt. Eine Modellrealisierung, die diesen Spektralindex beschreibt, führt jedoch auf ein tendenziell zu steiles Spektrum im *Fermi*-Bereich. Möchte man die Kopp-

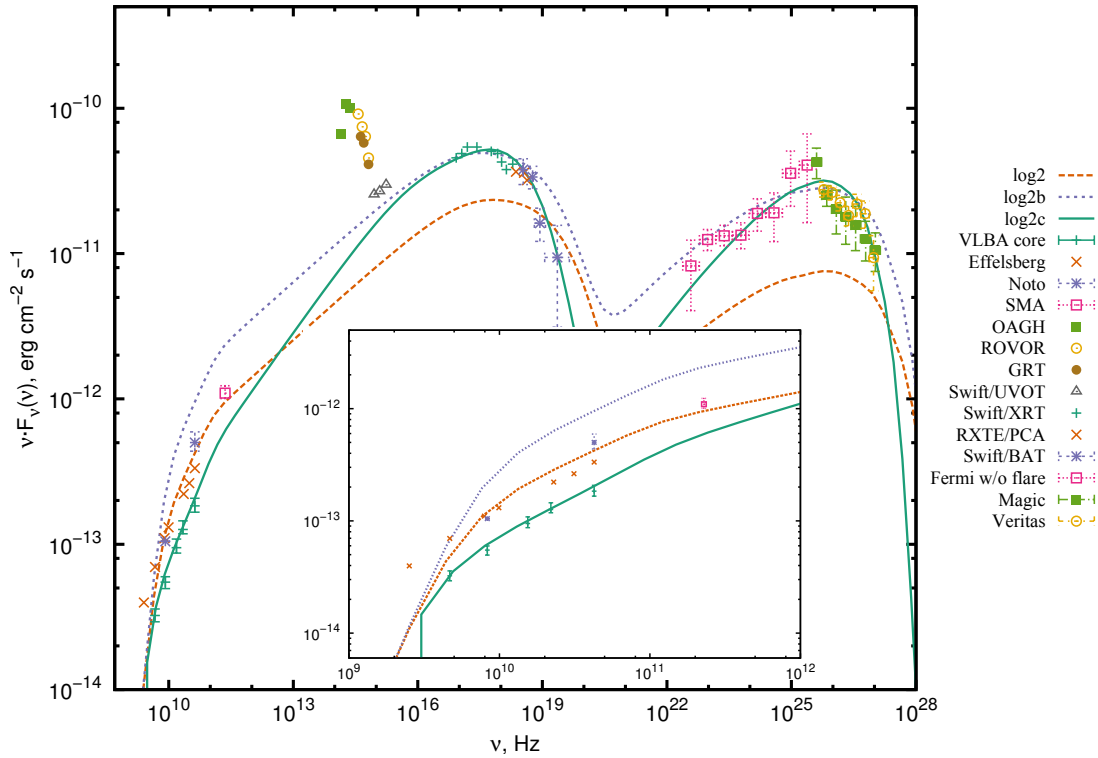


Abbildung 4.11: Dargestellt sind die SEDs jener Simulationen, die im Rahmen der zuvor bestimmten Morphologie $R(z)$ zur Beschreibung der vollständigen Energieverteilung durchgeführt werden.

lung zwischen den beiden Komponenten, die direkt aus dem SSC-Ansatz folgt, beibehalten, lässt sich dieses Verhalten nur durch einen zusätzlichen Spektralbruch zwischen 10^{11} Hz und 10^{15} Hz umgehen.

4.2.1 Radiomorphologie

Die Funktion (4.5) bestimmt die Morphologie des Gebiets, in dem die hochenergetischen, emittierenden Teilchen gebunden bleiben. Wie sich die Stärke der Expansion dieses Gebiets auf die Morphologie der Radioemission auswirkt, soll im Folgenden untersucht werden. Zunächst ist in Abbildung 4.12 die Komposition der SED in Bezug auf die Entfernung dargestellt. Die verschiedenen Kurven wurden durch Summation über ein Teilgebiet der Simulation gebildet, wobei die obere Grenze sukzessive erhöht wurde. Die in der jeweiligen Komponente höchsten Energien werden demnach bereits in einem Gebiet emittiert, dass nur wenig über den Schock hinaus reicht. Eine Zunahme von z_{\max} wirkt sich auf die Breite der Synchrotronkomponente aus, wobei im optisch dünnen Be-

sim	z_{\max} (10^{17} cm)	α	B (G)	Q_0 (10^{43} s $^{-1}$)	δ	r	t_{iso} (s)
log 2	4	1	0,023	4,0	45,0	2,5	11360
log 2b	4	1	0,025	6,8	48,0	2,5	11360
log 2c	4	1,5	0,070	6,75	34,5	3,5	2000

Tabelle 4.7: Parameter der in Abbildung 4.11 dargestellten Simulationen. Die Berücksichtigung sowohl der Radio- als auch der Hochenergiedaten führt zu einer starken Einschränkung der Parameter, insbesondere des Kompressionsverhältnisses. Nicht genannte Parameter blieben gegenüber *log 2* unverändert.

reich der Spektralindex konstant bleibt. Die größten Flusszuwächse zeigen sich jedoch im Radiobereich, in dem sich zudem der Spektralindex sukzessive ändert. Der Einfluss auf die IC-Komponente ist vergleichsweise gering. Dies ist auf das Klein-Nishina-Limit zurückzuführen, in dem die inverse Compton-Streuung stattfindet. In diesem Regime wird die Energie der gestreuten Photonen einzig durch die Energie des streuenden Elektrons bestimmt und das Spektrum ist durch das hochenergetische Ende der Teilchenverteilung bestimmt. Dieses ist jedoch nur sehr nahe am Schock vorhanden, da die relevanten Teilchen eine sehr kurze Kühlzeit besitzen. Die Position des spektralen Bruchs in der räumlich gemittelten SED ist somit für die IC-Komponente irrelevant.

In Abbildung 4.12 ist jedoch nicht zu erkennen, welche räumliche Form die produzierte Radioemission annimmt. Daher wurde in Abbildung 4.13 die Verteilung des Flusses entlang z dargestellt. Alle Werte wurden mit dem jeweiligen Maximalfluss einer jeden Frequenz normiert. Die Position des Schocks ist in der Morphologie der höchsten Energie deutlich als extrem schmales Maximum zu erkennen. Der Abfall dieses Maximums wird mit abnehmender Frequenz zwar flacher, jedoch kommt das Maximum der Emission weiterhin aus der Schockregion. Dies entspricht weitestgehend dem Bild aus Abbildung 3.9. Erst beim Übergang von den Frequenzen oberhalb des SSA-Spektralbruchs wandert das Gebiet maximalen Flusses zu größeren Entfernungen. Somit ist auch in der Radiomorphologie der Übergang zwischen diesen beiden Regimen eindeutig charakterisiert. Im Gegensatz zu Abbildung 3.9 wird nun nicht nur der Anstieg des Radioflusses bis zum Rand des Simulationsgebiets nachvollzogen. Das Modell ist ebenfalls in der Lage, den Abfall des Radioflusses zu bestimmen. An dieser Stelle soll betont werden, dass dies in sich konsistent von der Beschreibung der Hochenergiephysik bis zum Radioregime geschieht.

Insgesamt erhält man eine Vorhersage für die frequenzabhängige Größe und Position der Radiokomponenten hinter einer Schockfront. Bewegt man sich im Radiobereich zu niedrigeren Frequenzen, so erhöht sich deren Ausdehnung. Der Ursprung der maximalen

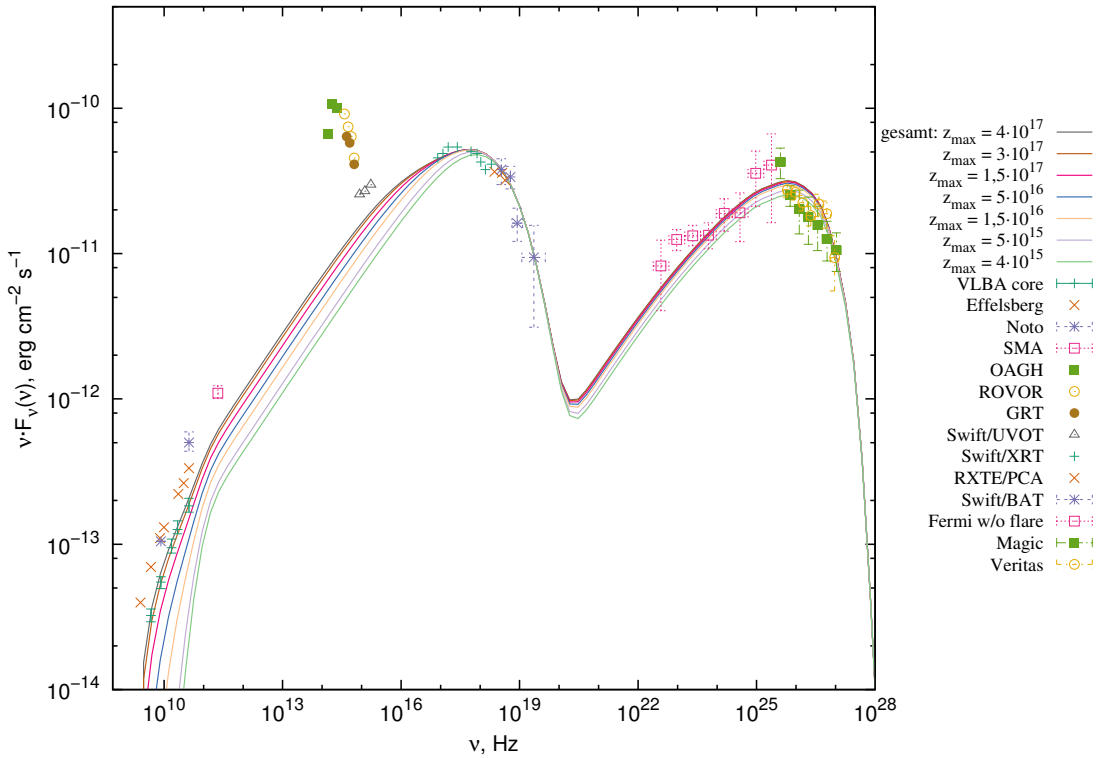


Abbildung 4.12: SED als Summe der Flüsse aus verschiedenen großen Raumgebieten. Der Schock liegt bei $z_0 = 3 \cdot 10^{15}$ cm. Die Hochenergie-Emission wird bereits durch ein sehr kleines Gebiet nahe des Schocks abgedeckt. Lediglich unterhalb des Synchrotron-Peaks gibt es eine stetige Flusszunahme. Am gravierendsten ist der Zuwachs im selbstabsorbierten Regime unterhalb etwa 10^{11} Hz. Die Änderungen im IC-Peak ist marginal, da hier der Klein-Nishina-Bereich dominiert.

Emission wandert dabei zu immer größeren Entfernungen vom Schock. Der Zuwachs entwickelt sich dabei nicht linear, wie es aus der Frequenzabhängigkeit in Gleichung (2.41) sowie der Form der Funktion $R(z)$ zu erwarten ist. Ein solches Verhalten kann generell für die stationäre erste³ Radiokomponente eines Jets beobachtet werden (Lobanov 1998). Obwohl diese sogenannte Radiokernverschiebung (*engl. radio core shift*) bei den transienten Komponenten technisch nicht beobachtbar ist, liegt es nahe, dass sie auch bei auslaufenden Schockfronten vorhanden ist.

Eine quantitative Beschreibung der Form der Radiokomponenten soll über die Position des Maximums sowie die Positionen des Abfalls auf die halbe Amplitude (*engl. Full Width Half Maximum, FWHM*) geschehen. Die aus der Simulation $\log 2c$ gewonnenen Daten

³Damit ist jene Komponente gemeint, die am nächsten am zentralen Schwarzen Loch liegt.

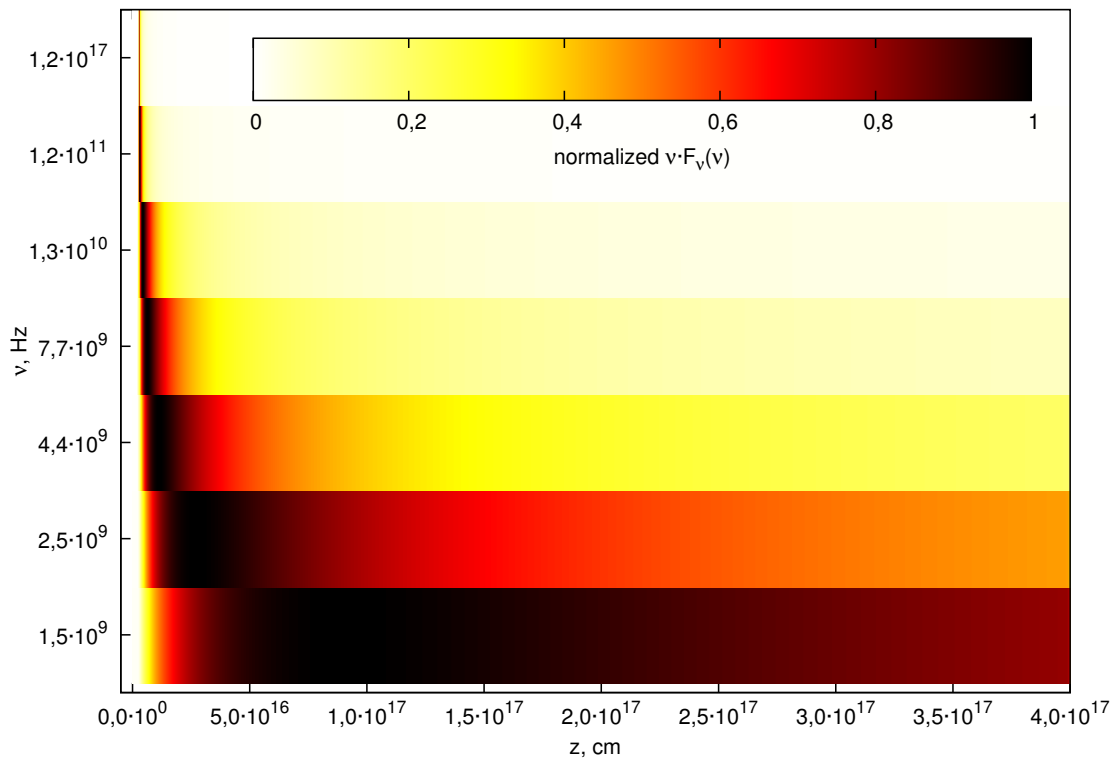


Abbildung 4.13: Für verschiedene Frequenzen im optisch dünnen bzw. optisch dicken Bereich sind die räumlichen Verteilungen der Flüsse aufgetragen. Die Frequenz $\sim 10^{11}$ Hz trennt die beiden Regime.

wurden frequenzabhängig in Abbildung 4.14 aufgetragen.

Eine Beschreibung der Abhängigkeit der Positionen der Maxima ist durch ein Potenzgesetz möglich. Der resultierende Exponent, der letztlich aus der Anpassung des Modells an den Radiospektralindex hervorgeht, stimmt mit dem durch Lobanov (1998) postulierten Wert (dort mit k_r bezeichnet) für den innersten Teil des Jets im Bereich der BLR überein. Das in dieser Arbeit verwendete analytische Modell macht jedoch zahlreiche Annahmen und basiert lediglich auf Messungen der Radiokernverschiebung, nicht des Spektralindex oder gar der Hochenergieemission. So wird zwar die Teilchenverteilung durch ein Potenzgesetz und der Teilchentransport durch einen adiabatischen Fluss beschrieben. Für die Emission wird jedoch lediglich die Synchrotronemission, nicht deren Selbstabsorption, berücksichtigt. Somit geht die Form der Radioemission in diesem Modell einzig auf eine analytische Relation zwischen der optischen Tiefe und der Entfernung von der Beschleunigungszone zurück. Für große Entfernungen von der Beschleunigungszone und der Annahme von Äquipartition finden die Autoren einen Wert

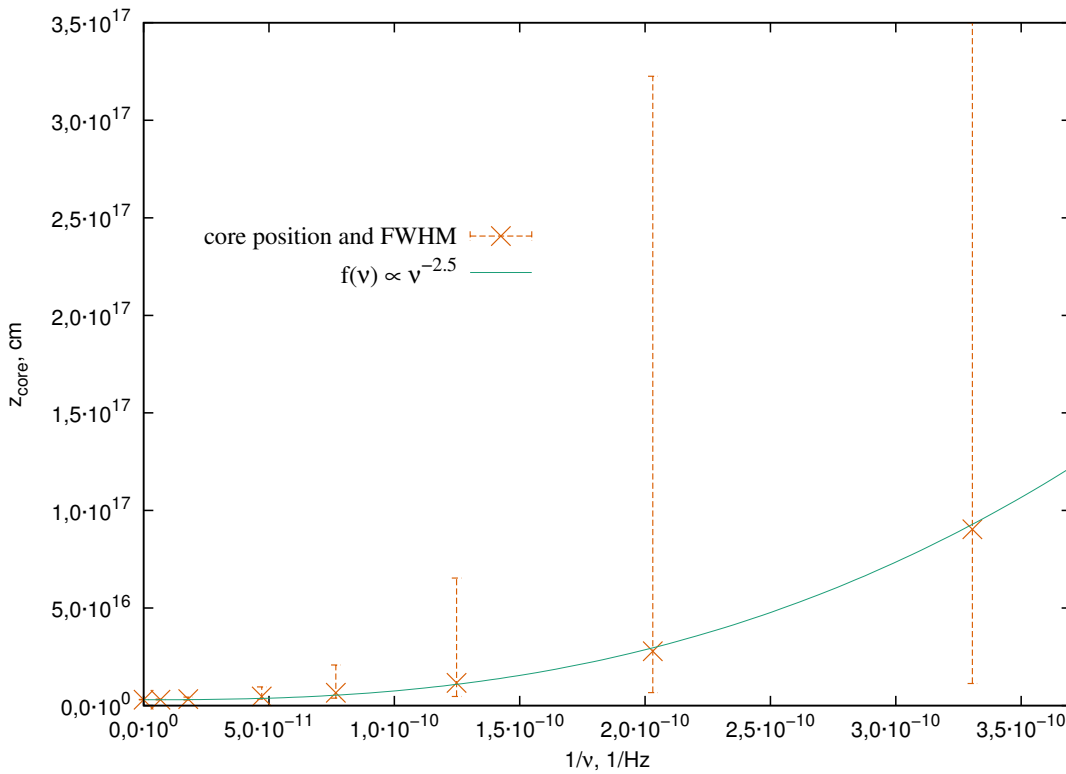


Abbildung 4.14: Gegenüber der Frequenz sind die Position des Flussmaximums sowie die beiden Positionen mit 50 Prozent des Flusses. Der Abstand der letzteren bildet das FWHM. Die Beschreibung der Daten ist mit einem Potenzgesetz mit dem Index $-2,5$ möglich.

von $k_r = 1$. Trotz der unterschiedlichen Modellannahmen ließe dies in Kombination mit den hier vorgestellten Ergebnissen den Schluss zu, dass in der direkten Umgebung der Beschleunigungszone in Blazaren keine Äquipartition vorliegt. Für den innersten Bereich des Jets verwirft Lobanov dann auch die Annahme von Äquipartition und verwendet stattdessen einen über die BLR motivierten Druckgradienten. Unter diesen Annahmen ergibt sich ein Wert von $k_r = 2,5$, der mit den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit sehr gut übereinstimmt. Da die Modellierung mit dem hier vorliegenden Modell primär auf dem Spektralindex beruht, ist eine genauere Untersuchung nur durch eine systematische Modellierung von Quellen möglich, deren Radiokernverschiebung und Spektralindex im Radiobereich bekannt sind.

sim	$\Delta t_{\text{flare}} \text{ (s)}$	$t_{\text{end}} \text{ (s)}$	$Q_0^{\text{flare}} \text{ (s}^{-1}\text{)}$	Q_0^{flare}/Q_0
log var 1	$1,3 \cdot 10^6$	$4,513 \cdot 10^8$	$6,75 \cdot 10^{44}$	10
log var 2	$4,3 \cdot 10^7$	$4,930 \cdot 10^8$	$1,35 \cdot 10^{44}$	2

Tabelle 4.8: Parameter der in Abbildung 4.15 bzw. 4.16 dargestellten Flare-Szenarien.

4.2.2 Zeitliche Korrelationen mit dem Radioband

Korrelationen zwischen den kurzzeitigen Ausbrüchen im hochenergetischen Bereich der SED und der Radioemission sind bislang nur qualitativ möglich. Einfach gesprochen ist es lediglich praktikabel, nach einem Flare die Quelle im Radiobereich zu beobachten und die eventuell auftretende Flussänderung oder aber die Entstehung einer neuen Komponente zu korrelieren (Agudo et al. 2011). Eine quantitative Beschreibung dieses Prozesses konnte bisher nicht erfolgen. Im Rahmen des in dieser Arbeit entwickelten Modells ist es jedoch erstmals möglich, die Auswirkungen eines Flares auch auf den selbstabsorbierten Bereich zu untersuchen. Da der Fluss im Radiobereich, wie aus Abschnitt 4.2.1 hervorging, hauptsächlich sensitiv in Bezug auf die Teilchendichte ist, sollen im Folgenden Injektions-Flares betrachtet werden. Als Startpunkt dient die Simulation *log 2c* (Tabelle 4.7). Die zur Erzeugung des Flares *log var 1* verwendeten Parameter sind in Tabelle 4.8 zusammengefasst. Es wurde die Injektionsrate, die die SED *log 2c* erzeugt, für die Zeit Δt_{flare} um den Faktor 10 erhöht. Die resultierenden Lichtkurven sind in Abbildung 4.15 dargestellt.

Die eingezeichneten, senkrechten Linien bezeichnen verschiedene Zeitpunkte der Injektionsänderung. Die Erste bei $t = 0$ bezeichnet den Beginn der erhöhten Injektion im Ruhesystem des Schocks. Der zweite Zeitpunkt bezeichnet ebenfalls den Beginn der Injektion, jedoch korrigiert für die Lichtlaufzeit vom Schock bis zum Rand der Simulation bei $z = z_{\text{max}}$. Die dritte Linie wurde ebenso korrigiert und markiert das Ende der erhöhten Injektion. In allen Bändern gibt es eine deutliche Verzögerung zwischen der Variation der Teilchenzahl und dem Maximum der Lichtkurve, die jedoch im Radiobereich größer ist. Weiterhin besteht eine starke Korrelation zwischen der Röntgenemission in der Synchrotronkomponente und dem *Fermi*-Fluss in der IC-Komponente der SED. Ein signifikanter Anstieg des integrierten Radioflusses setzt erst ein, wenn die Lichtkurven der Hochenergiebänder bereits auf ihr Ausgangsniveau gefallen sind. Die Verzögerung beträgt in dieser Simulation etwa 5 d im Beobachtersystem.

Beim Vergleich mit Beobachtungsdaten muss nun allerdings darauf geachtet werden, dass die Emissionsregionen vergleichbar sind. Wie in der ersten Tafel in Abbildung 4.15 zu erkennen ist, fällt die Lichtkurve nur sehr langsam ab. Der hohe Radiofluss bleibt so

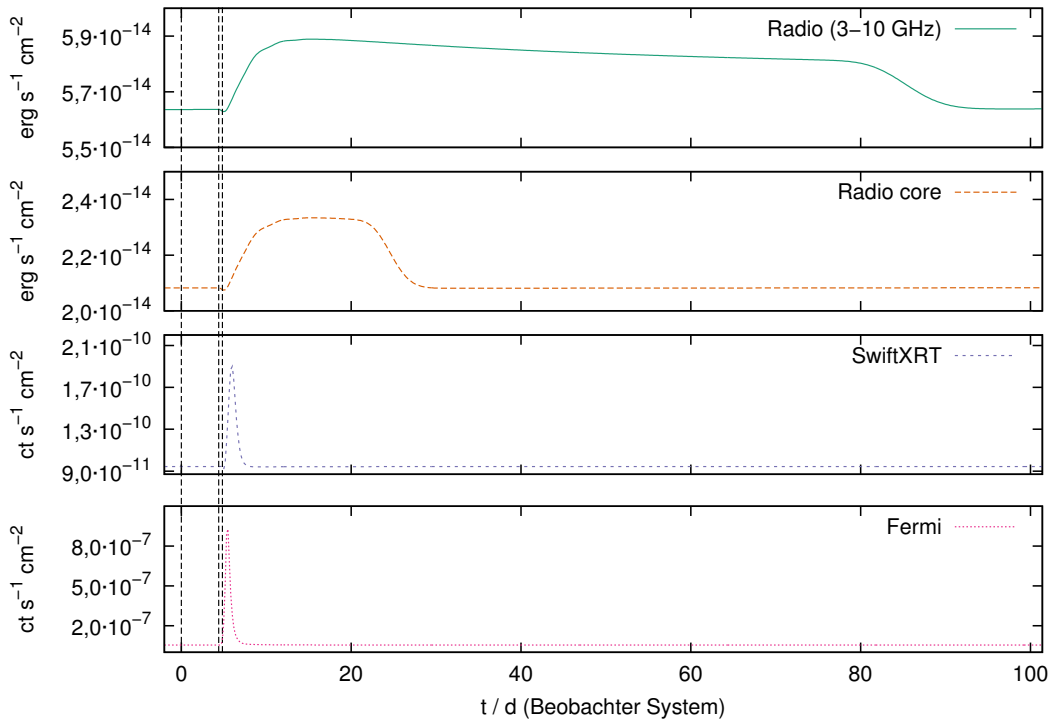


Abbildung 4.15: Darstellungen der durch den Flare *log var 1* erzeugten Lichtkurven. Die erste Linie bezeichnet den Beginn der Injektion im Schocksystem. Die zwei weiteren Linien markieren Beginn und Ende der Injektion auf der für die Lichtlaufzeiten korrigierten Zeitachse.

lange bestehen, bis die injizierte Dichtefluktuation durch das Simulationsgebiet propagiert ist. Der Abfall bei $t \approx 80$ d ist also abermals ein Randeffect. Normalerweise ist man jedoch an der Variation des Flusses vom Radiokern der Quelle interessiert. Begrenzt man die Quellregion für die Flussbestimmung auf diese Region⁴, ergibt sich die mit *Radio core* bezeichnete Kurve.

Um eine genauere Vorstellung über die zeitliche Entwicklung der Emissionsmorphologie zu erlangen, wird die bereits in Abbildung 4.13 verwendete Darstellungsform genutzt. In Abbildung 4.16 wurden für den Fluss in einem schmalen Intervall um $2,5 \cdot 10^9$ Hz die Flussverteilungen zu verschiedenen Zeitpunkten aufgetragen. Da die Darstellung des Szenarios *log var 1* auf Grund der sehr hohen Injektion einen zu starken Kontrast zeigt, wird im Folgenden eine schwächere, dafür längere Injektion *log var 2* verwendet.

⁴Wie aus Abbildung 4.13 ersichtlich wird, ist eine einheitliche Definition der Ausdehnung des Radiokerns auf Grund der starken Frequenzabhängigkeit nicht möglich. Daher wurde an dieser Stelle eine willkürliche Grenze gezogen.

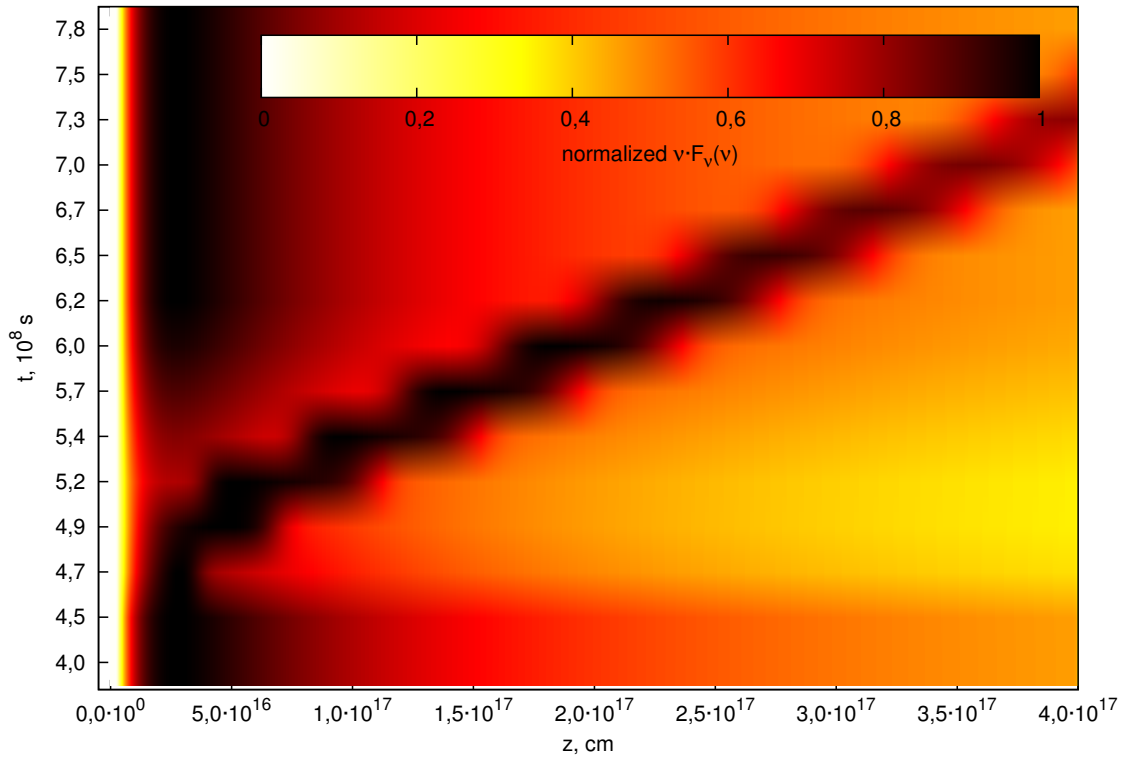


Abbildung 4.16: Darstellung der durch die Simulation *log var 1* erzeugten Radiomorphologie zu verschiedenen Zeitpunkten an der Stelle $2,5 \cdot 10^9$ Hz. Die Amplituden wurden mit dem jeweiligen Maximalfluss normiert.

Für Zeiten größer als $4,5 \cdot 10^8$ s ist zunächst eine Verkleinerung des Radiokerns zu beobachten. Dies ist allein auf die Normierung der Flussverteilung zurückzuführen. Da die Dichtefluktuations von links in das System läuft, verringert sich zunächst der relative Anteil bei größeren z . Sodann kommt es zu einer Vergrößerung des FWHM, wobei es sich auf Grund der konstanten Injektion von links weiterhin um eine stationäre Komponente mit einem fixen Abstand zur Schockfront handelt. Erst wenn für $t > 4,9 \cdot 10^8$ s die Injektionsstärke wieder abfällt, löst sich die Komponente und propagiert durch den Downstream des Schocks. Dabei verliert sie kontinuierlich an Intensität und wird schließlich ab etwa $6,5 \cdot 10^8$ s schwächer als der Radiokern. Die Breite der Komponente von etwa $\sim 7 \cdot 10^{16}$ cm lässt sich dabei aus der Dauer der Injektion Δt_{flare} sowie der Plasmageschwindigkeit im Downstream $V_D = V_S/r \approx 0,057 c$ bestimmen. Man erhält $\Delta z = \Delta t_{\text{flare}} \cdot V_D \approx 7,37 \cdot 10^{16}$ cm. Für das Entstehen einer neuen Komponente auf Grund einer Dichtefluktuations postuliert das vorliegende Modell also eine temporäre Zunahme des Flusses vom Radiokern sowie eine Dominanz der neuen Komponente, nach

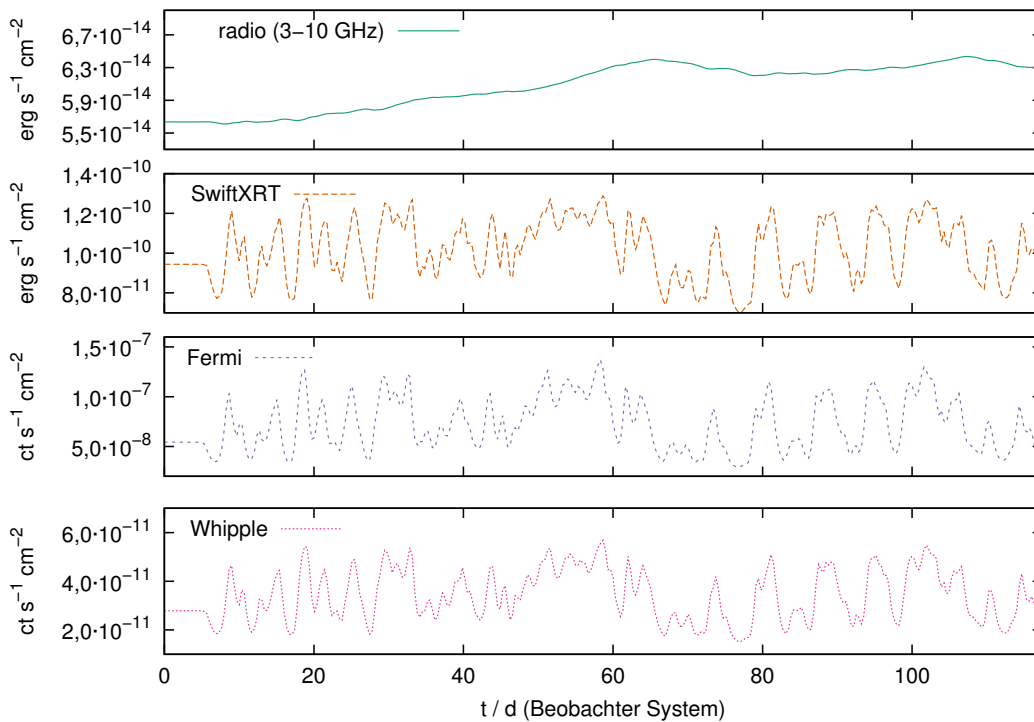


Abbildung 4.17: Lichtkurven wie sie aus der statistischen Variation der Injektionsstärke resultieren. Es ist klar die Trennung zwischen dem Radioregime und den ansonsten korrelierten Bändern höherer Energie zu erkennen.

ihrer Abspaltung.

Die Natur zeigt jedoch im Allgemeinen keine wohl definierten Dichtefluktuationen, sondern eine kontinuierliche Variation der Emission. Weiterhin ist es nicht möglich, für eine bestimmte Quelle detaillierte Lichtkurven für eine Vielzahl von Bändern über einen längeren Zeitraum zu erhalten. Um dennoch die statistische Verknüpfung zwischen der Hochenergie- und Radioemission zu untersuchen, wurde für das Szenario *log var 3* ein statistisch fluktuierender Injektionsverlauf erzeugt. Dazu wurde in jedem Zeitschritt die Injektionsstärke um 0,9 Prozent mit einer 50 : 50 Chance erhöht oder verringert. Dies entspricht in etwa einer sogenannten Zufallsbewegung (*engl. random walk*). Als Startpunkt wird die Injektionsstärke Q_0 aus Tabelle 4.7 verwendet. Zusätzlich wurden Grenzen bei 60 und 200 Prozent von Q_0 gesetzt. Dies soll sicherstellen, dass nur eine moderate Variabilität und keine starken Flares — wie in Simulation *log var 1* — produziert werden.

Betrachtet man in Abbildung 4.17 die Spannweiten der resultierenden Lichtkurven im Synchrotron- bzw. IC-Regime, findet sich die näherungsweise quadratische Abhängig-

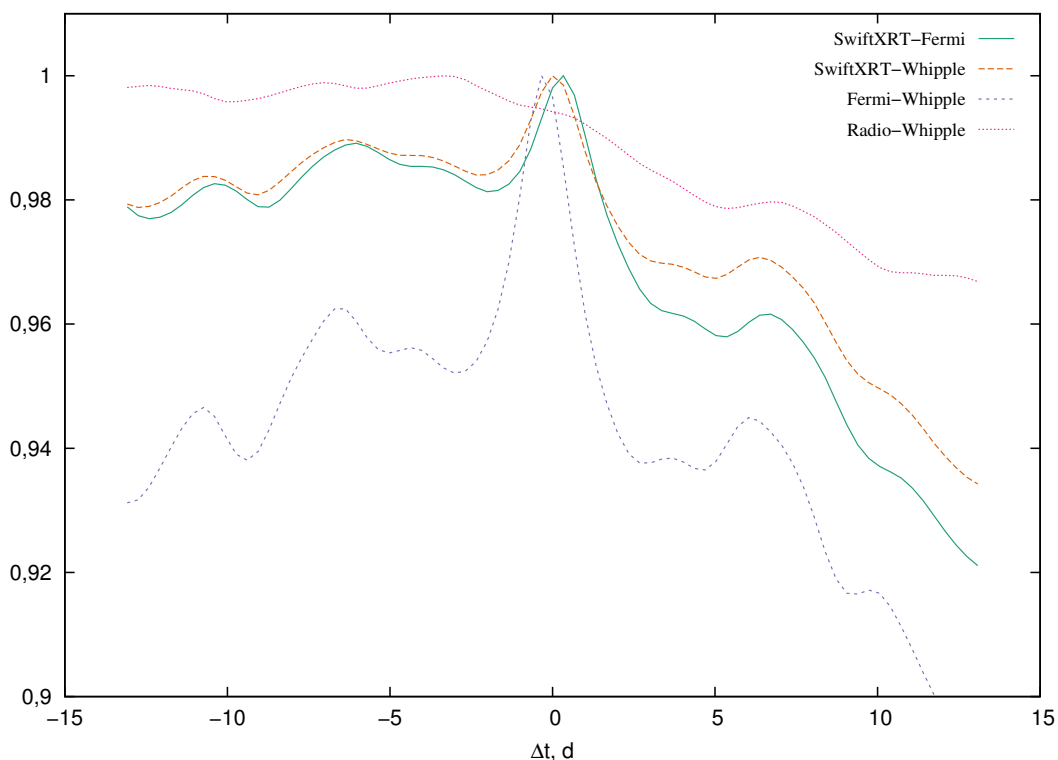


Abbildung 4.18: Dargestellt sind Korrelationsfunktionen zwischen den in Abbildung 4.17 dargestellten Lichtkurven. Korrelationen innerhalb des optisch dünnen Bereichs weisen eine enge zeitliche Korrelation auf. Für den Radiobereich ist keine quantitative Aussage machbar.

keit dieser Flüsse wieder. Die Radiokurve zeigt dagegen ein gänzlich anderes Verhalten. Wie erwartet variiert der Radiofluss auf deutlich längeren Zeitskalen. Einzelne, kurze Flussmaxima werden nicht produziert. Der Fluss wird vielmehr durch die Menge aller über eine bestimmte Zeitspanne integrierten Teilchen bestimmt. So steigt die Radiokurve während starker Aktivität im Hochenergiebereich zwischen den Tagen 50 bis 60. Nach einem Zeitraum geringerer Intensität zwischen den Tagen 65 und 80 fällt sie wieder ab. Die zeitliche Verzögerung scheint dabei eher gering zu sein und liegt offensichtlich unterhalb von 10 d.

Die resultierenden Lichtkurven oberhalb des Radioregimes zeigen offensichtlich eine zeitliche Korrelation. Eine quantitative Analyse in Form von Kreuzkorrelationen ist in Abbildung 4.18 zusammengefasst. Für die Lichtkurven im optisch dünnen Bereich ergeben sich enge zeitliche Korrelationen. Dabei ist auffällig, dass es für den Zeitverzug irrelevant ist, zu welcher SED-Komponente die jeweiligen Bänder gehören. Vielmehr ist

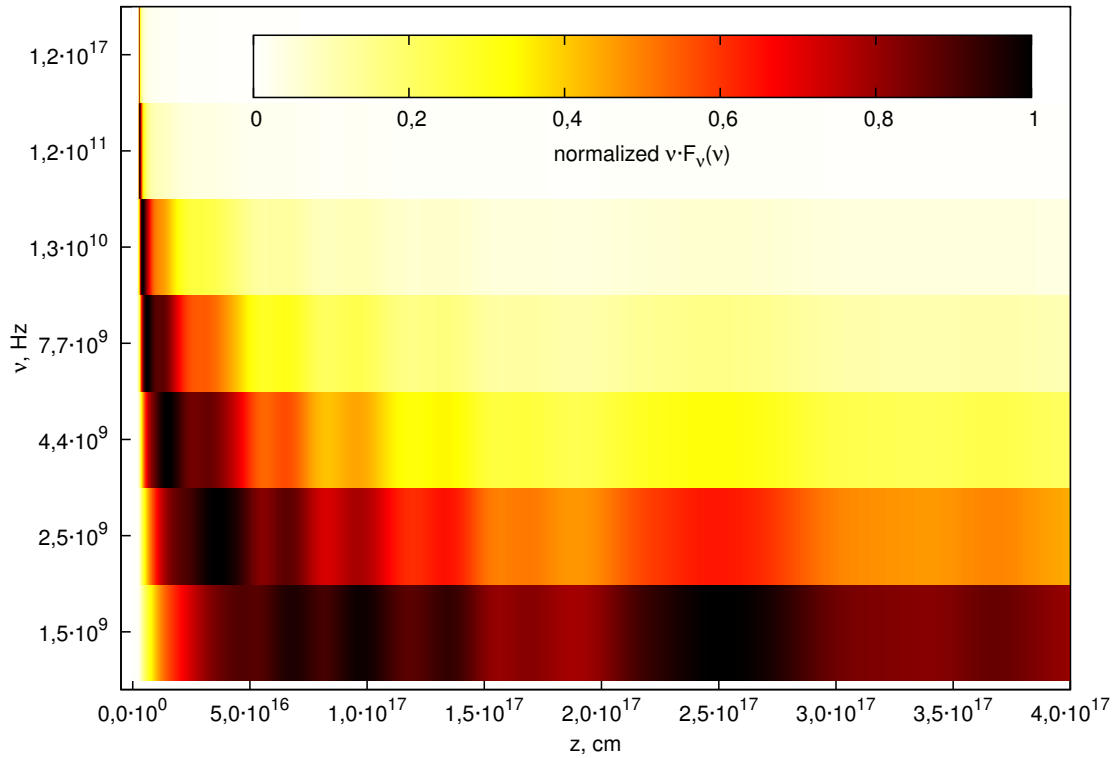


Abbildung 4.19: Momentaufnahme aus der Simulation *log var 3*. Die Dichtefluktuationen zeichnen sich in der Radiomorphologie im Downstream des Schocks ab.

die Position auf der jeweiligen Komponente relevant. So zeigen die jeweils auf der abfallenden Flanke des Synchrotron- bzw. IC-Maximums befindlichen Bänder *SwiftXRT* und *Whipple* keinen Zeitverzug. Das auf der ansteigenden Flanke der IC-Komponente befindliche *Fermi*-Band weist hingegen einen Vorlauf von etwa 0,3 Tagen auf. Dieses Verhalten reflektiert den Fakt, dass die Zeitskala der inversen Compton-Streuung deutlich kürzer ist als die Beschleunigungszeitskala auf Grund des Fermi-I-Prozesses. Eine Korrelation des Radiobands mit der Lichtkurve im TeV-Bereich weist kein prominentes Maximum auf. Lediglich ein lokales Maximum bei $\Delta t \approx 6$ d existiert. Dies ist zwar in der Größenordnung, auf der die Teilchenpopulation vom Schock bis zur Position der Radioblobs transportiert wird, jedoch zeigt sich das Maximum auch in den anderen Korrelationen. Vermutlich handelt es sich daher nur um ein Artefakt aus dem stochastischen Injektionsverlauf. Die generell sehr schwache Korrelation ist zum einen auf die unterschiedlichen Formen der individuellen Maxima in den verschiedenen Bändern zurückzuführen. Zum anderen ist jedoch auch die zeitliche Auflösung der Kurven nicht hoch genug, um eine eindeutigere Diskreminierung verschiedener zeitlicher Verschiebungen zu erreichen.

z_{\max} (cm)	R (cm)	B (G)	$\gamma_{\text{inj}}^{\text{p}}$	$\gamma_{\text{inj}}^{\text{el}}$	δ	r	$V_P(c)$	t_{iso} (s)
10^{15}	10^{15}	5	50	50	45	4	0,2	1000

Tabelle 4.9: Zusammenfassung der in den weiteren Betrachtungen konstanten Parameter.

Eine Momentaufnahme aus der Simulation *log var 3* ist in Abbildung 4.19 dargestellt. Insbesondere bei kleinen Frequenzen sind sowohl große, zusammenhängende Komponenten als auch sehr kurze Fluktuationen zu erkennen. Je größer die betrachtete Frequenz, desto geringer ist die Ausprägung der einzelnen Komponenten. Weiterhin fällt auf, dass der *core shift* nur für die stationäre Komponente vorhanden ist. Die auslaufenden Fluktuationen sind räumlich korreliert. Gelänge es auch bei transienten Komponenten den *core shift* zu messen, wäre dies eine Möglichkeit, zwischen auslaufenden Schocks und Dichtefluktuationen als Ursache für die Blobs zu unterscheiden.

Zusammenfassend kann man sagen, dass Variationen im Radiobereich fast vollständig vom Verlauf der Injektionsstärke abhängen. Dies kann sowohl durch sukzessive Überlagerung kleinerer Variationen als auch durch einzelne extrem starke Flares wie in *log var 1* geschehen. In jedem Fall ist für eine quantitative Analyse dieser Korrelation bei einer Quelle eine möglichst kontinuierliche Beobachtung über einen Zeitraum der Größenordnung ~ 10 d notwendig. Dies gilt jedoch nur unter der Annahme, dass alle Flares durch eine Variation der Akkretionsrate erzeugt werden. Flareszenarien wie sie in Abschnitt 4.1 diskutiert werden, erzeugen keine Variation des Radioflusses auf großen Skalen.

4.3 Photohadronische Modellierung

Als abschließender Teil des Kapitels sollen die implementierten photohadronischen Prozesse betrachtet werden. Wie in Kapitel 3 beschrieben, erzeugen diese Prozesse eine starke Kopplung zwischen den Verteilungen der Protonen, Elektronen und Photonen. Als zusätzliche Parameter treten nun die Werte zur Beschreibung der Protoneninjektion auf. Da es sich im Folgenden um qualitative Untersuchungen handelt, wurde auf die Modellierung einer bestimmten Quelle verzichtet und lediglich eine generische SED erstellt, deren Fluss in einem Bereich liegt, der jenen von Blazaren entspricht.

Zunächst soll durch eine Variation der Injektionsparameter die Abhängigkeit der SED von den verschiedenen Teilchenspezies untersucht werden. Hierfür wurde eine Reihe von Simulationen durchgeführt. Die dabei konstant belassenen Parameter sind in Tabelle 4.9 zusammengefasst. Variiert wurden die Injektionsstärken der Elektronen und Protonen.

sim:	hy 1 l	hy 2 l	hy 3 l	hy 4 l	hy 1 h	hy 2 h	hy 3 h	hy 4 h
$Q_0^{\text{el}} \text{ (s}^{-1}\text{)}$	10^{39}	10^{38}	10^{37}	10^{36}	10^{39}	10^{38}	10^{37}	10^{36}
$Q_0^{\text{p}} \text{ (s}^{-1}\text{)}$	10^{31}	10^{31}	10^{31}	10^{31}	10^{32}	10^{32}	10^{32}	10^{32}

Tabelle 4.10: Injektionsraten für Protonen und Elektronen, wie sie für die in Abbildung 4.20 gezeigten Kurven verwendet wurden.

Die entsprechenden Werte finden sich in Tabelle 4.10. Die resultierenden SEDs sind in Abbildung 4.20 dargestellt. Darin zeigt sich im Vergleich zur SED im leptonen Fall eine kompliziertere Struktur. Die Kurve besteht aus vier Maxima sowie einem schmalen Plateau oberhalb von 10^{31} Hz. Im Folgenden wird der Ursprung dieser Komponenten diskutiert.

Auf Grund des hohen Magnetfelds können Elektronen nur auf vergleichsweise geringe Energien beschleunigt werden. Entsprechend erstreckt sich die Elektronensynchrotronemission nur bis etwa 10^{15} Hz und bildet die erste Komponente. Der Fluss in diesem Energiebereich skaliert dabei erwartungsgemäß mit der Elektronendichte. Das Pendant für die Protonen ist das Maximum bei etwa 10^{29} Hz. Es skaliert allein mit der Zahl der injizierten Protonen und ist somit deren Synchrotronkomponente. Alle weiteren Spektralbereiche skalieren sowohl mit der Protonen- als auch der Elektronendichte. Da keine direkte Wechselwirkung zwischen den beiden Teilchenspezies stattfindet, handelt es sich hier um reprozessierte Strahlung aus der Elektronensynchrotronemission. Die markante Komponente bei 10^{35} Hz wird durch den π_0 -Zerfall erzeugt, der ein sehr schmales Zerfallsspektrum besitzt. Das darunter liegende Plateau sowie der Fluss im Bereich zwischen 10^{18} Hz und 10^{24} Hz werden durch die Emission aus Paarkaskaden erzeugt, die wiederum durch die photohadronischen Wechselwirkungen induziert werden.

Weitaus komplexere Abhängigkeiten können sich ergeben, wenn die reproduzierte Strahlung erneut als Ziel für die Photomesonproduktion dient. Da es im Folgenden hauptsächlich um die Behandlung der Zwischenprodukte geht, sei hier lediglich auf Arbeiten von Weidinger (2011) und Mastichiadis et al. (2013) verwiesen.

4.3.1 Effekt der Myon-Kühlung

Wie in Abschnitt 3.3.3 ausgeführt wurde, ist es möglich, die Zwischenprodukte der photohadronischen Prozesse auf verschiedene Weise zu behandeln. So werden die Pionen generell ausintegriert, da ihre Lebensdauer deutlich kürzer als alle anderen relevanten Zeitskalen ist. Wie aus Abbildung 2.19 ersichtlich ist, gilt dies für die Myonen nur eingeschränkt. In bisherigen hadronischen AGN-Modellen auf der Basis der Arbeit von Kelner

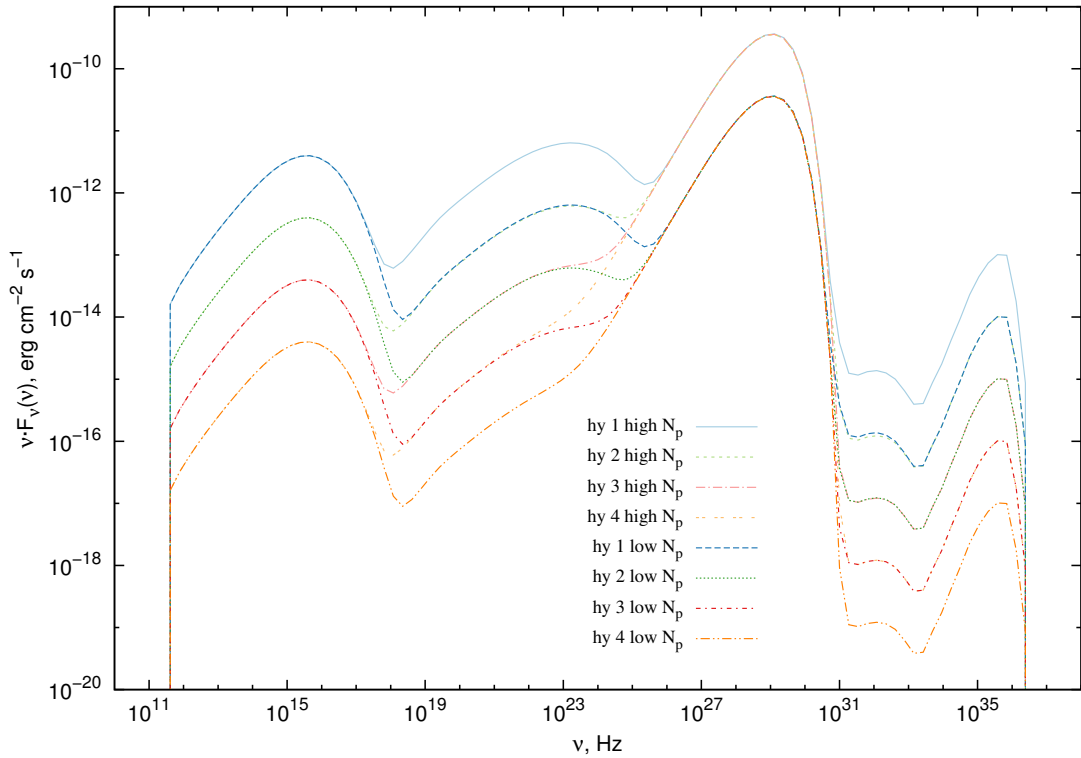


Abbildung 4.20: Abhängigkeit der in Hybridmodellen erzeugten SED von den Injektionsstärken für Elektronen und Protonen. Es handelt sich um die Spektren, wie sie an der Quelle erzeugt werden. Während des Strahlungstransports zum Beobachter wird sich das Spektrum auf Grund der Wechselwirkung mit dem EBL stark ändern. Je nach Entfernung der Quelle wird insbesondere der Fluss oberhalb von 10^{28} Hz auf Grund der Paarerzeugung mit EBL-Photonen stark abnehmen.

& Aharonian (2008) werden die Zwischenprodukte ausintegriert, so dass ihre Synchrotronemission und -kühlung vernachlässigt wird. Um die Größe des dabei entstehenden Fehlers abzuschätzen, wurden die Simulationen *hy [1-4] high N_p* erneut durchgeführt, wobei die Lebensdauer der Myonen auf $\tau_\mu = 0$ gesetzt wurde. Die resultierenden SEDs sind in Abbildung 4.21 zusammengefasst. Da Myonen durch ihren Zerfall ausschließlich zur Produktion von Elektron-/Positronpaaren beitragen, wird sich eine geänderte Behandlung zunächst nur auf die Emission aus den Paarkaskaden auswirken. Tatsächlich ergibt sich dort eine Abweichung von etwa einer halben Größenordnung. Diese ist von der Elektronendichte unabhängig, beschränkt sich jedoch auf die höchsten Energien oberhalb der Protonensynchrotronemission. Die Kaskadenstrahlung bei kleineren Energien bleibt unverändert. Die Simulationen mit der vollständigen Behandlung produzieren

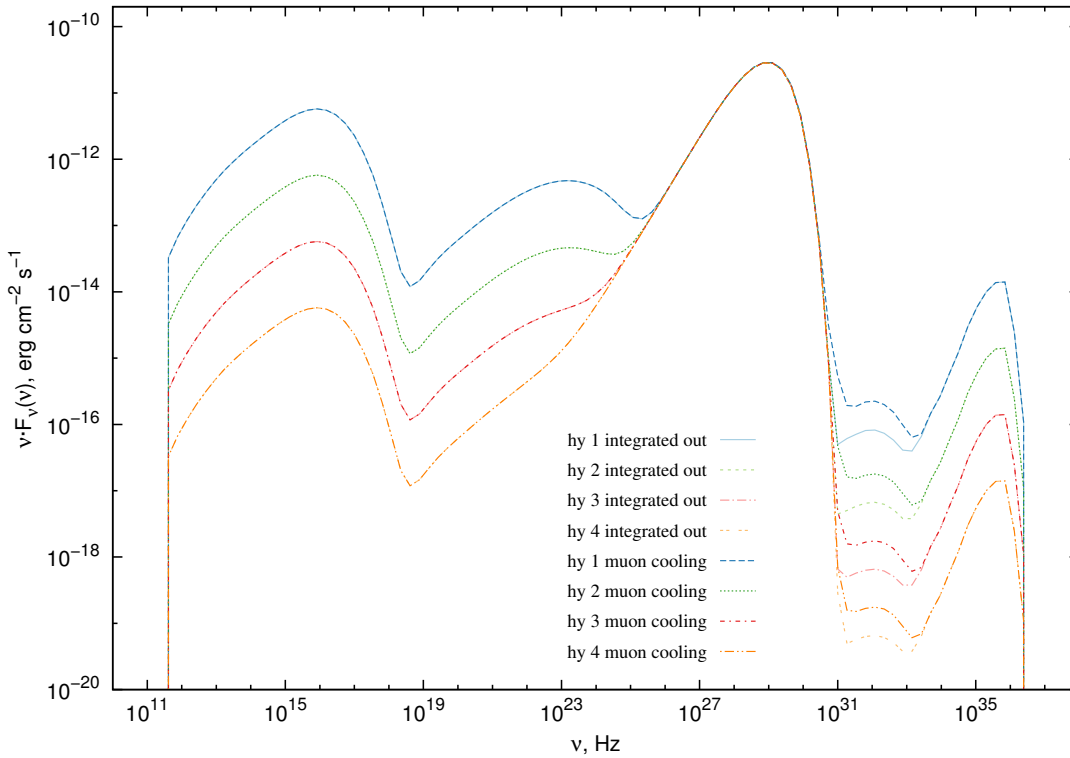


Abbildung 4.21: Für verschiedene Elektronendichten ist der Effekt des Ausintegrierens der Myonen auf die SED dargestellt. Eine signifikante Abweichung ist lediglich in den höchsten Energien der Paarkaskaden zu beobachten.

einen höheren Fluss, wobei es sich um die Synchrotronstrahlung der Myonen handelt. Diese scheint die zu erwartende Abnahme der injizierten Paare zu kompensieren. Die Zahl der Paare bei kleineren Energien sollte jedoch unabhängig von der Myonenkühlung sein. Somit entspricht der dortige unveränderte Fluss den Erwartungen.

4.3.2 Neutrino-Flüsse

Ein weiterer Vorteil der Behandlung der photohadronischen Prozesse nach Hümmer et al. (2010) ist die Berechnung der detaillierten Neutrinospektren. In Abbildung 4.22 sind die durch die Simulation *hy 1* produzierten Neutrinoströme dargestellt. Die Mischung der Neutrinos und etwaige Detektoreffekte wurden nicht berücksichtigt. Diese Effekte hätten nur marginalen Einfluss gegenüber der deutlichen Diskrepanz, die zwischen den erzeugten Strömen und dem zuletzt publizierten *IceCube* Limit (IceCube Collaboration et al. 2013) für die unkorrelierte Detektion von Neutrinos mit extrem hohen Energien besteht. Da die Photonenströme von *hy 1* im Bereich der Leuchtkräfte von Blazaren liegt, wäre

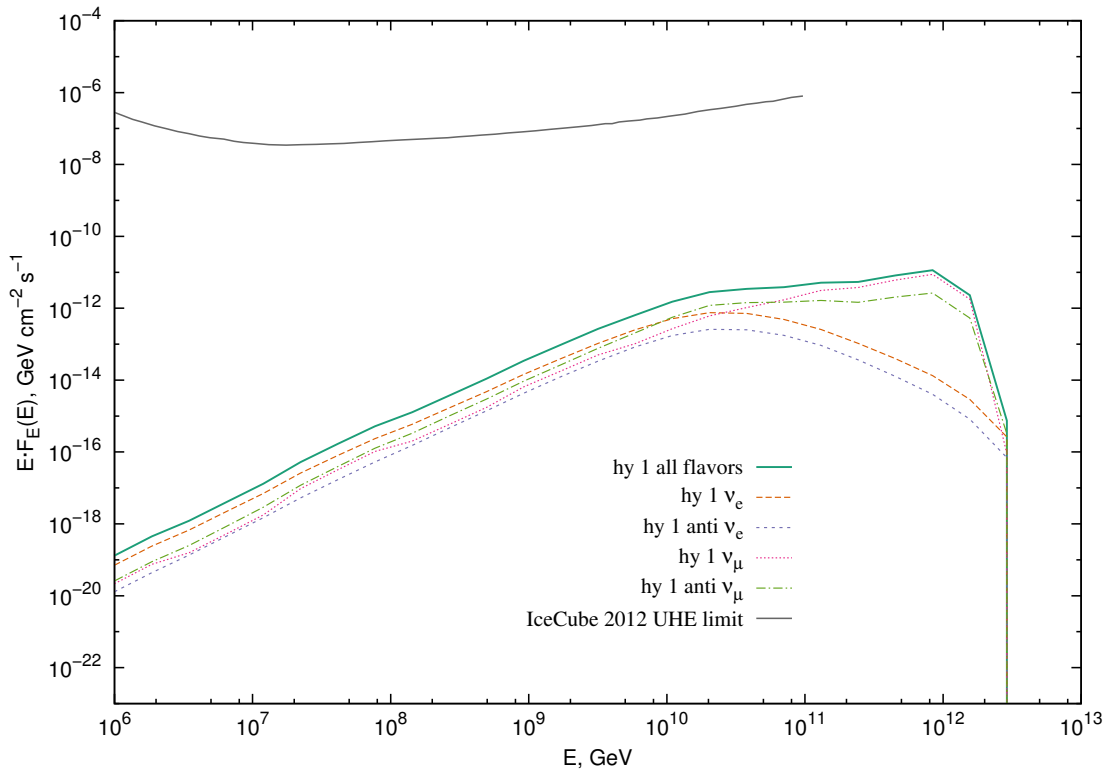


Abbildung 4.22: Dargestellt sind die in der Simulation *hy 1* produzierten Neutrino-flüsse. *IceCube* 2012 UHE Limit aus IceCube Collaboration et al. (2013).

eine Detektion einzelner Blazare durch *IceCube* nicht zu erwarten. Ob andere, leuchtkräftigere Klassen von AGNs zum extragalaktischen Neutrinofluss beitragen, kann ohne die Modellierung einzelner Quellen nicht ausgeschlossen werden. Der gegenwärtige Datenbestand des *IceCube* Experiments ist jedoch mit einem isotropen Neutrinofluss kompatibel (Aartsen et al. 2013). Wie bereits durch Weidinger (2011) gezeigt, ist die Abschätzung des Neutrinoflusses allein aus der Leuchtkraft der Quelle mit einem erheblichen Fehler behaftet, da hier keine Unterscheidung zwischen Emission durch Synchrotronstrahlung und Emission aus photohadronischen Prozessen gemacht wird.

Da ein Großteil der Neutrinos beim Myonzerfall entsteht, wird die Behandlung der Myonen auch Einfluss auf das Neutrinospektrum haben. Das sich in Abbildung 4.23 zeigende Bild ist konsistent zu den Ergebnissen, die bei der Untersuchung der Auswirkungen der Myonenkühlung auf die SEDs gefunden wurden. Auf Grund der Kühlung gerade der hochenergetischen Myonen reduziert sich die Zerfallsrate im entsprechenden Energiebereich. Dadurch sinkt insbesondere die Zahl der erzeugten Elektronneutrinos (vergleiche Abschnitt 2.6.5). Da Myonneutrinos auch beim Pionzerfall entstehen, ist der

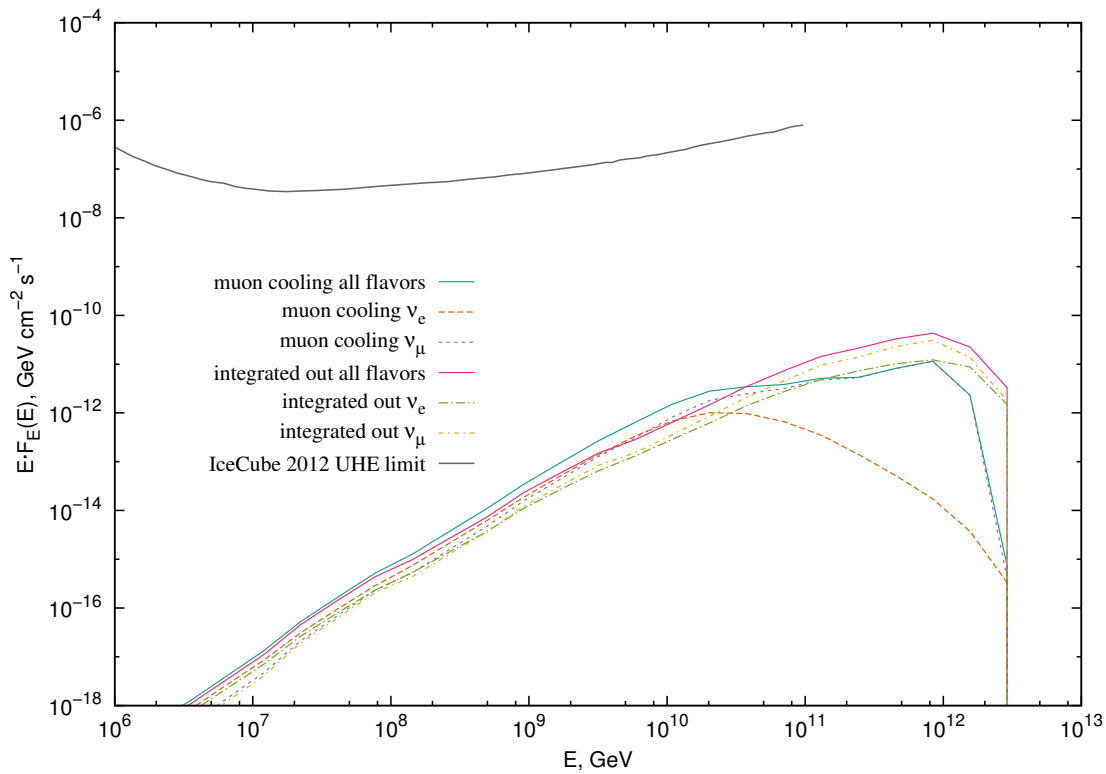


Abbildung 4.23: Darstellung der nach Generationen aufgeschlüsselten Neutrino Flüsse in Abhängigkeit von der Behandlung der Myonen.

Abfall hier deutlich schwächer. Insgesamt verschiebt sich der Fluss zu niedrigeren Energien, in denen *IceCube* eine höhere Sensitivität besitzt. Die Korrekturen sind jedoch im Vergleich zum Abstand zum Detektionslimit marginal.

5 Zusammenfassung

Abschließend sollen die präsentierten Ergebnisse diskutiert werden. Weiterhin soll ein Ausblick auf mögliche Erweiterungen des Modells sowie Anwendungsfälle gegeben werden.

5.1 Diskussion

Das Ziel dieser Arbeit war es, ein möglichst allgemeines Modell für die Emission von Blazaren zu entwickeln. Es sollte in der Lage sein, die verschiedenen Zeit- und Größenskalen, auf denen wir Blazare beobachten, zu berücksichtigen. Das entwickelte Modell wurde vollständig zeitabhängig gestaltet. Die Lösung des physikalischen Systems unter Beibehaltung eines Teils der Ortsabhängigkeit erlaubt dabei die Untersuchung sowohl der kleinsten Skalen im Beschleunigungsgebiet als auch der großskaligen Radioemissionen. Somit konnte in dieser Arbeit zum ersten Mal eine vereinheitlichte, konsistente Beschreibung der Blazar-Emission über viele Skalen hinweg vorgenommen werden. Insbesondere die Verknüpfung der optisch dünnen SSC-Emission und des Radioregimes wurde selbstkonsistent umgesetzt. Gleichzeitig konnte durch eine detaillierte Beschreibung der physikalischen Prozesse, beginnend mit der Teilchenbeschleunigung, die Anzahl der freien Parameter gering gehalten werden.

Um die angenommenen physikalischen Prozesse gegen die Beobachtungsdaten zu testen, wurde ein stark variabler Flare der häufig beobachteten Quelle *Mrk 501* betrachtet. Dabei konnte das Ergebnis von Weidinger (2011) bestätigt werden, dass im Rahmen des verwendeten physikalischen Modells die Variabilität einer Quelle auf Grund von Teilchenbeschleunigung und Kühlung prinzipiell eng mit der Form der spektralen Energieverteilung verknüpft ist. Trotz der vorhandenen Ambiguität konnten somit verschiedene Flareszenarien ausgeschlossen werden. Insbesondere für den Fall des Orphanflares wurde gezeigt, dass eine beliebige Verformung der PED immer auch eine Variabilität auf der Zeitskala der Beschleunigungs- und Kühlprozesse nach sich zieht, wenn auch nicht in allen Bändern der SED. Zudem wurde aus dem beschriebenen Szenario deutlich, dass sowohl eine Implementierung der Rückkopplungen auf die Teilchenverteilungen, als auch

eine numerische Behandlung der Verteilungen notwendig ist. Ein semianalytisches Modell mit der a priori Annahme von Potenzgesetzen wäre nicht in der Lage, die in Abbildung 4.5 gezeigten PEDs zu beschreiben. Eine Modellierung des vorgestellten Szenarios wäre somit nicht möglich. Dennoch bleibt die Falsifikation eines Modells weiterhin stark von der Güte der zur Verfügung stehenden Daten abhängig. Um grundlegende physikalische Annahmen, wie etwa die Fermi-Schockbeschleunigung oder die Annahme eines einzelnen Emissionsgebiets, belastbar zu testen, bedarf es Daten mit einer deutlich besseren Zeitauflösung, die es erlauben, die Form der SED über einen gewissen Zeitraum verfolgen zu können.

Am anderen Ende der Größenskala konnte erstmals die Radiomorphologie eines SSC-Emissionsgebiets vorhergesagt werden. Dafür wurde der Verlauf der radialen Ausdehnung des Gebiets variiert, in dem die hochenergetischen Teilchen durch das Magnetfeld gebunden bleiben. Die Ergebnisse zeigen, dass es hierdurch möglich ist, das Emissionsgebiet der Strahlung im höchsten Energiebereich — für die Quelle *Mrk 501* ist dies die harte Röntgenstrahlung, sowie die in den GeV und TeV Bereich gestreute Strahlung — räumlich zu begrenzen. Eine starke Expansion der Strahlungszone hinter der Beschleunigungszone ist als physikalische Randbedingung für ein klassisches SSC-Gebiet geeignet. Dieses Vorgehen erzeugt gleichzeitig eine deutliche Abflachung des Radiospektrums im selbstabsorbierten Teil der SED. Es zeigt sich jedoch, dass eine Beschreibung des gemessenen Spektralindex eine Abschwächung der anfänglichen starken Expansion voraussetzt. Dies ist kompatibel zu Beobachtungen durch Junor et al. (1999), dass auch der Subparsec-Jet von AGNs bereits eine Phase der Kollimation durchlaufen hat. Auch GR-MHD Simulationen (Porth et al. 2011; McKinney et al. 2012) postulieren eine zunehmende Kollimation zwischen einer kleinen Jetbasis in der Größenordnung des zentralen Antriebs und dem nahezu gleichförmigen Jet auf VLBI-Skalen. Dies wäre wiederum ein Hinweis darauf, dass der Ursprung des hochenergetischen Teils der SED sehr nahe am zentralen Schwarzen Loch liegt. Inwiefern Schocks, die in Entfernungen von einigen Parsec durch den Jet laufen, eine vergleichbare Morphologie des Downstreams aufweisen können, ist nicht eindeutig zu beantworten. Insbesondere sind die Konfiguration des Magnetfelds und die Ausprägung der Turbulenz gänzlich unbekannt.

Die Interpretation der erhaltenen Radiomorphologie ist jedoch auch von einem weiteren ungelösten Problem der Beschreibung von AGN-Emission abhängig: Bereits früh wurde erkannt (Rees 1966), dass eine Modellierung des Emissionsspektrums die hochrelativistische Bewegung des Emissionsgebiets vorhersagt. Auch für die in Kapitel 4 präsentierten SEDs wurden Dopplerfaktoren in der Größenordnung ~ 30 verwendet. Da die produzierte Teilchenverteilung im Ruhesystem des Schocks definiert ist, muss sich der

Schock selbst und nicht nur das entlang des Jets strömende Plasma mit relativistischen Geschwindigkeiten auf den Beobachter zu bewegen. Sollte der Radiokern durch einen stehenden Schock verursacht werden, folgt im Umkehrschluss, dass dieser nicht für die Hochenergieemission verantwortlich sein kann. Ein Beschleunigungsmechanismus, der eine hochenergetische Teilchenverteilung in der Form eines Potenzgesetzes im Ruhesystem des Plasmas unabhängig von dessen Geschwindigkeit erzeugt, würde dieses Problem lösen. Auch wenn eine genaue Beschreibung der Teilchenbeschleunigung an einem relativistischen Schock bisher nicht möglich ist, so ist doch zu erwarten, dass der Downstream eines solchen Schocks nicht relativistisch sein wird (Kirk & Duffy 1999). Ein besseres Verständnis relativistischer Schocks könnte also zur Beantwortung der bestehenden Fragen nur teilweise beitragen. Es liegt weiterhin nahe, dass hier ein Zusammenhang zu einer weiteren Diskrepanz besteht. Die durch VLBI-Beobachtungen gewonnenen scheinbaren Geschwindigkeiten sind deutlich kleiner als jene, die man statistisch aus den Dopplernfaktoren erhält, die die SSC-Modelle liefern. In vielen Quellen, so auch für *Mrk 501*, müsste demnach ein sehr kleiner Winkel zwischen Jetachse und Sichtlinie vorliegen. In jedem Fall ist zu beachten, dass die verwendete Längenskala von $\sim 4 \cdot 10^{17}$ cm im Ruhesystem des Schocks, oder allgemeiner im selben System wie die Teilchenverteilung, definiert ist. Wird das System, wie in Abschnitt 4.2.1 geschehen, mit einem Dopplernfaktor δ transformiert, so wird sich auch die Längenskala nach Gleichung 2.14 um den Faktor δ vergrößern. Für Dopplernfaktoren oberhalb von $\delta = 10$ befinden sich die beschriebenen Größenordnungen also oberhalb der Parsec-Skala.

Abschließend soll noch kurz auf die Ergebnisse der photohadronischen Simulationen eingegangen werden. Diese wurden durch die erstmalige zeitabhängige Implementierung des Modells von Hümmer et al. (2010) möglich. Es wurde festgestellt, dass sich für die verwendeten Magnetfelder im Bereich $B = 5$ G nur in den höchsten Energien Korrekturen ergeben. Im optischen Spektrum liegen sie oberhalb von 10^{31} Hz, wo eine Detektion der Strahlung auf Grund der Absorption am EBL nicht möglich ist. Eine Relevanz bestünde in diesem Parameterbereich nur für die Detektion von hochenergetischen Neutrinos. Blazare kommen jedoch als Punktquellen für Neutrinos in absehbarer Zeit nicht in Frage. Für Quellen mit deutlich höheren Magnetfeldern könnte der zu erwartende Neutrinofluss jedoch stark von der Myonenkühlung beeinflusst sein. In einem solchen Fall sollte eine quantitative Analyse den Kühlprozess vollständig berücksichtigen.

5.2 Ausblick

Zunächst soll die mögliche technische Weiterentwicklung des Modells betrachtet werden. Wie bereits im vorherigen Abschnitt begründet wurde, ist eine der größten konzeptionellen Schwierigkeiten die Beschreibung der Teilchenbeschleunigung an relativistischen Schocks. Eine erste Notwendigkeit wäre die Implementierung der vollständigen Winkelabhängigkeit. Damit wäre eine genauere Modellierung der Pitchwinkelstreuung möglich. Die Richtungsänderung des Magnetfelds auf Grund der Lorentztransformation beim Übergang zwischen Up- und Downstream eines relativistischen Schocks könnte somit ebenfalls berücksichtigt werden. Neben dem Teilchentransport und der Teilchenbeschleunigung sollten dann auch die Emissionsprozesse und der Strahlungstransport winkelaufgelöst behandelt werden. Insbesondere bei der inversen Compton-Streuung eines externen Strahlungsfelds sind nach Hutter & Spanier (2011) Korrekturen zu erwarten. Eine solche Implementierung würde mit den gegenwärtigen numerischen Ressourcen jedoch nur die Modellierung eines sehr kleinen Raumgebiets erlauben (Jamil & Böttcher 2012).

Eine der wichtigsten a priori Annahmen im vorliegenden Modell ist die Form des Raumgebiets, in dem die hochenergetischen Teilchen gebunden sind. Sie wird durch die Funktion $R(z)$ beschrieben, die im Modell explizit gesetzt wird. Um allgemeingültige Aussagen treffen zu können, ist es erstrebenswert, die Form der Kurve unvoreingenommen zu bestimmen. Dies wäre technisch durch einen Monte-Carlo-Ansatz umsetzbar, bei der die Form der Kurve so lange frei variiert wird, bis eine optimale Beschreibung der Messdaten vorliegt. Da nach jeder Variation zunächst der Gleichgewichtszustand erreicht werden muss, liegt ein solches Vorgehen zur Zeit nicht im Rahmen der numerischen Ressourcen.

Ein weites Anwendungsfeld des präsentierten Modells findet sich in der systematischen Modellierung der Radiostruktur von radiolauten AGNs. Dabei wäre von vorrangigem Interesse, in wie weit die Größen der Radiokomponenten und ihre Kernverschiebungen durch das Modell parametrisiert werden können. Dabei könnte sich zwischen den Klassen von Quellen eine Systematik der Parameter, etwa der injizierten Teilchendichte, ergeben. Stimmt diese Systematik mit bisherigen Erkenntnissen (siehe z. B. Abbildung 2.6) überein, so wäre es möglich, Aussagen über andere Modellannahmen wie die Position der Beschleunigungszone zu treffen. Unser Bild der Relation zwischen den aus SSC- bzw. Radiountersuchungen gewonnenen Dopplerfaktoren könnte ebenfalls bereichert werden. Gelingt es zudem Variabilitätsmuster von eng gemessenen Lichtkurven mit der zeitlichen Variation der Radiostruktur zu verknüpfen, wäre eine Bestimmung der Position

der Beschleunigungszone möglich.

Eine ebenfalls numerisch sehr kostspielige Fragestellung ist jene nach der Emissionsmorphologie von Hybridsimulationen. Bereits auf Grund der gegenüber Elektronen deutlich unterschiedlichen Zeitskalen der Synchrotronkühlung sowie der Massenabhängigkeit der SSA wird sich hier ein anderes Bild ergeben. Hinzu kommt die in Abschnitt 2.5.3 diskutierte Problematik der Beschleunigungszeitskala und ihrer Massenabhängigkeit. Wie bereits durch Weidinger (2011) gezeigt wurde, werden in Abhängigkeit der Verhältnisse der Zeitskalen charakteristische Lichtkurven produziert. Diese wären jedoch nur schwer gegen eine stochastische Abfolge von Flares und Orphanflares abzugrenzen. Eine Korrelation zwischen den durch Elektronenemission dominierten Hochenergielichtkurven und der Radiostruktur würde helfen, zwischen den verschiedenen Szenarien zu diskriminieren.

Abschließend soll diskutiert werden, in wie weit die Ergebnisse dieser Arbeit auf die Wahl von Beobachtungsstrategien übertragen werden können. Trotz der zunehmenden Zahl von koordinierten Beobachtungen in mehreren Wellenlängen bleiben weiterhin zahlreiche Lücken, speziell in der zeitlichen Auflösung der vorhandenen Daten. Dies wurde zum Beispiel in der Untersuchung des Orphanflares in Abschnitt 4.1 deutlich. Die vorhandenen Lücken ergeben sich hauptsächlich aus der Schwierigkeit, bei einer Vielzahl von Teleskopen Beobachtungszeit zu beantragen und sich jeweils gegen andere Projekte durchzusetzen. Hinzu kommt die zeitliche Koordinierung. In manchen Energiebereichen kommt bei der Untersuchung von sehr kurzen Zeitskalen die Sensitivität als limitierender Faktor hinzu. So ist es z. B. nicht möglich, mit dem *Fermi*-Satelliten — die einzige Informationsquelle im unteren GeV-Bereich — eine Lichtkurve mit einer zeitlichen Auflösung von wenigen Minuten zu erhalten. Darüber hinaus basieren Beobachtungsanträge häufig darauf, dass in einem anderen Energiebereich ein Teleskop eine signifikante Flussänderung detektiert hat (*engl. target of opportunity, ToO*). Der Zustand der Quelle oder etwaige Ausbrüche vor diesem Zeitpunkt bleiben verborgen.

Demgegenüber stehen eine Vielzahl von leptonischen und hybriden Modellen. In ihrer Gesamtheit sind sie in der Lage, eine große Menge von Beobachtungen zu modellieren. Zudem gibt es die Möglichkeit, verschiedene Abfolgen von Variabilität in den verschiedenen Bändern zu postulieren. Dies beinhaltet Orphanflares in beiden Flussmaxima der SED sowie Variabilitätsverzüge, sowohl in Richtung zu höheren, als auch niedrigeren Energien. Beobachtungen in einem ToO machen demnach immer eine implizite Modellannahme. Um eine starke Aussage über ein Modell zu treffen, ist letztlich eine unvoreingenommene Beobachtung einer Quelle erstrebenswert. Dabei sollten die beteiligten Instrumente möglichst dichte und simultane Beobachtungsfenster haben, so dass die zeitliche Evolution der gesamten SED möglichst gut nachvollziehbar ist. Eine sol-

che Beobachtung würde zudem einen belastbaren quantitativen Test der Korrelationen zwischen den Hochenergieemissionen und dem Radioregime ermöglichen.

Anhang

A Transformation der Teilchenverteilung in das Schocksystem

Im Folgenden soll eine Kugel mit Radius 1 im Impulsraum betrachtet werden. Sie soll durch eine Ebene, deren Normale in p_z -Richtung zeigt, in zwei Hälften geteilt werden. Die Position der Ebene sei bei $p_z = V_P$ ($m = 1, c = 1$). Gesucht ist das Verhältnis zwischen den beiden Teilen.

Die Volumendifferenz ΔV lässt sich in Zylinderkoordinaten durch das Integral

$$\begin{aligned}\Delta V &= \int_0^{V_P} dz \int_0^{\cos \theta} dr r \int_0^{2\pi} d\phi \\ &= \int_0^{V_P} dz \int_0^{\sqrt{1-z^2}} dr r \int_0^{2\pi} d\phi \\ &= 2\pi \int_0^{V_P} dz \frac{1}{2} (1 - z^2) \\ &= \pi \left(V_P - \frac{1}{3} V_P^3 \right)\end{aligned}\tag{A.1}$$

ausdrücken. Das Verhältnis der beiden Volumina kann nun mit Hilfe des Kugelhalbvolumens $V_{1/2}$ berechnet werden:

$$\frac{W^-}{W^+} \stackrel{!}{=} \frac{V_{1/2} + \Delta V}{V_{1/2} - \Delta V} = \frac{\frac{2}{3} + \left(V_P - \frac{1}{3} V_P^3 \right)}{\frac{2}{3} - \left(V_P - \frac{1}{3} V_P^3 \right)}\tag{A.2}$$

B Effekt einer Jetmorphologie in Form eines Potenzgesetzes

Die Beschreibung eines Jets durch Blandford & Königl (1979) erfolgt mit Hilfe verschiedener Abhängigkeiten zwischen den Parametern. Insbesondere die Änderung des Radius entlang der Jetachse wird mit einem Potenzgesetz

$$R(z) = R_0 \left(1 + \frac{z - z_0}{R_0} \right)^\alpha \quad (\text{B.1})$$

beschrieben. Der Parameter α wird im Folgenden aus dem Modell aus der Arbeit von Steinbring (2013) bestimmt. Variiert nun die Abhängigkeit des Magnetfelds B vom Radius R . Dazu wird die Funktion

$$B(R) = B_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^b \quad (\text{B.2})$$

mit dem Parameter b verwendet. Die für alle in diesem Abschnitt betrachteten Simulationen konstanten Parameter sind in Tabelle B.1 zusammengefasst.

sim	z_{\max} (cm)	α	R (cm)	B (G)	Q_0 (s^{-1})	γ_{inj}	δ	r	V_P (c)	t_{iso} (s)
pl	$4 \cdot 10^{17}$	0,48	10^{15}	0,075	$2 \cdot 10^{43}$	10	30	4	0,2	2500

Tabelle B.1: Übersicht der Parameter zu den Simulationen *pl*. Die zugehörigen SEDs sind in Abbildung B.1 zu sehen.

Die resultierenden SEDs sind in Abbildung B.1 dargestellt. Im Vergleich zur Simulation *log 2c* wird unabhängig von b ein zu steiles Radiospektrum erzeugt. Hinzu kommt, dass ein schwächer abfallendes Magnetfeld, wie es im Modell von Steinbring (2013) favorisiert wird, zu einer deutlichen Verformung des Synchrotronspektrums führt, die nicht mit den Messdaten in Einklang gebracht werden kann.

Obwohl sich, wie in Abbildung B.2 zu erkennen ist, die Struktur eines Radiokerns in der Emissionsmorphologie bildet, fallen die Flüsse bereits auf vergleichsweise kleinen Skalen ab. Dies ist auf die zu starke Expansion des Emissionsgebiets ab einer Entfernung

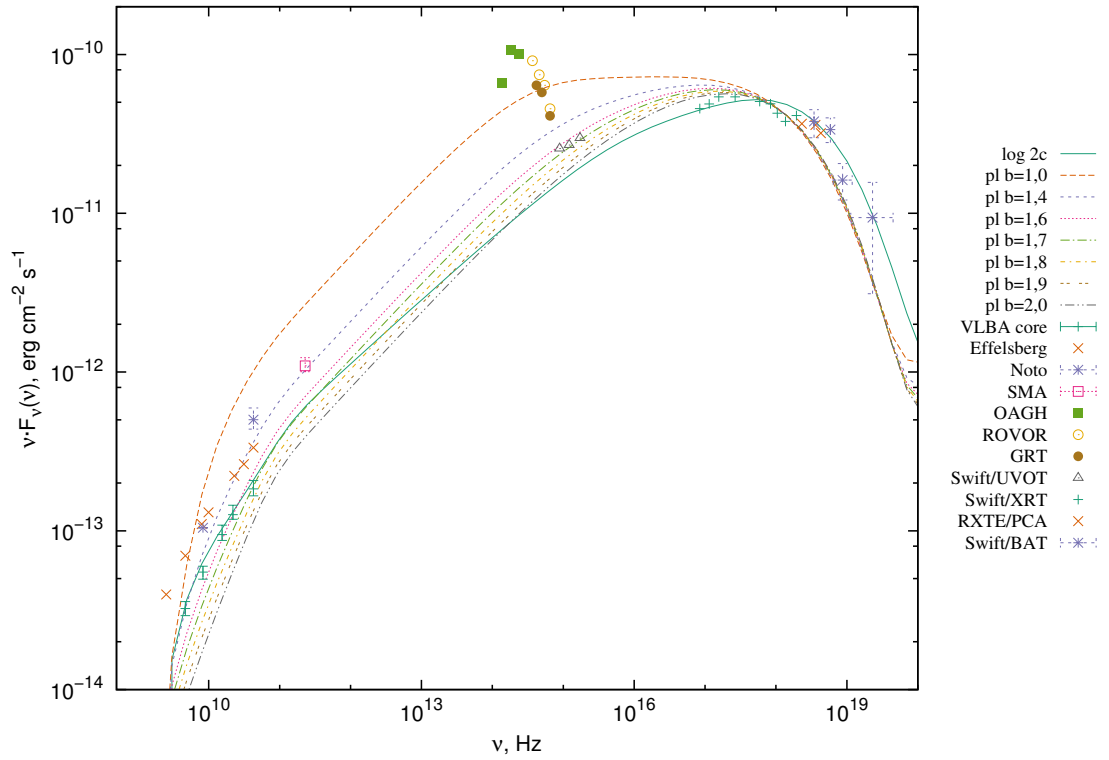


Abbildung B.1: Dargestellt sind die SEDs für großskalige Simulationen unter Verwendung einer Morphologie, wie sie durch Gleichung (B.1) beschrieben wird. Die zugehörigen Parameter finden sich in Tabelle B.1.

von $\sim 10^{17}$ cm zurückzuführen. Für keinen der Werte von b im physikalisch motivierten Bereich $[1; 2]$ ist daher eine Beschreibung der notwendigen Morphologie mit Hilfe eines Potenzgesetzes möglich.

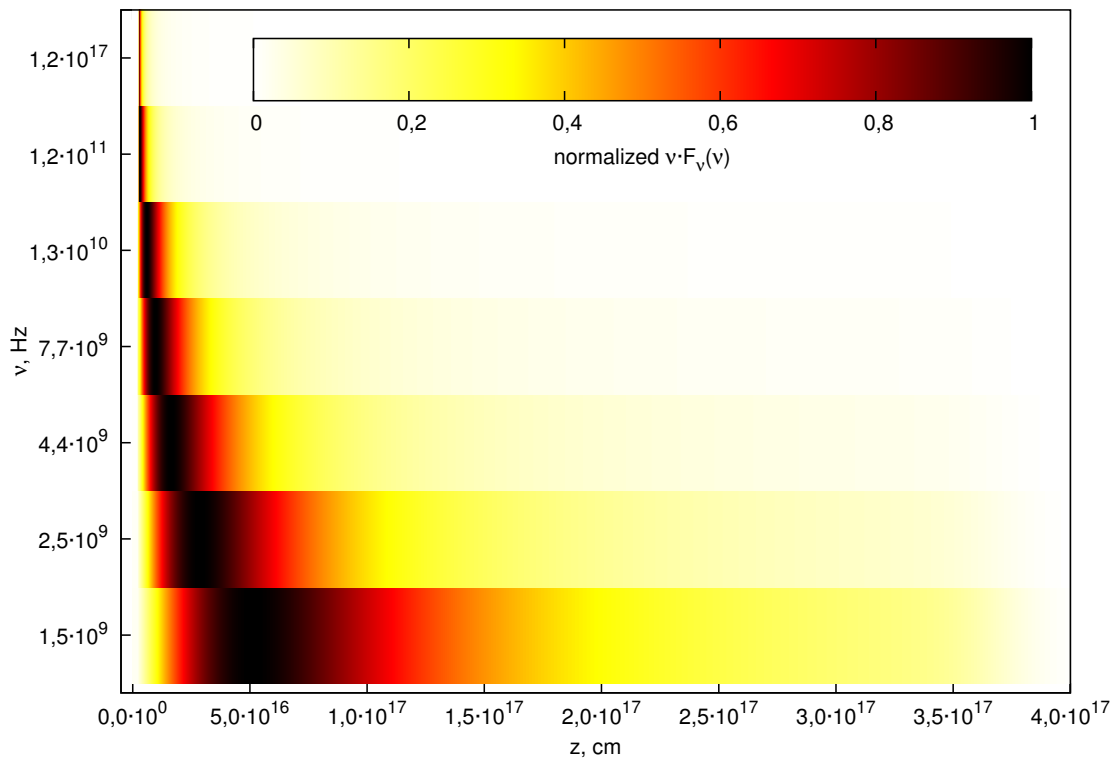


Abbildung B.2: Radiomorphologie der Simulation pl mit einer Abhängigkeit des Magnetfelds vom Radius mit dem Exponenten $b = 2$.

Literaturverzeichnis

Aartsen et al. 2013

AARTSEN, M. G. ; ABBASI, R. ; ABDU, Y. ; others: Evidence for high-energy extraterrestrial neutrinos at the IceCube detector. In: *Science (New York, N.Y.)* 342 (2013), November, Nr. 6161, 1242856. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1242856>. – DOI 10.1126/science.1242856. – ISSN 1095–9203

Abdo et al. 2011a

ABDO, A. A. ; ACKERMANN, M. ; AJELLO, M. ; others: Insights into the High-energy $\{\gamma\}$ -ray Emission of Markarian 501 from Extensive Multifrequency Observations in the Fermi Era. In: *The Astrophysical Journal* 727 (2011), Februar, Nr. 2, 129. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/727/2/129>. – DOI 10.1088/0004-637X/727/2/129. – ISSN 0004–637X

Abdo et al. 2011b

ABDO, A. A. ; ACKERMANN, M. ; AJELLO, M. ; others: FERMI Large Area Telescope observations of Markarian 421: The missing piece of tis spectral energy distribution. In: *The Astrophysical Journal* 736 (2011), August, Nr. 2, 131. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/736/2/131>. – DOI 10.1088/0004-637X/736/2/131. – ISSN 0004–637X

Abraham et al. 2008a

ABRAHAM, J. ; ABREU, P. ; AGLIETTA, M. ; others: Observation of the Suppression of the Flux of Cosmic Rays above 4×10^{19} eV. In: *Physical Review Letters* 101 (2008), August, Nr. 6, 061101. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.061101>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.101.061101. – ISSN 0031–9007

Abraham et al. 2008b

ABRAHAM, J. ; ABREU, P. ; AGLIETTA, M. ; others: Correlation of the highest-energy cosmic rays with the positions of nearby active galactic nuclei. In: *Astroparticle Physics* 29 (2008), April, Nr. 3, 188–204. <http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2008.01.002>. – DOI 10.1016/j.astropartphys.2008.01.002. – ISSN 09276505

Acharya et al. 2013

ACHARYA, B.S. ; ACTIS, M. ; AGHAJANI, T. ; others: Introducing the CTA concept. In: *Astroparticle Physics* 43 (2013), März, 3–18. <http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2013.01.007>. – DOI 10.1016/j.astropartphys.2013.01.007. – ISSN 09276505

Agudo et al. 2011

AGUDO, Iván ; JORSTAD, Svetlana G. ; MARSCHER, Alan P. ; others: Location of γ -ray flare emission in the jet of the BL Lacertae object OJ287 more than 14 pc from the central engine. In: *The Astrophysical Journal* 726 (2011), Januar, Nr. 1, L13. <http://dx.doi.org/10.1088/2041-8205/726/1/L13>. – DOI 10.1088/2041-8205/726/1/L13. – ISBN doi:10.1088/2041-8205/726/1/L13

Aharonian et al. 2007

AHARONIAN, F. ; AKHPERJANIAN, A. G. ; BAZER-BACHI, A. R. ; others: An Exceptional Very High Energy Gamma-Ray Flare of PKS 2155-304. In: *The Astrophysical Journal* 664 (2007), August, Nr. 2, L71–L74. <http://dx.doi.org/10.1086/520635>. – DOI 10.1086/520635. – ISSN 0004-637X

Aharonian et al. 1983

AHARONIAN, F. A. ; ATOIAN, A. M. ; NAGAPETIAN, A. M.: Photoproduction of electron-positron pairs in compact X-ray sources. In: *Astrofizika* 19 (1983), 323–334. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1983Afz....19..323A>

Alef 2004

ALEF, W.: A Review of VLBI Instrumentation. (2004), Dezember, 8. <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0412294>

Aleksić et al. 2014

ALEKSIĆ, J. ; ANTONELLI, L. A. ; ANTORANZ, P. ; others: Rapid and multiband variability of the TeV bright active nucleus of the galaxy IC 310. In: *Astronomy & Astrophysics* 563 (2014), März, A91. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201321938>. – DOI 10.1051/0004-6361/201321938. – ISSN 0004-6361

Alfvén 1943

ALFVÉN, H.: On the Existence of Electromagnetic-Hydrodynamic Waves. In: *Arkiv f. Mat.* 29 (1943), 1–7. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1943ArA....29Q...1A>

de Almeida et al. 2011

ALMEIDA, Ulisses B. ; PANEQUE, David ; NOWAK, Nina ; others: Multifrequency

Variability and Correlations from Extensive Observing Campaigns of Mkn 421 and Mkn 501 in 2009. In: *International Cosmic Ray Conference 8* (2011), September, 78. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2011ICRC....8...78B>

Amaro-Seoane et al. 2012

AMARO-SEOANE, Pau ; AOUDIA, Sofiane ; BABAK, Stanislav ; others: eLISA: Astrophysics and cosmology in the millihertz regime. In: *GW Notes, Vol. 6, p. 4-110* 6 (2012), Januar, 4–110. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2013GWN....6....4A>

Antonucci & Ulvestad 1985

ANTONUCCI, R. R. J. ; ULVESTAD, J. S.: Extended radio emission and the nature of blazars. In: *The Astrophysical Journal* 294 (1985), Juli, 158. <http://dx.doi.org/10.1086/163284>. – DOI 10.1086/163284. – ISSN 0004–637X

Baring et al. 2013

BARING, Matthew G. ; BOETTCHE, Markus ; SUMMERLIN, Errol J.: Multiwavelength Probes of the Environs of Relativistic Shocks in Blazar Jets. In: *eprint arXiv:1312.3458* (2013). <http://adsabs.harvard.edu/abs/2013arXiv1312.3458B>

Barkov et al. 2012

BARKOV, M. V. ; AHARONIAN, F. A. ; BOGOVALOV, S. V. ; KELNER, S. R. ; KHANGULYAN, D.: Rapid TeV variability in Blazars as a result of jet-star interaction. In: *The Astrophysical Journal* 749 (2012), April, Nr. 2, 119. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/749/2/119>. – DOI 10.1088/0004-637X/749/2/119. – ISSN 0004–637X

Bartel et al. 1986

BARTEL, N. ; HERRING, T. A. ; RATNER, M. I. ; SHAPIRO, I. I. ; COREY, B. E.: VLBI limits on the proper motion of the ‘core’ of the superluminal quasar 3C345. In: *Nature* 319 (1986), Februar, Nr. 6056, 733–738. <http://dx.doi.org/10.1038/319733a0>. – DOI 10.1038/319733a0. – ISSN 0028–0836

Beck 2009

BECK, R.: Galactic and extragalactic magnetic fields – a concise review. In: *Astrophysics and Space Sciences Transactions* 5 (2009), Oktober, Nr. 1, 43–47. <http://dx.doi.org/10.5194/astra-5-43-2009>. – DOI 10.5194/astra-5-43-2009. – ISSN 1810–6536

Begelman et al. 1984

BEGELMAN, Mitchell ; BLANDFORD, Roger ; REES, Martin: Theory of extragalactic

radio sources. In: *Reviews of Modern Physics* 56 (1984), April, Nr. 2, 255–351. <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.56.255>. – DOI 10.1103/RevModPhys.56.255. – ISSN 0034–6861

Begelman & Kirk 1990

BEGELMAN, Mitchell C. ; KIRK, John G.: Shock-drift particle acceleration in superluminal shocks - A model for hot spots in extragalactic radio sources. In: *The Astrophysical Journal* 353 (1990), April, 66. <http://dx.doi.org/10.1086/168590>. – DOI 10.1086/168590. – ISSN 0004–637X

Blandford & Königl 1979

BLANDFORD, R. D. ; KÖNIGL, A.: Relativistic jets as compact radio sources. In: *The Astrophysical Journal* 232 (1979), August, 34. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1979ApJ...232...34B>. – ISSN 0004–637X

Blandford & Payne 1982

BLANDFORD, R. D. ; PAYNE, D. G.: Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 199 (1982), 883–903. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1982MNRAS.199..883B>

Blandford & Znajek 1977

BLANDFORD, R. D. ; ZNAJEK, R. L.: Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 179 (1977), 433–456. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1977MNRAS.179..433B>

Blumenthal & Gould 1970

BLUMENTHAL, George R. ; GOULD, Robert J.: Bremsstrahlung, synchrotron radiation, and Compton scattering of high-energy electrons traversing dilute gases. In: *Reviews of Modern Physics* (1970). http://rmp.aps.org/abstract/RMP/v42/i2/p237_1

Böttcher & Reimer 2004

BÖTTCHER, M. ; REIMER, A.: Modeling the Multiwavelength Spectra and Variability of BL Lacertae in 2000. In: *The Astrophysical Journal* 609 (2004), Juli, Nr. 2, 576–588. <http://dx.doi.org/10.1086/421320>. – DOI 10.1086/421320. – ISSN 0004–637X

Brown et al. 1983

BROWN, J. C. ; CRAIG, I. J. D. ; MELROSE, D. B.: Inversion of synchrotron spectra.

In: *Astrophysics and Space Science* 92 (1983), Nr. 1, 105–112. <http://dx.doi.org/10.1007/BF00653590>. – DOI 10.1007/BF00653590. – ISSN 0004–640X

Burkart et al. 2010

BURKART, Thomas ; ELBRACHT, Oliver ; GANSE, Urs ; SPANIER, Felix: The influence of the mass ratio on the acceleration of particles by filamentation instabilities. In: *The Astrophysical Journal* 720 (2010), September, Nr. 2, 1318–1324. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/720/2/1318>. – DOI 10.1088/0004-637X/720/2/1318. – ISSN 0004-637X

Burns & Price 1983

BURNS, Jack O. ; PRICE, R. M.: Centaurus A: the Nearest Active Galaxy. In: *Scientific American* 249 (1983), November, Nr. 5, 56–66. <http://dx.doi.org/10.1038/scientificamerican1183-56>. – DOI 10.1038/scientificamerican1183-56. – ISSN 0036-8733

Camenzind 2007

CAMENZIND, Max: *Compact objects in astrophysics : white dwarfs, neutron stars and black holes*. Springer-Verlag Berlin, 2007. – ISBN 3540257705

Castellina & Donato 2011

CASTELLINA, Antonella ; DONATO, Fiorenza: Astrophysics of Galactic charged cosmic rays. (2011), Oktober. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2011arXiv1110.2981C>

Celotti et al. 1991

CELOTTI, A. ; MARASCHI, L. ; TREVES, A.: A model for the spectral variability of BL Lacertae objects at high frequencies. In: *The Astrophysical Journal* 377 (1991), August, 403. <http://dx.doi.org/10.1086/170370>. – DOI 10.1086/170370. – ISSN 0004-637X

Chang et al. 2008

CHANG, Philip ; SPITKOVSKY, Anatoly ; ARONS, Jonathan: Long-Term Evolution of Magnetic Turbulence in Relativistic Collisionless Shocks: Electron-Positron Plasmas. In: *The Astrophysical Journal* 674 (2008), Februar, Nr. 1, 378–387. <http://dx.doi.org/10.1086/524764>. – DOI 10.1086/524764. – ISSN 0004-637X

Chen et al. 2011

CHEN, Xuhui ; FOSSATI, Giovanni ; LIANG, Edison P. ; BÖTTCHER, Markus: Time-dependent simulations of multiwavelength variability of the blazar Mrk 421 with

a Monte Carlo multizone code. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 416 (2011), September, Nr. 3, 2368–2387. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.19215.x>. – DOI 10.1111/j.1365-2966.2011.19215.x. – ISSN 00358711

Ciprini et al. 2004

CIPRINI, Stefano ; TOSTI, Gino ; TERÄSRANTA, Harri ; ALLER, Hugh D.: Radio-optical flux behaviour and spectral energy distribution of the intermediate blazar GC 0109+224. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 348 (2004), März, Nr. 4, 1379–1387. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.07467.x>. – DOI 10.1111/j.1365-2966.2004.07467.x. – ISSN 00358711

Coppi & Blandford 1990

COPPI, P. S. ; BLANDFORD, R. D.: Reaction rates and energy distributions for elementary processes in relativistic pair plasmas. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 245 (1990), 453–507. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1990MNRAS.245..453C>

Courant et al. 1928

COURANT, R. ; FRIEDRICHS, K. ; LEWY, H.: Über die partiellen Differenzengleichungen der mathematischen Physik. In: *Mathematische Annalen* 100 (1928), Dezember, Nr. 1, 32–74. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01448839>. – DOI 10.1007/BF01448839. – ISSN 0025-5831

Dempsey & Duffy 2007

DEMPSEY, Paul ; DUFFY, Peter: Particle acceleration at multiple internal relativistic shocks. In: *Astrophysics and Space Science* 309 (2007), April, Nr. 1-4, 167–171. <http://dx.doi.org/10.1007/s10509-007-9419-6>. – DOI 10.1007/s10509-007-9419-6. – ISSN 0004-640X

Dwek & Krennrich 2013

DWEK, Eli ; KRENNRICH, Frank: The extragalactic background light and the gamma-ray opacity of the universe. In: *Astroparticle Physics* 43 (2013), März, 112–133. <http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2012.09.003>. – DOI 10.1016/j.astropartphys.2012.09.003. – ISBN doi:10.1016/j.astropartphys.2012.09.003

Edwards & Piner 2002

EDWARDS, P. G. ; PINER, B. G.: The Subluminal Parsec-Scale Jet of Markarian

501. In: *The Astrophysical Journal* 579 (2002), November, Nr. 2, L67–L70. <http://dx.doi.org/10.1086/345290>. – DOI 10.1086/345290. – ISSN 0004637X

Egedal et al. 2012

EGEDAL, J. ; DAUGHTON, W. ; LE, A.: Large-scale electron acceleration by parallel electric fields during magnetic reconnection. In: *Nature Physics* 8 (2012), Februar, Nr. 4, 321–324. <http://dx.doi.org/10.1038/nphys2249>. – DOI 10.1038/nphys2249. – ISSN 1745–2473

Einstein 1905

EINSTEIN, A.: Zur Elektrodynamik bewegter Körper. In: *Annalen der Physik* 322 (1905), Nr. 10, 891–921. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.19053221004>. – DOI 10.1002/andp.19053221004. – ISSN 00033804

Einstein 1916

EINSTEIN, A.: Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie. In: *Annalen der Physik* 354 (1916), Nr. 7, 769–822. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.19163540702>. – DOI 10.1002/andp.19163540702. – ISSN 00033804

Fanaroff & Riley 1974

FANAROFF, B. L. ; RILEY, J. M.: The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 167 (1974). <http://adsabs.harvard.edu/abs/1974MNRAS.167P..31F>

Fermi 1949

FERMI, Enrico: On the Origin of the Cosmic Radiation. In: *Physical Review* 75 (1949), April, Nr. 8, 1169–1174. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.75.1169>. – DOI 10.1103/PhysRev.75.1169. – ISSN 0031–899X

Fossati et al. 1998

FOSSATI, G. ; MARASCHI, L. ; CELOTTI, A. ; COMASTRI, A. ; GHISELLINI, G.: A unifying view of the spectral energy distributions of blazars. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 299 (1998), September, Nr. 2, 433–448. <http://dx.doi.org/10.1046/j.1365-8711.1998.01828.x>. – DOI 10.1046/j.1365-8711.1998.01828.x. – ISSN 0035–8711

Gamow 1950

GAMOW, George: *Mr. Tompkins in Wonderland - Or, Stories of C, G, and H.*. Cork : CUP Archive, 1950

Gary & Madland 1985

GARY, S. P. ; MADLAND, Christian D.: Electromagnetic electron temperature anisotropy instabilities. In: *Journal of Geophysical Research* 90 (1985), Nr. A8, 7607. <http://dx.doi.org/10.1029/JA090iA08p07607>. – DOI 10.1029/JA090iA08p07607. – ISSN 0148–0227

Gaudi et al. 2008

GAUDI, B. S. ; PATTERSON, Joseph ; SPIEGEL, David S. ; others: Discovery of a Very Bright, Nearby Gravitational Microlensing Event. In: *The Astrophysical Journal* 677 (2008), April, Nr. 2, 1268–1277. <http://dx.doi.org/10.1086/529482>. – DOI 10.1086/529482. – ISSN 0004–637X

Georganopoulos & Kazanas 2003

GEORGANOPOULOS, Markos ; KAZANAS, Demosthenes: Decelerating Flows in TeV Blazars: A Resolution to the BL Lacertae-FR I Unification Problem. In: *The Astrophysical Journal* 594 (2003), September, Nr. 1, L27–L30. <http://dx.doi.org/10.1086/378557>. – DOI 10.1086/378557. – ISSN 0004–637X

Ghisellini et al. 2009

GHISELLINI, G. ; TAVECCHIO, F. ; BODO, G. ; CELOTTI, A.: TeV variability in blazars: how fast can it be? In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters* 393 (2009), Februar, Nr. 1, L16–L20. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1745-3933.2008.00589.x>. – DOI 10.1111/j.1745-3933.2008.00589.x. – ISSN 17453925

Ghisellini et al. 2005

GHISELLINI, G. ; TAVECCHIO, F. ; CHIABERGE, M.: Structured jets in TeV BL Lac objects and radiogalaxies. In: *Astronomy and Astrophysics* 432 (2005), März, Nr. 2, 401–410. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20041404>. – DOI 10.1051/0004-6361:20041404. – ISSN 0004–6361

Gillessen et al. 2009

GILLESSEN, S. ; EISENHAEUER, F. ; TRIPPE, S. ; others: Monitoring stellar orbits around the massive black hole in the galactic center. In: *The Astrophysical Journal* 692 (2009), Februar, Nr. 2, 1075–1109. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/692/2/1075>. – DOI 10.1088/0004-637X/692/2/1075. – ISSN 0004–637X

Ginzburg & Syrovatskii 1965

GINZBURG, V. L. ; SYROVATSKII, S. I.: Cosmic Magnetobremstrahlung (Synchro-

tron Radiation). In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 3 (1965), September, Nr. 1, 297–350. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.aa.03.090165.001501>. – DOI 10.1146/annurev.aa.03.090165.001501. – ISSN 0066–4146

Giommi et al. 2012

GIOMMI, P. ; PADOVANI, P. ; POLENTA, G. ; others: A simplified view of blazars: clearing the fog around long-standing selection effects. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 420 (2012), März, Nr. 4, 2899–2911. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.20044.x>. – DOI 10.1111/j.1365-2966.2011.20044.x. – ISSN 00358711

Greisen 1966

GREISEN, Kenneth: End to the Cosmic-Ray Spectrum? In: *Physical Review Letters* 16 (1966), April, Nr. 17, 748–750. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.16.748>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.16.748. – ISSN 0031–9007

Gurzadian & Ozernoi 1980

GURZADIAN, V. G. ; OZERNOI, L. M.: Accretion and radiation spectrum of the gas debris of a star disrupted by the tidal forces of a massive black hole. In: *Astronomy and Astrophysics* 86 (1980), 315–320. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1980A&A...86..315G>

Hayashida & Madejski 2011

HAYASHIDA, Masaaki ; MADEJSKI, Greg: The picture of relativistic jet from Fermi-LAT and multi-band observations of blazar 3C 279. In: *Proceedings of the International Astronomical Union* 6 (2011), Februar, Nr. S275, 155–159. <http://dx.doi.org/10.1017/S1743921310015851>. – DOI 10.1017/S1743921310015851. – ISSN 1743–9213

Hess 1912

HESS, V. F.: Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten. In: *Physikalische Zeitschrift* 13 (1912), p. 1084–1091

Hey et al. 1946

HEY, J. S. ; PHILLIPS, J. W. ; PARSONS, S. J.: Cosmic Radiations at 5 Metres Wave-length. In: *Nature* 157 (1946), März, Nr. 3984, 296–297. <http://dx.doi.org/10.1038/157296c0>. – DOI 10.1038/157296c0. – ISSN 0028–0836

Hörandel 2004

HÖRANDEL, Jörg R.: Models of the knee in the energy spectrum of cosmic rays.

In: *Astroparticle Physics* 21 (2004), Juni, Nr. 3, 241–265. <http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2004.01.004>. – DOI 10.1016/j.astropartphys.2004.01.004. – ISSN 09276505

Huba 2006

HUBA, J. D.: *NRL Plasma Formulary*. Naval Research Laboratory, 2006

Hubble 1926

HUBBLE, E. P.: Extragalactic nebulae. In: *The Astrophysical Journal* 64 (1926), Dezember, 321. <http://dx.doi.org/10.1086/143018>. – DOI 10.1086/143018. – ISSN 0004–637X

Hümmer et al. 2010

HÜMMER, S. ; RÜGER, M. ; SPANIER, F. ; WINTER, W.: Simplified Models for Photohadronic Interactions in Cosmic Accelerators. In: *The Astrophysical Journal* 721 (2010), September, Nr. 1232, 630–652. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/721/1/630>. – DOI 10.1088/0004-637X/721/1/630

Hutter & Spanier 2011

HUTTER, Anne ; SPANIER, Felix: The beaming of external Compton emission. In: *Advances in Space Research* 48 (2011), Oktober, Nr. 8, 1415–1420. <http://dx.doi.org/10.1016/j.asr.2011.06.033>. – DOI 10.1016/j.asr.2011.06.033. – ISSN 02731177

IceCube Collaboration 2014

ICECUBE COLLABORATION: *Measurement of the high-energy cosmic ray spectrum with IceTop*. <http://icecube.wisc.edu/news/view/141>. Version: Mai 2014

IceCube Collaboration et al. 2013

ICECUBE COLLABORATION ; AARTSEN, M. G. ; ABBASI, R. ; others: Probing the origin of cosmic-rays with extremely high energy neutrinos using the IceCube Observatory. (2013), Oktober, 15. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2013arXiv1310.5477I>

Ivascenko & Spanier 2011

IVASCENKO, A. ; SPANIER, F.: Semi-analytical model of cosmic ray electron transport. In: *Astrophysics and Space Sciences Transactions* 7 (2011), Juli, Nr. 3, 265–269. <http://dx.doi.org/10.5194/astra-7-265-2011>. – DOI 10.5194/astra-7-265-2011. – ISSN 1810–6536

Jamil & Böttcher 2012

JAMIL, Omar ; BÖTTCHER, Markus: An Angle Dependent SSC Model for Relativistic Jet Sources. (2012), September, 10. <http://arxiv.org/abs/1209.2711>

Jauch & Rohrlich 1959

JAUCH, J. M. ; ROHRLICH, F.: *The Theory of Photons and Electrons*. Addison-Wesley, Massachusetts, 1959

Jorstad et al. 2009

JORSTAD, S. ; MARSCHER, A. ; D'ARCANGELO, F. ; HARRISON, B.: Connection between Gamma-Ray Variations and Disturbances in the Jets of Blazars. (2009), Dezember, 6. <http://arxiv.org/abs/0912.5230>

Jorstad et al. 2001

JORSTAD, Svetlana G. ; MARSCHER, Alan P. ; MATTOX, John R. ; others: Multiepoch Very Long Baseline Array Observations of EGRET-detected Quasars and BL Lacertae Objects: Superluminal Motion of Gamma-Ray Bright Blazars. In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 134 (2001), Juni, Nr. 2, 181–240. <http://dx.doi.org/10.1086/320858>. – DOI 10.1086/320858. – ISSN 0067–0049

Joshi & Böttcher 2011

JOSHI, M. ; BÖTTCHER, M.: Time-dependent radiation transfer in the internal shock model scenario for Blazar jets. In: *The Astrophysical Journal* 727 (2011), Januar, Nr. 1, 21. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/727/1/21>. – DOI 10.1088/0004-637X/727/1/21. – ISSN 0004–637X

Junor et al. 1999

JUNOR, William ; BIRETTA, John A. ; LIVIO, Mario: Formation of the radio jet in M87 at 100 Schwarzschild radii from the central black hole. In: *Nature* 401 (1999), Nr. 6756, 891–892. <http://dx.doi.org/10.1038/44780>. – DOI 10.1038/44780

Kadler et al. 2008

KADLER, M. ; ROS, E. ; PERUCHO, M. ; others: The Trails of Superluminal Jet Components in 3C 111. In: *The Astrophysical Journal* 680 (2008), Juni, Nr. 2, 867–884. <http://dx.doi.org/10.1086/529539>. – DOI 10.1086/529539. – ISSN 0004–637X

Kadler et al. 2007

KADLER, Matthias ; OJHA, R. ; TINGAY, S. ; LOVELL, J. ; TANAMI COLLABORATION: The TANAMI Program: Southern-Hemisphere VLBI Monitoring of

Relativistic Jets in Active Galaxies. In: *American Astronomical Society* 39 (2007).
<http://adsabs.harvard.edu/abs/2007AAS...211.0413K>

Kellermann & Moran 2001

KELLERMANN, K. I. ; MORAN, J. M.: The Development of High-Resolution Imaging in Radio Astronomy. In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 39 (2001), September, Nr. 1, 457–509. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.astro.39.1.457>. – DOI 10.1146/annurev.astro.39.1.457. – ISSN 0066–4146

Kelner & Aharonian 2008

KELNER, S. ; AHARONIAN, F.: Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at interactions of relativistic protons with low energy radiation. In: *Physical Review D* 78 (2008), August, Nr. 3, 034013. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.78.034013>. – DOI 10.1103/PhysRevD.78.034013. – ISSN 1550–7998

Kerr 1963

KERR, Roy: Gravitational Field of a Spinning Mass as an Example of Algebraically Special Metrics. In: *Physical Review Letters* 11 (1963), September, Nr. 5, 237–238. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.11.237>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.11.237. – ISSN 0031–9007

Khachikian & Weedman 1971

KHACHIKIAN, Eh. E. ; WEEDMAN, D. W.: A spectroscopic study of luminous galactic nuclei. In: *Astrofizika* (1971). <http://adsabs.harvard.edu/abs/1971Afz.....7..389K>

Kilian 2014

KILIAN, Patrick: Simulation of weak collisionless shockfronts in the solar wind. Berlin : Frühjahrstagung der DPG, 2014

Kirk & Duffy 1999

KIRK, J G. ; DUFFY, P: Particle acceleration and relativistic shocks. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle ...* (1999), 1–43. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1999JPhG...25R.163K>

Klein & Nishina 2013

KLEIN, O. ; NISHINA, Y.: Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac. In: *Zeitschrift für Physik* 52 (2013), Juli, Nr. 11-12, 853–868. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01366453>. – DOI 10.1007/BF01366453. – ISSN 0044–3328

Kolmogorov 1941

KOLMOGOROV, A.: The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds' Numbers. In: *Doklady Akademiia Nauk SSSR* (1941). <http://adsabs.harvard.edu/abs/1941DoSSR...30..301K>

Komissarov 2009

KOMISSAROV, Serguei S.: Blandford-Znajek Mechanism versus Penrose Process. In: *Journal of the Korean Physical Society* 54 (2009), Juni, Nr. 61, 2503. <http://dx.doi.org/10.3938/jkps.54.2503>. – DOI 10.3938/jkps.54.2503. – ISSN 0374–4884

Koopmans et al. 2009

KOOPMANS, L.V.E. ; BARNABE, M. ; BOLTON, A. ; others: Strong Gravitational Lensing as a Probe of Gravity, Dark-Matter and Super-Massive Black Holes. In: *Astro2010: The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey* (2009). <http://adsabs.harvard.edu/abs/2009astro2010S.159K>

Korchakov & Syrovatskii 1962

KORCHAKOV, A. A. ; SYROVATSKII, S. I.: Polarization of Radiation and the Structure of Magnetic Fields in Cosmic Sources of Radiation. In: *Soviet Astronomy* 5 (1962). <http://adsabs.harvard.edu/abs/1962SvA.....5..678K>

Koskinen 2011

KOSKINEN, Hannu E. J.: *Physics of Space Storms*. Springer, 2011

Krawczynski et al. 2004

KRAWCZYNSKI, H. ; HUGHES, S. B. ; HORAN, D. ; others: Multiwavelength Observations of Strong Flares from the TeV Blazar 1ES 1959+650. In: *The Astrophysical Journal* 601 (2004), Januar, Nr. 1, 151–164. <http://dx.doi.org/10.1086/380393>. – DOI 10.1086/380393. – ISSN 0004–637X

Kukula et al. 1998

KUKULA, M. J. ; DUNLOP, J. S. ; HUGHES, D. H. ; RAWLINGS, S.: The radio properties of radio-quiet quasars. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 297 (1998), Juni, Nr. 2, 366–382. <http://dx.doi.org/10.1046/j.1365-8711.1998.01481.x>. – DOI 10.1046/j.1365-8711.1998.01481.x. – ISSN 0035–8711

Lange et al. 2013

LANGE, S. ; SPANIER, F. ; BATTARBEE, M. ; VAINIO, R. ; LAITINEN, T.: Particle scat-

tering in turbulent plasmas with amplified wave modes. In: *Astronomy & Astrophysics* 553 (2013), Mai, A129. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201220804>. – DOI 10.1051/0004-6361/201220804. – ISSN 0004-6361

Lazar et al. 2010

LAZAR, M. ; POEDTS, S. ; SCHLICKEISER, R. ; others: Nonresonant electromagnetic instabilities in space plasmas: interplay of Weibel and firehose instabilities. In: *TWELFTH INTERNATIONAL SOLAR WIND CONFERENCE. AIP Conference Proceedings* Bd. 1216, 2010, 280–283

Lefa et al. 2011a

LEFA, E. ; AHARONIAN, F. A. ; RIEGER, F. M.: “Leading blob” model in a stochastic acceleration scenario: the case of the 2009 flare of Mkn 501. In: *The Astrophysical Journal* 743 (2011), Dezember, Nr. 1, L19. <http://dx.doi.org/10.1088/2041-8205/743/1/L19>. – DOI 10.1088/2041-8205/743/1/L19. – ISSN 2041-8205

Lefa et al. 2011b

LEFA, E. ; RIEGER, F. M. ; AHARONIAN, F.: Formation of Very Hard Gamma-Ray Spectra of Blazars in Leptonic Models. In: *The Astrophysical Journal* 740 (2011), Oktober, Nr. 2, 64. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/740/2/64>. – DOI 10.1088/0004-637X/740/2/64. – ISSN 0004-637X

Lehnert et al. 2010

LEHNERT, M. D. ; NESVADBA, N. P. H. ; CUBY, J.-G. ; others: Spectroscopic confirmation of a galaxy at redshift $z = 8.6$. In: *Nature* 467 (2010), Oktober, Nr. 7318, 940–2. <http://dx.doi.org/10.1038/nature09462>. – DOI 10.1038/nature09462. – ISSN 1476-4687

LeVeque 1992

LEVEQUE, Randall J.: *Numerical Methods for Conservation Laws*. Birkhäuser, 1992

Lipari et al. 2007

LIPARI, Paolo ; LUSIGNOLI, Maurizio ; MELONI, Davide: Flavor composition and energy spectrum of astrophysical neutrinos. In: *Physical Review D* 75 (2007), Juni, Nr. 12, 1–31. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2007PhRvD..75l3005Lhttp://prd.aps.org/abstract/PRD/v75/i12/e123005>. – ISSN 1550-7998

Lister et al. 2009

LISTER, M. L. ; ALLER, H. D. ; ALLER, M. F. ; others: MOJAVE: MONITORING

OF JETS IN ACTIVE GALACTIC NUCLEI WITH VLBA EXPERIMENTS. V. MULTI-EPOCH VLBA IMAGES. In: *The Astronomical Journal* 137 (2009), März, Nr. 3, 3718–3729. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-6256/137/3/3718>. – DOI 10.1088/0004-6256/137/3/3718. – ISSN 0004-6256

Lister et al. 2013

LISTER, M. L. ; ALLER, M. F. ; ALLER, H. D. ; others: MOJAVE. X. PARSEC-SCALE JET ORIENTATION VARIATIONS AND SUPERLUMINAL MOTION IN ACTIVE GALACTIC NUCLEI. In: *The Astronomical Journal* 146 (2013), November, Nr. 5, 120. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-6256/146/5/120>. – DOI 10.1088/0004-6256/146/5/120. – ISSN 0004-6256

Lobanov 1998

LOBANOV, A. P.: Ultracompact jets in active galactic nuclei. In: *Astronomy and Astrophysics* (1998). <http://adsabs.harvard.edu/abs/1998A&A...330...79L>

Louedec 2011

LOUEDEC, Karim: Atmospheric Monitoring at the Pierre Auger Observatory - Status and Update. In: *Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference (ICRC2011)* 2 (2011). <http://dx.doi.org/10.7529/ICRC2011/V02/0568>. – DOI 10.7529/ICRC2011/V02/0568

Lynden-Bell 1969

LYNDEN-BELL, D.: Galactic Nuclei as Collapsed Old Quasars. In: *Nature* 223 (1969), August, Nr. 5207, 690–694. <http://dx.doi.org/10.1038/223690a0>. – DOI 10.1038/223690a0. – ISSN 0028-0836

Lyubarsky & Liverts 2008

LYUBARSKY, Yuri ; LIVERTS, Michael: Particle Acceleration in the Driven Relativistic Reconnection. In: *The Astrophysical Journal* 682 (2008), August, Nr. 2, 1436–1442. <http://dx.doi.org/10.1086/589640>. – DOI 10.1086/589640. – ISSN 0004-637X

Mangold 2011

MANGOLD, Oliver: *GPU programming using CUDA*. 2011

van der Marel 2014

MAREL, Roeland van d.: *How big is a black hole?* http://hubblesite.org/explore_astronomy/black_holes/encyc_mod3_q3.html. Version: März 2014

Marscher 2008

MARSCHER, A. P.: The Core of a Blazar Jet. In: *Extragalactic Jets: Theory and Observation from Radio to Gamma Ray ASP Conference Series* 386 (2008). <http://adsabs.harvard.edu/abs/2008ASPC..386..437M>

Marscher 2009

MARSCHER, A. P.: Jets in Active Galactic Nuclei. In: *eprint arXiv:0909.2576* (2009). <http://adsabs.harvard.edu/abs/2009arXiv0909.2576M>

Marscher 2014

MARSCHER, Alan P.: Turbulent, extreme multi-zone model for simulating flux and polarization variability in Blazars. In: *The Astrophysical Journal* 780 (2014), Januar, Nr. 1, 87. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/780/1/87>. – DOI 10.1088/0004-637X/780/1/87. – ISSN 0004-637X

Mastichiadis et al. 2013

MASTICHIADIS, A. ; PETROPOULOU, M. ; DIMITRAKLOUDIS, S.: Mrk 421 as a case study for TeV and X-ray variability in leptohadronic models. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 434 (2013), Juli, Nr. 3, 2684–2695. <http://dx.doi.org/10.1093/mnras/stt1210>. – DOI 10.1093/mnras/stt1210. – ISBN doi:10.1093/mnras/stt1210

Matthews & Sandage 1963

MATTHEWS, Thomas A. ; SANDAGE, Allan R.: Optical Identification of 3c 48, 3c 196, and 3c 286 with Stellar Objects. In: *The Astrophysical Journal* 138 (1963), Juli, 30. <http://dx.doi.org/10.1086/147615>. – DOI 10.1086/147615. – ISSN 0004-637X

McCray 1969

MCCRAY, Richard: Synchrotron Radiation Losses in Self-Absorbed Radio Sources. In: *The Astrophysical Journal* 156 (1969), April, 329. <http://dx.doi.org/10.1086/149968>. – DOI 10.1086/149968. – ISSN 0004-637X

McKinney 2005

MCKINNEY, Jonathan C.: Total and Jet Blandford-Znajek Power in the Presence of an Accretion Disk. In: *The Astrophysical Journal* 630 (2005), September, Nr. 1, L5–L8. <http://dx.doi.org/10.1086/468184>. – DOI 10.1086/468184. – ISSN 0004-637X

McKinney et al. 2012

MCKINNEY, Jonathan C. ; TCHEKHOVSKOY, Alexander ; BLANDFORD, Roger D.: General relativistic magnetohydrodynamic simulations of magnetically choked accretion flows around black holes. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 423 (2012), Juli, Nr. 4, 3083–3117. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21074.x>. – DOI 10.1111/j.1365-2966.2012.21074.x. – ISSN 00358711

Merloni & Heinz 2013

MERLONI, Andrea ; HEINZ, Sebastian: Evolution of Active Galactic Nuclei. Version: April 2013. <http://dx.doi.org/10.1007/978-94-007-5609-0>. In: OSWALT, Terry D. (Hrsg.) ; KEEL, William C. (Hrsg.): *Planets, Stars and Stellar Systems. Volume 6: Extragalactic Astronomy and Cosmology* Bd. -1. Dordrecht : Springer Netherlands, April 2013. – DOI 10.1007/978-94-007-5609-0. – ISBN 978-94-007-5608-3, 75

Meyer et al. 2011

MEYER, Eileen T. ; FOSSATI, Giovanni ; GEORGANOPOULOS, Markos ; LISTER, Matthew L.: From the Blazar sequence to the Blazar envelope: revisiting the relativistic jet dichotomy in radio-loud active galactic nuclei. In: *The Astrophysical Journal* 740 (2011), Oktober, Nr. 2, 98. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/740/2/98>. – DOI 10.1088/0004-637X/740/2/98. – ISSN 0004-637X

Meyer et al. 2013

MEYER, Eileen T. ; GEORGANOPOULOS, Markos ; FOSSATI, Giovanni ; LISTER, Matthew L.: Radio Loud AGN Unification: Connecting Jets and Accretion. In: *EPJ Web of Conferences* 61 (2013), Dezember, 05002. <http://dx.doi.org/10.1051/epjconf/20136105002>. – DOI 10.1051/epjconf/20136105002. – ISSN 2100-014X

Mills 1954

MILLS, B. Y.: Abnormal galaxies as radio sources. In: *The Observatory* 74 (1954), 248–249. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1954Obs...74..248M>

Moran et al. 2000

MORAN, Edward C. ; BARTH, Aaron J. ; KAY, Laura E. ; FILIPPENKO, Alexei V.: The Frequency of Polarized Broad Emission Lines in Type 2 Seyfert Galaxies. In: *The Astrophysical Journal* 540 (2000), September, Nr. 2, L73–L77. <http://dx.doi.org/10.1086/312876>. – DOI 10.1086/312876. – ISBN doi:10.1086/312876

Müller et al. 2011

MÜLLER, C. ; KADLER, M. ; OJHA, R. ; others: Dual-frequency VLBI study of Centaurus A on sub-parsec scales. In: *Astronomy & Astrophysics* 530 (2011), Mai, L11. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201116605>. – DOI 10.1051/0004-6361/201116605. – ISSN 0004-6361

Nalewajko et al. 2011

NALEWAJKO, Krzysztof ; GIANNIOS, Dimitrios ; BEGELMAN, Mitchell C. ; UZDENSKY, Dmitri A. ; SIKORA, Marek: Radiative properties of reconnection-powered minijets in blazars. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 413 (2011), Mai, Nr. 1, 333–346. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.18140.x>. – DOI 10.1111/j.1365-2966.2010.18140.x. – ISSN 00358711

Neto 2013

NETO, Joao de M.: Anisotropy studies with the Pierre Auger Observatory. In: *Journal of Physics: Conference Series* 409 (2013), Februar, Nr. 1, 012108. <http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/409/1/012108>. – DOI 10.1088/1742-6596/409/1/012108. – ISSN 1742-6596

Perley et al. 1984

PERLEY, R. A. ; DREHER, J. W. ; COWAN, J. J.: The jet and filaments in Cygnus A. In: *The Astrophysical Journal* 285 (1984), Oktober, L35. <http://dx.doi.org/10.1086/184360>. – DOI 10.1086/184360. – ISBN doi:10.1086/184360

Pichel et al. 2011

PICHEL, Ana ; COLLABORATION, for the V. ; PANEQUE, David ; COLLABORATION, for the Fermi-LAT: Detailed Multifrequency Study of a Rapid VHE Flare of Mrk501 in May 2009. In: *International Cosmic Ray Conference* 8 (2011), Oktober, 171. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2011ICRC....8..171P>

Porth et al. 2011

PORTH, Oliver ; FENDT, Christian ; MELIANI, Zakaria ; VAIDYA, Bhargav: Synchrotron radiation of self-collimating relativistic magnetohydrodynamic jets. In: *The Astrophysical Journal* 737 (2011), August, Nr. 1, 42. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/737/1/42>. – DOI 10.1088/0004-637X/737/1/42. – ISSN 0004-637X

Poutanen & Stern 2010

POUTANEN, Juri ; STERN, Boris: GeV breaks in blazars as a result of gamma-ray absorption within the broad-line region. In: *The Astrophysical Journal* 717 (2010),

Juli, Nr. 2, L118–L121. <http://dx.doi.org/10.1088/2041-8205/717/2/L118>. – DOI 10.1088/2041-8205/717/2/L118. – ISSN 2041-8205

Press et al. 2002

PRESS, William H. ; TEUKOLSKY, Saul A. ; VETTERLING, William T. ; FLANNERY, Brian P.: *Numerical Recipes in C*. Second Edition. Cambridge University Press, 2002

Protheroe & Clay 2004

PROTHEROE, R. J. ; CLAY, R. W.: Ultra high energy cosmic rays. In: *Publications of the Astronomical Society of Australia* 21(1) (2004), 1–22. <http://www.publish.csiro.au/?paper=AS03047>. ISBN 0000000000000

Rees 1966

REES, M. J.: Appearance of Relativistically Expanding Radio Sources. In: *Nature* 211 (1966), Juli, Nr. 5048, 468–470. <http://dx.doi.org/10.1038/211468a0>. – DOI 10.1038/211468a0. – ISSN 0028-0836

Rees 1967

REES, M. J.: Studies in radio structure-II. The relaxation of relativistic electron spectra in self-absorbed radio sources. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 136 (1967). <http://adsabs.harvard.edu/abs/1967MNRAS.136..279R>

Reynoso & Romero 2009

REYNOSO, M. M. ; ROMERO, G. E.: Magnetic field effects on neutrino production in microquasars. In: *Astronomy and Astrophysics* 493 (2009), Januar, Nr. 1, 1–11. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:200811004>. – DOI 10.1051/0004-6361:200811004. – ISSN 0004-6361

Richter 2011

RICHTER, Stephan: *Simulation von AGN-Jets mit einem ortsaufgelösten SSC Shock-in-Jet-Modell*. Würzburg, Bayerische Julius-Maximilians-Universität, Diplomarbeit, 2011

Rowan-Robinson 1977

ROWAN-ROBINSON, M.: On the unity of activity in galaxies. In: *The Astrophysical Journal* 213 (1977), Mai, 635. <http://dx.doi.org/10.1086/155195>. – DOI 10.1086/155195. – ISSN 0004-637X

Rüger 2011

RÜGER, Michael: *Modellierung der Gamma-Emission in Jets von aktiven Galaxienkernen an Hand des Synchrotron-Self-Compton Modells*. Würzburg, Bayerische Julius-Maximilians-Universität, Diplomarbeit, 2011

Sadowski et al. 2014

SADOWSKI, A. ; NARAYAN, R. ; MCKINNEY, J. C. ; TCHEKHOVSKOY, A.: Numerical simulations of super-critical black hole accretion flows in general relativity. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 439 (2014), Januar, Nr. 1, 503–520. <http://dx.doi.org/10.1093/mnras/stt2479>. – DOI 10.1093/mnras/stt2479. – ISSN 0035–8711

Schindler 2007

SCHINDLER, Karl: *Physics of Space Plasma Activity*. Cambridge University Press, 2007

Schlickeiser 2002

SCHLICKEISER, R: *Cosmic Ray Astrophysics*. Springer, 2002

Schlickeiser & Böttcher 1997

SCHLICKEISER, R ; BÖTTCHER, M.: The pair production spectrum from photon-photon annihilation. In: *Astronomy and Astrophysics* 870 (1997), 866–870. <http://arxiv.org/abs/astro-ph/9703069><http://adsabs.harvard.edu/abs/1997A%26A...325..866B>

Schmidt 1984

SCHMIDT, Maarten: Discovery of Quasars. In: *Serendipitous Discoveries in Radio Astronomy* (1984). <http://adsabs.harvard.edu/abs/1984sdra.conf..171S>

Schwarzschild 1916

SCHWARZSCHILD, K.: On the Gravitational Field of a Mass Point According to Einstein's Theory. In: *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin* (1916). <http://adsabs.harvard.edu/abs/1916AbhKP1916..189S>

Seyfert 1943

SEYFERT, Carl K.: Nuclear Emission in Spiral Nebulae. In: *The Astrophysical Journal* 97 (1943), Januar, 28. <http://dx.doi.org/10.1086/144488>. – DOI 10.1086/144488. – ISSN 0004–637X

Spanier 2013

SPANIER, Felix: Kosmische Teilchenbeschleunigung. Dresden : Frühjahrstagung der DPG, 2013

Spanier & Weidinger 2012

SPANIER, Felix ; WEIDINGER, Matthias: Hadronic modeling of agn variability. In: *International Journal of Modern Physics: Conference Series* 08 (2012), Januar, 293–298. <http://dx.doi.org/10.1142/S2010194512004734>. – DOI 10.1142/S2010194512004734. – ISBN doi:10.1142/S2010194512004734

Steinbring 2013

STEINBRING, Till: Würzburg, Bayerische Julius-Maximilians-Universität, Masterarbeit, 2013

Swordy 2001

SWORDY, S. P.: The Energy Spectra and Anisotropies of Cosmic Rays. In: *Space Science Reviews* (2001), Nr. 1, 85–94. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2001SSRv...99...85S>

Tavecchio et al. 1998

TAVECCHIO, Fabrizio ; MARASCHI, Laura ; GHISELLINI, Gabriele: Constraints on the Physical Parameters of TeV Blazars. In: *The Astrophysical Journal* 509 (1998), Dezember, Nr. 2, 608–619. <http://dx.doi.org/10.1086/306526>. – DOI 10.1086/306526. – ISSN 0004–637X

Tornikoski et al. 2006

TORNIKOSKI, M. ; LÄHTEENMÄKI, A. ; VALTAOJA, E. ; others: Long Term Radio Monitoring - Why Do We Need It. In: *Proceedings of the 8th ENIGMA meeting* (2006). <http://adsabs.harvard.edu/abs/2006enig.confE...8T>

Urry & Padovani 1995

URRY, C. M. ; PADOVANI, Paolo: Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. In: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 107 (1995), September, 803. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1995PASP..107..803U>. – ISSN 0004–6280

Vainio et al. 2004

VAINIO, R. ; POHL, M. ; SCHLICKEISER, R.: Conversion of bulk kinetic energy into radiation in AGNs and GRBs: Particle transport effects. In: *Astronomy and*

Astrophysics 414 (2004), Februar, Nr. 2, 463–474. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20031666>. – DOI 10.1051/0004-6361:20031666. – ISSN 0004-6361

Vlasov 1968

VLASOV, A. A.: The vibrational properties of an electron gas. In: *Soviet Physics Uspekhi* 10 (1968), Juni, Nr. 6, 721–733. <http://dx.doi.org/10.1070/PU1968v010n06ABEH003709>. – DOI 10.1070/PU1968v010n06ABEH003709. – ISSN 0038-5670

Vol’vach et al. 2013

VOL’VACH, A. E. ; KUTKIN, A. M. ; VOL’VACH, L. N. ; others: Results of long-term monitoring of 3C 273 over a wide range of wavelengths. In: *Astronomy Reports* 57 (2013), Januar, Nr. 1, 34–45. <http://dx.doi.org/10.1134/S1063772912050083>. – DOI 10.1134/S1063772912050083. – ISSN 1063-7729

Walker 1968

WALKER, Merle F.: Studies of Extragalactic Nebulae. V. Motions in the Seyfert Galaxy NGC 1068. In: *The Astrophysical Journal* 151 (1968), Januar, 71. <http://dx.doi.org/10.1086/149420>. – DOI 10.1086/149420. – ISSN 0004-637X

Wang & Dullemond 2009

WANG, H. H. ; DULLEMOND, C. P.: *Numerische Strömungsmechanik*. Version: 2009. http://www.ita.uni-heidelberg.de/~dullemond/lectures/num_fluid_2009/index.shtml. Vorlesungsskript

Webb 1983

WEBB, G. M.: First order and second order Fermi acceleration of energetic charged particles by shock waves. In: *The Astrophysical Journal* 270 (1983), Juli, 319. <http://dx.doi.org/10.1086/161125>. – DOI 10.1086/161125. – ISSN 0004-637X

Weidinger 2011

WEIDINGER, Matthias: *Variabilität entlang der Blazar-Sequenz*. Würzburg, Bayerische Julius-Maximilians-Universität, Dissertation, 2011

Weidinger & Spanier 2010

WEIDINGER, Matthias ; SPANIER, Felix: Modeling the emission from blazar jets: the case of pks 2155-304. In: *International Journal of Modern Physics D* 19 (2010), Juni, Nr. 06, 887–892. <http://dx.doi.org/10.1142/S0218271810017159>. – DOI 10.1142/S0218271810017159. – ISSN 0218-2718

Weidinger & Spanier 2011

WEIDINGER, Matthias ; SPANIER, Felix: Variability along the Blazar-Sequence - Hints for extragalactic Cosmic Rays? In: *eprint arXiv:1109.1975* (2011). <http://adsabs.harvard.edu/abs/2011arXiv1109.1975W>

Weidinger & Spanier 2013

WEIDINGER, Matthias ; SPANIER, Felix: Hadronic Modeling of Blazars. In: *EPJ Web of Conferences* 61 (2013), Dezember, 05009. <http://dx.doi.org/10.1051/epjconf/20136105009>. – DOI 10.1051/epjconf/20136105009. – ISSN 2100–014X

Wills & Wills 1974

WILLS, D. ; WILLS, B. J.: Spectroscopy of objects near Texas radio-source positions. In: *The Astrophysical Journal* 190 (1974), Juni, 271. <http://dx.doi.org/10.1086/152871>. – DOI 10.1086/152871. – ISSN 0004–637X

Zatsepin & Kuz'min 1966

ZATSEPIN, G. T. ; KUZ'MIN, V. A.: Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays. In: *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* 4 (1966). <http://adsabs.harvard.edu/abs/1966JETPL...4...78Z>

Zensus 1997

ZENSUS, J. A.: Parsec-Scale Jets in Extragalactic Radio Sources. In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 35 (1997), September, Nr. 1, 607–636. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.astro.35.1.607>. – DOI 10.1146/annurev.astro.35.1.607. – ISSN 0066–4146

Abkürzungsverzeichnis

AGN active galactic nuclei. 1, 5, 8, 9, 13–15, 18, 19, 22, 33, 42, 43, 45, 60, 63, 87, 104, 122, 123, 128, 130

BH Bethe-Heitler. 41

BLR broad line region. 8, 9, 14, 90, 98, 112

CFL-Bedingung Courant-Friedrichs-Lewy-Bedingung. 73, 74

EBL extragalactic background light. 22, 121, 129

FR-I Fanaroff-Riley Type I. 6, 9

FR-II Fanaroff-Riley Type II. 6, 9

FSRQ flat spectrum radio quasar. 10

FWHM Full Width Half Maximum. 112, 113, 115

GPGPU general purpose graphics processing unit. 77–80

GR-MHD general relativistic magnetohydrodynamics. 19, 128

HBL high-frequency peaked BL Lac. 10, 41

IBL intermediate BL Lac. 10

ISM interstellar medium. 18

LBL low-frequency peaked BL Lac. 10

LISA Laser Interferometer Space Antenna. 16

MHD Magnetohydrodynamik. 27, 28, 32

MPI Message Passing Interface. 79

NLR narrow line region. 8, 9

OpenMP Open Multi-Processing. 79

PED particle energy distribution. 66, 67, 75, 81, 82, 85, 86, 93, 99, 100, 127, 128

PiC Particle in Cell. 95

QED Quantenelektrodynamik. 37, 39

SED spectral energy distribution. 9–11, 53, 56, 65, 66, 68, 69, 84–91, 93, 95, 97–103, 106–111, 113, 114, 118, 120–124, 127, 128, 131, 137, 138

SIMD single instruction, multiple data. 77

SSA synchrotron self-absorption. 35, 41, 62, 65, 104, 111, 130

SSC synchrotron self Compton. 2, 51, 87, 88, 90, 100, 109, 127–130

ToO target of opportunity. 131

VLA Very Large Array. 6

VLBI very large baseline interferometry. 12, 13, 25, 90, 128, 129

Publikationen im Zusammenhang mit dieser Doktorarbeit

Im Rahmen der Arbeit an dieser Dissertation wurden folgende wissenschaftliche Arbeiten erstellt und veröffentlicht:

Peer-Reviewed Paper

- **Richter, S.** ; SPANIER, F.: Multi-band implications of external-IC flares. In: *Astroparticle Physics*, 2014, DOI: 10.1016/j.astropartphys.2014.04.009
- **Richter, S.** ; SPANIER, F.: A Spatially Resolved SSC Shock-in-Jet Model. In: *International Journal of Modern Physics Conference Series (IJMPCS)*, 08-1, 392-395, 2012

Proceedings und Sonstige Artikel

- **Richter, S.** ; SPANIER, F.: A numerical model of parsec scale SSC morphologies and their radio emission. In: Eingereicht bei *Astronomy&Astrophysics*
- **Richter, S.** ; SPANIER, F.: The radio morphology of a spatially resolved SSC model. In: *J. L. Gómez, ed. EPJ Web of Conferences*, 61, 2013
- **Richter, S.** ; WEIDINGER, M. ; SPANIER, F.: Recent advances in modeling of Blazar emission. In: *Proceedings of the EGA 2013*, bisher unveröffentlicht

Teilnahme an Workshops und Konferenzen

- 2011 Hepro III, Barcelona (Poster)
- 2011 Fincospar 2011, Kasnäs (Talk)
- 2012 DPG Tagung 2012, Stuttgart (Talk)
- 2012 HAP Code Retreat, Zeuthen (Talk)
- 2013 DPG Tagung 2013, Dresden (Talk)
- 2013 EGA, Muonio (Talk)
- 2013 The Innermost Regions of Relativistic Jets and Their Magnetic Fields, Granada (Talk)
- 2014 DPG Tagung 2014, Berlin (Talk)

Danksagung

Für die wissenschaftliche Begleitung dieser Promotion gebührt an erster Stelle Prof. Dr. Felix Spanier mein besonderer Dank. Seine Fähigkeit, in jeder Situation für die aufkommenden Probleme ein offenes Ohr und zumeist auch gleich einen Lösungsansatz parat zu haben, hat maßgeblich zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen. Zudem gestattete mir sein unermüdlicher Einsatz sowohl die Gestaltung von Lehre, als auch den Besuch zahlreicher Konferenzen und Workshops. Für den mir hierdurch ermöglichten weiten und tiefen Einblick in den wissenschaftlichen Prozess bin ich überaus dankbar.

Mein Dank gilt zudem Prof. Dr. Karl Mannheim, der als Lehrstuhlinhaber stets bemüht war, die praktischen und finanziellen Rahmenbedingungen für meine Promotion zur Verfügung zu stellen. Ebenso dazu beigetragen hat das Graduiertenkolleg 1147.

Weiterer Dank gilt meinen Kollegen Dr. Matthias Weidinger, Dr. Urs Ganse, Patrick Kilian und Andreas Kempf, die bei allen auftretenden Problemen stets zur Hilfe waren und zudem alltäglich für eine unvergessliche Arbeitsatmosphäre sorgten. Darüber hinaus zeigten die Herren Dr. Sebastian Lange, Cedric Schreiner und Alex Ivascenko viel Ausdauer beim Korrigieren dieser Arbeit, wofür ich ihnen zutiefst dankbar bin.

Ebenfalls zum Kreis der Korrekturleser zählen meine Eltern, denen ich zudem für ihren steten Beistand in allen Lebenslagen danken möchte.

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig ohne unerlaubte fremde Hilfe angefertigt und keine außer den angegebenen Hilfsmitteln und Quellen verwendet habe.

Würzburg, den 17. September 2014

Stephan Richter