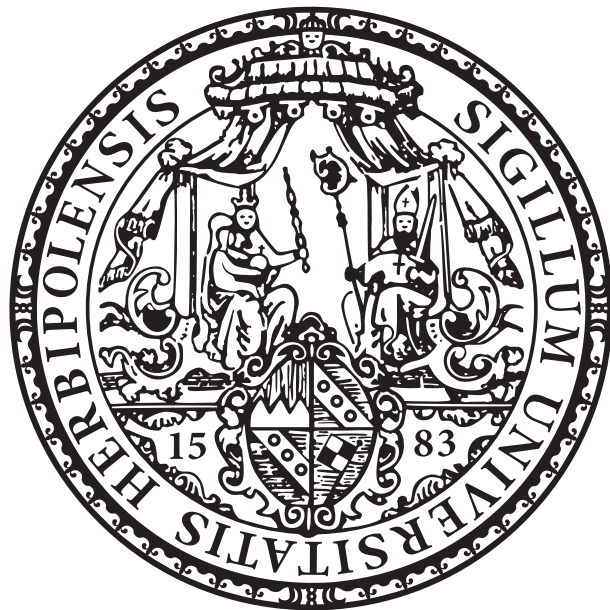


# Neutrinos aus photohadronischen Wechselwirkungen in kosmischen Beschleunigern

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



vorgelegt von  
Svenja Hümmer  
aus Hameln

Würzburg 2013



Eingereicht am: 17.01.2013  
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. Reinhold Rückl  
2. Gutachter: Prof. Dr. Karl Mannheim  
3. Gutachter:  
der Dissertation.

1. Prüfer: Prof. Dr. Reinhold Rückl  
2. Prüfer: Prof. Dr. Karl Mannheim  
3. Prüfer: Prof. Dr. Raimund Ströhmer  
im Promotionskolloquium

Tag des Promotionskolloquiums: 22.04.2013

Doktorurkunde ausgehändigt am:



# Kurzzusammenfassung

In dieser Arbeit untersuchen wir die Produktion von Neutrinos in astrophysikalischen Quellen. Bei der Beschreibung der Wechselwirkung betrachten wir resonante, direkte und Multipion-Produktion. Zusätzlich berücksichtigen wir die Produktion von Neutronen und positiv geladenen Kaonen. Wir beachten explizit die Energieverluste der Sekundärteilchen - Pionen, Myonen und Kaonen - auf Grund von Synchrotronstrahlung derselben und adiabatischer Expansion. In Bezug auf den Neutrinofluss berücksichtigen wir Flavor-Mischungen der Neutrinos auf dem Weg zum Beobachter. Zunächst führen wir eine Analyse basierend auf einem generischen Quellmodell durch, in der wir den Einfluss von Magnetfeld und Größe der Quelle auf die Neutrinospektren und das Verhältnis der verschiedenen Neutrino-Flavor untersuchen. Es stellt sich heraus, dass man im Rahmen dieses generischen Modells verschiedene Regionen im Parameterraum anhand des Flavor-Verhältnisses, das für hohe Magnetfelder von dem zumeist angenommenen Verhältnis  $(\nu_e:\nu_\mu:\nu_\tau)=(1:2:0)$  abweicht, klassifizieren kann. In einer zweiten Analyse bestimmen wir die erwarteten Neutrinospektren von Gammablitzern im Rahmen des Feuerball-Modells aus beobachteten Photonspektren. Es zeigt sich, dass auf Grund grober Abschätzungen in der Literatur, der Neutrinofluss zumeist um etwa eine Größenordnung überschätzt wird. Deshalb berechnen wir den erwarteten Neutrinofluss der Gammablitzneue, die während der 40-Leinen-Konfiguration des IceCube-Detektors gemessen wurden, und folgern, dass entgegen der Behauptung der IceCube-Kollaboration, das Feuerball-Modell noch nicht ausgeschlossen ist. Des Weiteren quantifizieren wir systematische und astrophysikalische Unsicherheiten in dem vorhergesagten Neutrinofluss.



# Abstract

In this work we investigate the photohadronic neutrino production within astrophysical environments. In the description of the photohadronic interactions we consider resonant, direct and multipion production. In addition we include the production of neutrons and positiv charged kaons. For the secondaries - pions, muons, kaons - we take into account the effects of energy losses due to synchrotron radiation and adiabatic expansion. We also consider flavor effects on the neutrino flux. In a first analysis we define a generic model for a neutrino source and investigate the effect of the magnetic field and the size of the source on the neutrino flux and flavor ratio. We find that within the model we can classify different regions in the parameter space by the flavor ratio which for higher magnetic field differs from the often used assumption of  $(\nu_e:\nu_\mu:\nu_\tau)=(1:2:0)$ . In a second analysis we recompute the expected neutrino flux expected from gamma-ray bursts in the fireball model and see that the neutrino flux in the literature typically overestimates the flux by one order of magnitude due to rough approximations. We therefore reconsider the expected neutrino flux from the gamma-ray bursts measured during the 40-string-configuration of IceCube. As a result we conclude that against the claim of the IceCube collaboration the fireball model is not excluded yet. Furthermore we quantify the systematical and astrophysical uncertainties on the neutrino flux prediction.





# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2. Neutrinos aus dem All - Neutrinos als astrophysikalische Botschafter</b>	<b>7</b>
2.1. Geschichtliche Entwicklung der Neutrino-Astronomie . . . . .	7
2.2. Quellen hochenergetischer Neutrinos . . . . .	10
2.3. Propagation hochenergetischer Neutrinos . . . . .	12
2.4. Detektion hochenergetischer Neutrinos . . . . .	13
2.5. Beschränkungen an den hochenergetischen diffusen Neutrinofluss . . .	16
<b>3. Neutrinos aus photohadronischen Wechselwirkungen</b>	<b>19</b>
3.1. Photohadronische Wechselwirkungen . . . . .	21
3.1.1. Die Beschreibung in astrophysikalischen Anwendungen . . . .	21
3.1.2. Eine neue effektive Beschreibung . . . . .	23
3.2. Schwache Zerfälle . . . . .	32
3.3. Stationäre Spektren . . . . .	37
3.4. Flavor-Verhältnisse und Flavor-Mischung . . . . .	41
3.5. Das numerische Modell . . . . .	46
<b>4. Parameterstudie im Hillas-Plot</b>	<b>48</b>
4.1. Das generische Modell . . . . .	50
4.2. Ergebnisse . . . . .	58
4.2.1. Neutrinospektren . . . . .	58
4.2.2. Flavor-Verhältnisse . . . . .	62
4.2.3. Ein-Zonen- vs. Zwei-Zonen-Modell . . . . .	66
<b>5. Neutrinos aus Gammablitzten</b>	<b>70</b>
5.1. Analytische Modelle der Neutrinoflussberechnung . . . . .	73
5.1.1. Berechnung von Waxman und Bahcall . . . . .	74
5.1.2. Berechnung von Guetta et al. . . . .	78
5.1.3. Berechnung von IceCube . . . . .	79
5.1.4. Vergleich der Methoden . . . . .	81
5.2. Das numerische Modell der Neutrinoflussberechnung . . . . .	82

5.3. Vergleich des analytischen und numerischen Modells . . . . .	84
5.4. Die IceCube-40 Analyse . . . . .	95
5.4.1. Die Analyse im Detail . . . . .	95
5.4.2. Unsicherheiten in der Analyse . . . . .	98
<b>6. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>107</b>
<b>A. Photohadronische Wechselwirkungen</b>	<b>111</b>
A.1. Eine neue effektive Beschreibung . . . . .	111
A.2. Vergleich mit SOPHIA . . . . .	120
<b>B. NeuCosmA</b>	<b>124</b>
<b>C. IC40-Analyse</b>	<b>127</b>

---

# 1. Einleitung

*„the most tiny quantity of reality ever imagined by a human being“.*

So beschrieb F. Reines, Pionier der Neutrinodetektion und Nobelpreisträger 1995 das Neutrino. Er war es, der zusammen mit C. Cowan 1956 mehr als 20 Jahre nach der Postulierung des Neutrinos durch Pauli den ersten direkten Nachweis eines Neutrinos erbrachte. Seitdem hat sich im Bereich der Neutrinophysik viel getan. Es stellte sich beispielsweise heraus, dass zu jedem geladenen Lepton ein zugehöriges Neutrino existiert. Aus dem Nachweis von Oszillationen zwischen den einzelnen Flavor-Zuständen der Neutrinos folgte, dass mindestens zwei Neutrinos massiv sind. Gegenwärtig ist das Neutrino ein wichtiger Bestandteil der wissenschaftlichen Forschung und in den letzten Jahren gleich mehrfach in den Medien aufgetreten. So sorgte die inzwischen wieder revidierte Messung der superluminalen Geschwindigkeit von Neutrinos durch das OPERA Experiment für Aufruhr. Die Bestimmung eines nicht verschwindenden Reaktormischungswinkels durch die Experimente T2K und Daya Bay ist ebenfalls auf viel Interesse gestoßen, da dadurch eine Messung der CP-Verletzung durch Neutrinooszillationsexperimente im Leptonsektor möglich ist. Auch im Rahmen der Astronomie haben Neutrinos kürzlich eine große Rolle gespielt. So hat sich aus dem Fernbleiben eines Signals hochenergetischer Neutrinos im IceCube-Detektor gezeigt, dass die Feuerball-Phänomenologie von Gammablitzen, wie sie seit Jahren Bestand hat, nicht zu der Annahme passt, dass Gammablitz die Quellen der hochenergetischen kosmischen Strahlung sind [1]. Die an den Neutrinofluss gesetzte Grenze liegt dabei etwa einen Faktor 3.7 unterhalb der Vorhersage des Feuerball-Modells [2,3]. Dieses Ergebnis konnte nur durch die gleichzeitige Betrachtung mehrerer Botschafter - hier Photonen, kosmische Strahlung und Neutrinos - erhalten werden. Dieser Ansatz wird in der Astrophysik als „multi-messenger“ Ansatz bezeichnet. Durch die Bündelung der Informationen der einzelnen Botschafter erhält man ein besseres Bild der astrophysikalischen Objekte. Zur Veranschaulichung betrachten wir hier das Beispiel der Gammablitz etwas detaillierter.

Die Blitze werden durch Beobachtungen im Röntgen- und Gammastrahlenbereich entdeckt und ihr promptes Photonspektrum wird gemessen. Durch das Senden eines Alarms an Teleskope in niedrigeren Wellenbereichen kann das Nachglühen beob-

achtet und in manchen Fällen durch die Messung von Absorptionslinien die Rotverschiebung bestimmt werden. Hier erkennen wir bereits einen Vorteil der Multi-Wellenlängen-Beobachtung. So würden die Blitze ohne die Beobachtungen der hochenergetischen Gammastrahlen nicht entdeckt werden. Aber ohne die Messungen der niederenergetischen Photonen wäre eine genaue Bestimmung des Ortes nicht möglich. Betrachten wir nun die Verbindung der Photonen zu der kosmischen Strahlung und den Neutrinos. Es wird angenommen, dass in Gammablitzen Protonen zu hohen Energien beschleunigt werden. Wechselwirken diese mit den beobachteten Photonen, so werden Pionen und Neutronen produziert. Wenn die Neutronen die Quelle verlassen können, führen sie durch ihren Zerfall zu einem Fluss hochenergetischer Protonen, der zur hochenergetischen kosmischen Strahlung beiträgt. In den Zerfällen der Pionen, die zusammen mit den Neutronen produziert werden, entstehen hochenergetische Neutrinos im Verhältnis 1 : 2 Elektron- zu Myon-Flavor. In diesem Modell sind Neutrinos und kosmische Strahlung folglich direkt verknüpft und resultieren aus der Wechselwirkung beschleunigter Protonen mit den beobachteten Photonen. Also kann im Rahmen der Feuerball-Phänomenologie der Fluss von Neutrinos aus den Photonbeobachtungen vorhergesagt und in Verhältnis zu dem Fluss der kosmischen Strahlung gesetzt werden. Infolge der kombinierten Analyse der Beobachtungen aller drei Botschafter ist die Feuerball-Phänomenologie unter Druck geraten. Es stellen sich jetzt also die Fragen, ob die Feuerball-Phänomenologie als solche Gammablitz unzutreffend beschreibt oder ob die gewählten Parameter in der Beschreibung falsch gewählt sind, so dass sie zu einer zu hohen Neutrinoproduktionseffizienz führen. Stellt sich heraus, dass Gammablitz nicht die Quellen der hochenergetischen kosmischen Strahlung sind, können hochenergetische Neutrinos bei der Suche nach möglichen alternativen Quellen helfen, da ein Signal dieser Neutrinos auf eine Beschleunigung von Protonen zu hohen Energien hinweist.

Der Vorteil von Neutrinos als astrophysikalische Botschafter ist, wie Reines bereits 1960 schrieb [4], dass sie schwach wechselwirken und neutral sind, so dass sie den Beobachter ohne signifikanten Energieverlust<sup>1</sup> erreichen und direkt zur Quelle zurückzeigen. Im Gegensatz zur kosmischen Strahlung können also die Quellen identifiziert werden. Der große Vorteil der schwachen Wechselwirkung für die Propagation erweist sich jedoch als Nachteil bei der Detektion von Neutrinos. Es werden extrem große Detektionsvolumen benötigt um überhaupt Neutrinos zu detektieren. Das Detektionsprinzip, auf dem Neutrinoteleskope wie IceCube [5] und ANTARES [6] aufbauen, wurde bereits 1960 von M. Markov vorgeschlagen. „We propose to install detectors deep in a lake or a sea and determine the direction of the charged particles

---

<sup>1</sup>Wir vernachlässigen hier die Energieänderung auf Grund der Expansion des Universums.

---

with the help of Cherenkov radiation“ [7]. Im Fall von IceCube sind die optischen Module zur Detektion der Cherenkov-Photonen im Eis der Antarktis und im Fall von ANTARES im Mittelmeer vor der Küste Frankreichs angebracht, um die großen Detektionsvolumen zu ermöglichen.

Auf der Neutrino 2012 Konferenz wurden zwei Kaskaden-Events von der IceCube-Kollaboration vorgestellt, die Kandidaten für Neutrinos mit einer Energie von etwa 1 PeV sind [8]. Ansonsten wurden jedoch bisher keine hochenergetischen Neutrinos beobachtet, so dass hauptsächlich Grenzen an den Fluss extragalaktischer Neutrinos existieren. Die stärksten Grenzen setzt dabei aktuell das IceCube-Experiment, welche für verschiedene Suchen in [9] zusammengefasst sind. Diese Grenzen dringen wie bereits zu Beginn für Gammablitz erwähnt in die Regionen der theoretischen Vorhersagen ein, so dass eine detaillierte theoretische Betrachtung der Quellen und Parameter notwendig ist. In dieser Arbeit untersuchen wir die Produktion von Neutrinos im Detail, führen eine Parameterstudie durch und revidieren die in der Literatur verwendeten Beschreibungen der Neutrinoproduktion im Feuerball-Modell.

Dazu wenden wir uns nach einem kurzen Überblick in Kapitel 2 über Neutrinos als astrophysikalische Botschafter in Kapitel 3 der Produktion von Neutrinos in photohadronischen Wechselwirkungen zu. Wir führen zunächst eine neue Beschreibung der photohadronischen Wechselwirkungen basierend auf dem Monte-Carlo-Code SOPHIA (Simulations Of Photo Hadronic Interactions in Astrophysics) [10] ein, die über die in der Literatur meist verwendete  $\Delta$ -Resonanz-Näherung hinausgeht. Es werden zusätzliche Pionproduktionskanäle wie direkte Produktion und Multipion-Produktion sowie positive Kaon- und Neutronproduktion berücksichtigt. Im Gegensatz zu der Behandlung in [11] werden die Sekundärteilchen - Pionen, Kaonen und Myonen - nicht ausintegriert, so dass Energieverluste vor dem Zerfall berücksichtigt werden können. Des Weiteren stellen wir die schwachen Zerfälle der Pionen, Kaonen, Neutronen und Myonen dar, wobei wir die Helizitätsabhängigkeit des Zerfalls der Myonen berücksichtigen [12]. Weiterhin untersuchen wir die Auswirkungen von Energieverlusten der Sekundärteilchen auf das Neutrinospektrum. Dazu verwenden wir stationäre Spektren, zu deren Berechnung Energieverluste und Zerfälle mit der Injektion der Teilchen abgewägt werden. Eine zeitabhängige Betrachtung ist bei der Bestimmung der Neutrinospektren nicht sinnvoll, da die erwartete Statistik der Neutrinodetektion wegen der schwachen Wechselwirkung der Neutrinos sehr niedrig ist. Es folgt eine Betrachtung der Flavor der produzierten Neutrinos. Eine gute Beschreibung der Quellen erhält man bei der Verwendung von Flavor-Verhältnissen, die sich typischerweise als Funktion der Energie ändern [12, 13]. Diese

können sowohl an der Quelle als auch am Detektor untersucht werden, wobei berücksichtigt werden muss, dass die Flavor auf dem Weg zum Detektor mischen. In einem letzten Schritt fassen wir die Neutrinoproduktion aus photohadronischen Wechselwirkungen in astrophysikalischen Quellen in einem numerischen Modell zusammen. Dieses Modell ermöglicht es, aus den Ausgangsspektren von Photonen und Protonen unter Berücksichtigung von Energieverlusten der Sekundärteilchen Neutrinospektren zu berechnen. Notwendig sind dabei nur die Ausgangsspektren und je nach Energieverlusten das Magnetfeld und die Ausdehnung der Quelle. In den Kapiteln 4 und 5 wird dieses numerische Modell angewendet.

In Kapitel 4 betrachten wir eine generische astrophysikalische Neutrinoquelle, bei der das Target-Photonfeld die Synchrotronstrahlung von Elektronen ist. Es wird dabei angenommen, dass die Elektronen zusammen mit den Protonen beschleunigt werden. Dabei sind die Parameter des Modells das Magnetfeld und die Ausdehnung der Quelle, wie es auch im Hillas-Plot der Fall ist [14]. Die Studie ermöglicht die Charakterisierung verschiedener Bereiche im Hillas-Plot durch die Flavor-Verhältnisse der Neutrinos. Es stellt sich heraus, dass bei Magnetfeldern  $\geq 1$  kG das Flavor-Verhältnis von der Standardannahme  $\nu_e:\nu_\mu=1:2$  auf Grund von Energieverlusten der Sekundärteilchen abweicht.

In der zweiten Anwendung des numerischen Modells in Kapitel 5 betrachten wir Gammablitz. Nach einer allgemeinen Einführung berechnen wir die erwarteten Neutrinospektren im Rahmen des Feuerball-Modells. Wir wenden das numerische Modell auf die IC40-Analyse [15] an und stellen fest, dass das erwartete Neutrinospektrum etwa eine Größenordnung unterhalb der experimentellen Grenze und damit auch der Vorhersage des bisher in der Literatur hauptsächlich verwendeten und auf groben Näherungen basierenden Feuerball-Modells liegt. Wir zeigen auf, woher die großen Abweichungen von der Vorhersage kommen, die zum Teil auch in [16] gefunden werden. Des Weiteren stellen wir die Auswirkungen der Unsicherheiten in den astrophysikalischen Parametern dar. Zum Schluss folgen eine Zusammenfassung und ein Ausblick in Kapitel 6.

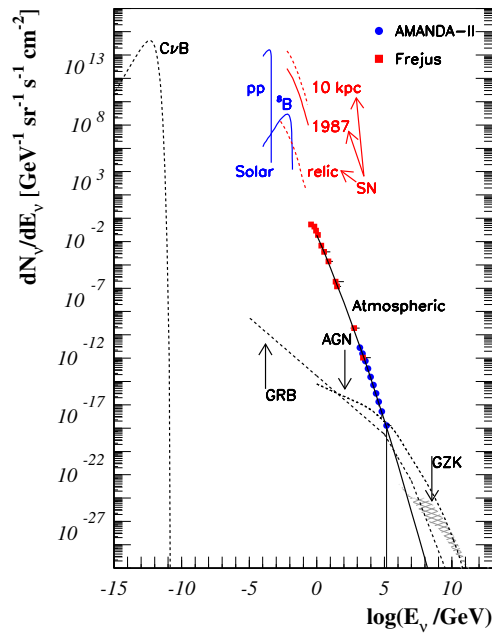
---

## 2. Neutrinos aus dem All - Neutrinos als astrophysikalische Botschafter

Neutrinos öffnen als astrophysikalische Botschafter eine weitere Tür zum Verständnis astrophysikalischer Quellen. Durch die zusätzlich aus der Detektion von Neutrinos gewonnenen Informationen über die Quelle ist es möglich, die astrophysikalischen Objekte besser zu beschreiben. Es besteht jedoch auch die Möglichkeit, die Eigenschaften der Neutrinos durch die Detektion astrophysikalischer Neutrinos aus bereits gut beschriebenen Quellen zu untersuchen. Ein Beispiel dafür ist die Einführung von Neutrinooszillationen in Materie als Folge des solaren Neutrinoproblems, auf das wir im folgenden Abschnitt über die Quellen astrophysikalischer Neutrinos im geschichtlichen Kontext genauer eingehen. Danach wenden wir uns der Produktion, Propagation und Detektion hochenergetischer astrophysikalischer Neutrinos zu. Wir schließen dieses Kapitel über Neutrinos als astrophysikalische Botschafter, indem wir die experimentellen Grenzen an den hochenergetischen diffusen Neutrinofluss betrachten.

### 2.1. Geschichtliche Entwicklung der Neutrino-Astronomie

Die erste Detektion astrophysikalischer Neutrinos ist auf das Jahr 1965 datiert, 35 Jahre nach der Postulierung des Neutrinos durch Pauli. Sowohl in einer Goldmine in Südafrika [17] als auch in einer Mine in den Kolar Goldfeldern in Indien [18] wurden Myonen, assoziiert zu atmosphärischen Neutrinos, detektiert. Atmosphärische Neutrinos sind Neutrinos, die in den Zerfällen der in den Wechselwirkungen der kosmischen Strahlung mit den Atomen der Atmosphäre produzierten Teilchen erzeugt werden. Das erwartete Spektrum (durchgezogene Kurve mit Atmospheric bezeichnet) und das gemessene Spektrum (Datenpunkte mit Atmospheric bezeichnet) atmosphärischer Neutrinos sind in Abb. 2.1 dargestellt. Ebenfalls in den sechziger Jahren wurde in der Homestake Mine in North Dakota durch Ray Davis und seine



**Abbildung 2.1.:** Vorhergesagte (gestrichelt) und bereits gemessene (durchgezogen) Neutrinospektren aus verschiedenen astrophysikalischen Quellen und gemessene Daten atmosphärischer Neutrinos. Zusätzlich sind die Datenpunkte des AMANDA-II (Kreise) und Frejus (Quadrate) Experiments gezeigt. Übernommen aus [20].

Kollegen ein radiochemisches Experiment zur Bestimmung des solaren Neutrino­flusses durchgeführt. Im Rahmen des Standardsonnenmodells war ein Neutrino­fluss aus den Fusionsreaktionen in der Sonne durch John Bahcall vorhergesagt, der durch das Experiment nachweisbar sein sollte. Das Homestake Experiment fand jedoch keinen solaren Neutrino­fluss, so dass im Jahr 1968 die erste Grenze an den Neutrino­fluss aus der Sonne gesetzt wurde [19]. Das in späteren Messungen bestätigte und erst Anfang des 21. Jahrhunderts durch Neutrinooszillationen in Materie erklärte energieabhängige Defizit von Elektron­neutrinos aus der Sonne wurde das solare Neutrino­problem genannt. In Abb. 2.1 sind beispielhaft das Neutrino­spektrum aus der pp- ( $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$ ) und der  $^8\text{B}$ - ( $^8\text{B} \rightarrow ^8\text{Be} + e^+ + \nu_e$ ) Fusionsreaktion in blau eingezeichnet. Die Energien der solaren Neutrinos liegen dabei im MeV-Energiebereich.

Betrachten wir die geschichtliche Entwicklung der Neutrinoastronomie weiter, so begann Mitte der siebziger Jahre mit dem Deep Underwater Muon and Neutrino Detection (DUMAND) Projekt und Anfang der achtziger Jahre mit dem Lake BAIKAL Projekt die Entwicklung von Neutrino­teleskopen, die das natürliche Vorkommen von großen Wassermengen als Target- und Detektormedium und als Abschirmung gegen



Untergrund verwendeten. Durch den Bau der Detektoren im Ozean beziehungsweise See war es möglich, größere Detektoren zu entwickeln und damit auch eine höhere Sensitivität zu erreichen, um hochenergetische Neutrinos nachzuweisen, die von den großen Wasserdetektoren unter Tage, die Anfang der achtziger Jahre gebaut wurden, nicht erreicht werden konnte. Das Primärziel dieser ersten Wasserdetektoren, des Irvine-Michigan-Brookhaven Experiments (IMB) und des Kamioka Nucleon Decay Experiments (Kamiokande), war die Messung des Protonzerfalls. Beide Experimente sind jedoch bekannter durch ihre Ergebnisse der Neutrinodetektion. So beobachteten beide Experimente die Anomalie der atmosphärischen Neutrinos, die die Abweichung des Verhältnisses von Myon- zu Elektronneutrinos vom erwarteten Wert beschreibt, und im Jahr 1987 die Neutrinos aus der Supernova SN1987A. Diese Neutrinos waren die ersten extragalaktischen Neutrinos, die detektiert wurden. Die Beobachtung der etwa 20 Neutrinos von SN1987A entsprach den Erwartungen aus theoretischen Supernovaberechnungen, so dass die Detektion der Neutrinos das Verständnis der Kühlung einer Supernova bestätigte. Das Spektrum der Neutrinos aus SN1987A (1987) ist zusammen mit dem erwarteten Spektrum einer Supernova in 10 kpc Entfernung (10 kpc) und dem diffusen Supernovahintergrund (relic), der sich aus dem Neutrinofluss der Gesamtheit aller Supernovae auf kosmischer Skala zusammensetzt, in Abb. 2.1 in rot gezeigt.

In den folgenden Jahren bestätigten die radiochemischen Experimente SAGE in Russland und GALLEX in Italien ein Defizit im solaren Neutrinofluss. Der Lösung des solaren Neutrinoproblems kam man im Jahr 1998 näher, als Super-Kamiokande die Existenz von Neutrinooszillationen im atmosphärischen Neutrinofluss aus der Zenith-abhängigen Auswertung ihrer Daten und damit die Existenz massiver Neutrinos meldete [21]. Die Anomalie der atmosphärischen Neutrinos war erklärt und es folgte die Bestimmung der atmosphärischen Oszillationsparameter. Es dauerte dann nicht mehr lange, bis die Beobachtungen des SNO [22] und des Kamland Experiments das solare Neutrinoproblem durch die Bestätigung von Neutrinooszillationen der solaren Neutrinos lösten. Zusammen mit den Ergebnissen der vorangegangenen Experimente konnten die solaren Oszillationsparameter bestimmt werden.

Auf der Suche nach hochenergetischen Neutrinos wurden Neutrinooteleskope, auf die wir im Abschnitt über die Detektion hochenergetischer Neutrinos näher eingehen, im Baikalsee und am Südpol seit 1993 und im Mittelmeer seit 2006 verwendet. In Abb. 2.1 sind die erwarteten hochenergetischen Neutrinoflüsse aus aktiven galaktischen Kernen (AGN), Gammablitzes (GRB) und aus der Wechselwirkung der höchstenergetischen Protonen der kosmischen Strahlung mit dem Mikrowellenhin-

tergrund (GZK) schwarz eingezeichnet. Warum wir diese Neutrinoflüsse erwarten, diskutieren wir im folgenden Abschnitt.

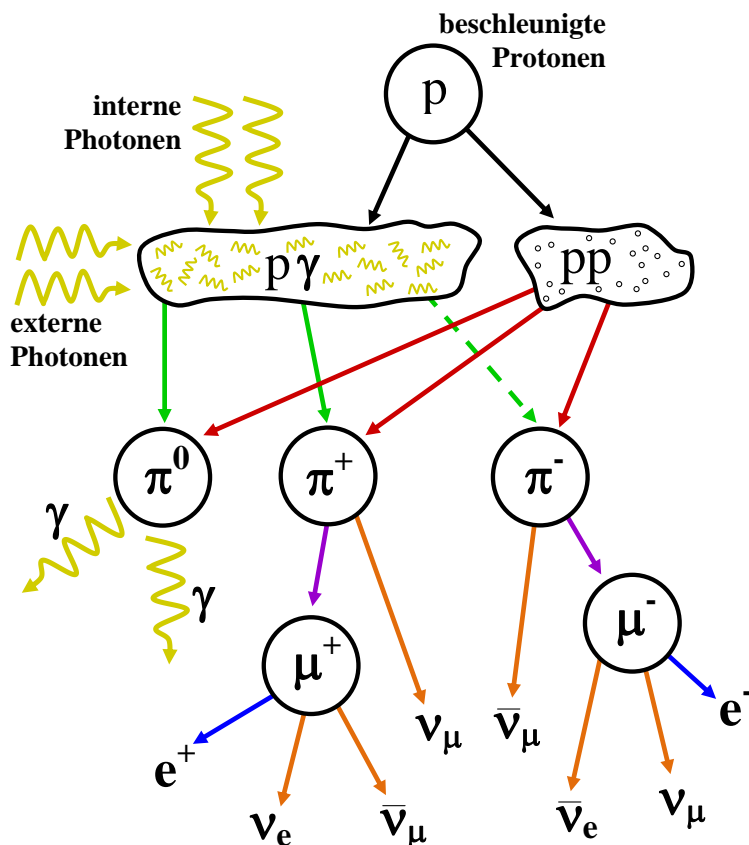
## 2.2. Quellen hochenergetischer Neutrinos

Die Detektion hochenergetischer Protonen in der kosmischen Strahlung lässt uns einen Fluss hochenergetischer Neutrinos erwarten. Wenn hochenergetische Protonen mit Photonen oder Protonen wechselwirken, werden Pionen produziert, die in ihren Zerfällen im Fall von neutralen Pionen zu hochenergetischen Photonen und im Fall von geladenen Pionen zu hochenergetischen Neutrinos führen.

$$\begin{aligned}
 \pi^0 &\rightarrow \gamma + \gamma & \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu & \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\
 & & &\hookrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu & &\hookrightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

Die Produktion hochenergetischer Photonen und Neutrinos ist in Abb. 2.2 schematisch dargestellt. Im Fall von photohadronischen Wechselwirkungen wechselwirken die in Schocks beschleunigten Protonen entweder mit Photonen, die intern im Schock beispielsweise durch Synchrotronstrahlung oder inverse Comptonstrahlung der mitbeschleunigten Elektronen produziert werden, oder mit externen Photonen wie zum Beispiel den thermischen Photonen, die aus der Akkretionsscheibe von AGNs emittiert werden. Ein anderes Beispiel für ein externes Photonfeld ist der kosmische Mikrowellenhintergrund. Diese Wechselwirkung ist die Ursache für den nach Greisen, Zatsepin und Kuzmin benannten GZK-Abbruch bei etwa  $10^{20}$  eV im Spektrum der kosmischen Strahlung [23, 24]. Die in diesen Wechselwirkungen produzierten Neutrinos nennt man deshalb GZK-Neutrinos.

In den photohadronischen Wechselwirkungen werden weniger negativ (gestrichelter Pfeil in Abb. 2.2) als positiv (durchgezogener Pfeil) geladene Pionen produziert, so dass weniger Elektronneutrinos als Antielektronneutrinos produziert werden. Im Fall von Proton-Proton-Wechselwirkungen treffen die beschleunigten Protonen auf kalte Protonen im umgebenden Medium. In den Wechselwirkungen ist die Ladungsverteilung der Pionen ausgeglichen, so dass Elektron- und Antielektronneutrinos im selben Verhältnis vorliegen [25]. Experimentell können hochenergetische Elektron- und Antielektronneutrinos an der Glashow-Resonanz unterschieden werden [26, 27]. Die Glashow-Resonanz liegt bei einer Antielektronneutrinoenergie von 6.3 PeV. Bei dieser Energie wird im Prozess  $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^-$  das W-Boson resonant produziert, so dass der Wirkungsquerschnitt bei dieser Energie um den Faktor 300 erhöht ist.



**Abbildung 2.2.:** Schematische Darstellung astrophysikalischer Quellen hochenergetischer Neutrinos.

Das bedeutet, dass theoretisch eine Unterscheidung von  $pp$ - und  $p\gamma$ -Quellen an der Glashow-Resonanz durch das unterschiedliche Verhältnis von Elektron- zu Antielektronneutrinos möglich ist [28–30].

Die Assoziation von hochenergetischen Neutrinos mit der kosmischen Strahlung führt dazu, dass die Quellen der kosmischen Strahlung, in denen Protonen beschleunigt werden, potenzielle Neutrinoquellen sind. Mögliche Beschleunigungsorte sind dabei Schocks, in denen Fermi-Beschleunigung durch mehrfaches Überschreiten der Schockfront stattfindet [31, 32]. Astrophysikalische Kandidaten sind dabei Supernova-Überreste (SNR), Pulsarwindnebel (PWN), Mikroquasare, Jets aktiver galaktischer Kerne und Gammablitz. Reviews zu den Quellen und Flüssen hochenergetischer Neutrinos findet man in [20, 33–36] und [37, 38] für galaktische Quellen.

Kandidaten für galaktische Quellen hochenergetischer Neutrinos sind SNRs [39–41], PWNs [42–44] und Mikroquasare [45–47]. Als extragalaktische Quellen hochenergetischer Neutrinos werden AGNs und GRBs behandelt. Die Vorhersagen von

verschiedenen AGN-Modellen sind in [48–59] zu finden. Von großem Interesse für die Neutrinoastronomie sind so genannte „orphan flares“, bei denen eine verstärkte Emission im TeV-Energiebereich aber nicht im Röntgenbereich beobachtet wird. Das alleinige Aufleuchten im TeV-Bereich spricht für hadronische Modelle und damit Neutrinoproduktion, da leptonische Synchrotron-Selbst-Compton-Modellen, in denen die TeV-Emission durch inverse Comptonstreuung der Elektronen und der von ihnen erzeugten Synchrotronphotonen erklärt wird, ein gleichzeitiges Aufleuchten im Röntgen- und TeV-Energiebereich vorhersagen. Gammablitz, die heftigsten von uns beobachteten Ereignisse im Universum, sind neben AGNs die zweiten Kandidaten für die kosmische Strahlung bei höchsten Energien. Die Ausbrüche können grob in drei Phasen aufgeteilt werden: den Precursor (I), die prompte Phase (II) und das Nachglühen (III). In allen drei Phasen wird ein Fluss hochenergetischer Neutrinos erwartet, siehe [60, 61] für (I), [2, 3, 12, 62–65] für (II) und [66, 67] für (III). Eine detailliertere Beschreibung von Gammablitzen und dem assoziierten Neutrinofluss geben wir in Kapitel 5. Weiterhin existieren allgemeine nicht quellspezifische Berechnungen des Neutrinoflusses aus astrophysikalischen Quellen mit Fokus auf das Verhältnis der verschiedenen Neutrino-Flavor [12], für variable Quellen [68], leicht magnetisierte [69] und stark magnetisierte Quellen [70].

## 2.3. Propagation hochenergetischer Neutrinos

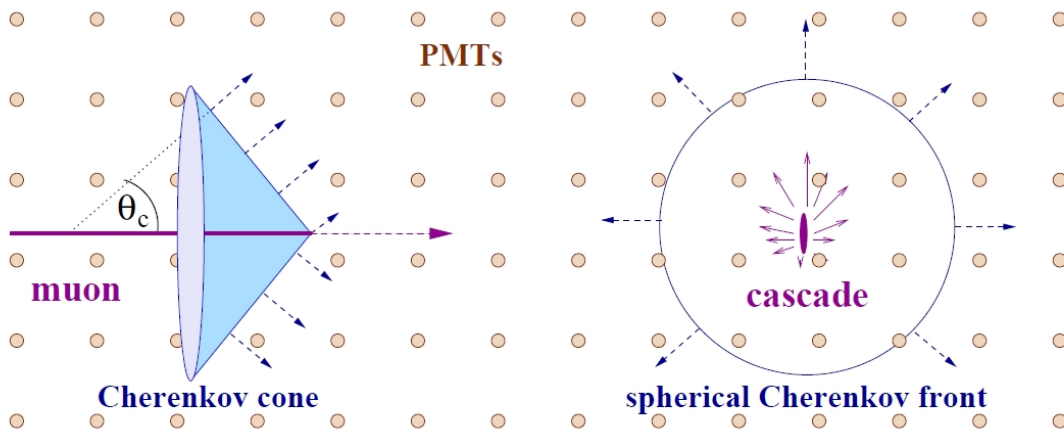
In diesem Abschnitt betrachten wir die Neutrinos auf dem Weg von der Quelle zum Beobachter auf der Erde. Für weit entfernte Quellen beeinflusst die kosmologische Expansion des Universums die Energie der Neutrinos. So verringert sich die Energie in Abhängigkeit von der Rotverschiebung zu  $E^{\text{Erde}} = E^{\text{Quelle}}/(1 + z)$ . Auf Grund der großen Distanzen der astrophysikalischen Quellen mitteln sich die Neutrinooszillationen aus, so dass lediglich Neutrinomischung stattfindet [71]. Das typische Flavor-Verhältnis an der Quelle von  $(\nu_e:\nu_\mu:\nu_\tau)=(1:2:0)$ , siehe Gl. (2.1) wechselt bei verschwindender Mischung  $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$  und maximaler Mischung  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$  zu  $(1:1:1)$  [28]. Abweichungen von diesen Mischungen führen zu einem anderen Verhältnis der Flavor auf der Erde. Das bedeutet, dass mit Hilfe gemessener Verhältnisse die Mischungen der Neutrinos untersucht werden können. In vielen Studien wurde die Möglichkeit der Bestimmung der Standardoszillationsparameter aus Spektren astrophysikalischer Neutrinos untersucht zum Beispiel [72–77]. Des Weiteren können auch die Effekte von neuer Physik wie zum Beispiel die Mischung mit sterilen Neutrinos [78, 79] oder aber auch der Neutrinozerfall [80–82] in astrophysikalischen Neutrinoverhältnissen

untersucht werden. Weitere mögliche Effekte durch neue Physik sind in [83] und den darin enthaltenen Referenzen diskutiert. Bei all diesen Analysen muss jedoch berücksichtigt werden, dass das Flavor-Verhältnis an der Quelle nicht exakt (1:2:0) entspricht [12] und das Verhältnis abhängig von der Neutrinoenergie ist [13]. So verlieren beispielsweise Myonen stärker Energie im Magnetfeld und zerfallen langsamer als Pionen, so dass bei hohen Energien die Neutrinos aus Myonzerfällen stark unterdrückt sind und das Verhältnis (0:1:0) beträgt.

## 2.4. Detektion hochenergetischer Neutrinos

In diesem Abschnitt stellen wir verschiedene Techniken zur Detektion hochenergetischer Neutrinos vor. Der aktuelle Stand der Neutrinoastronomie inklusive einer detaillierten Diskussion der Experimente zur Detektion hochenergetischer Neutrinos ist in [84] zu finden. Wir diskutieren hier am Beispiel von IceCube die Technik, die auf der Detektion der Cherenkov-Strahlung der in den Wechselwirkungen der Neutrinos produzierten hochenergetischen Leptonen basiert. Diese wird auch in Lake Baikal oder Antares verwendet. Die Hauptunterschiede zwischen den Experimenten Lake Baikal, Antares und IceCube sind neben der Größe und der Lage auf der Erde die Eigenschaften des Detektormediums. So ist im Wasser die Absorption der Cherenkov-Photonen höher als im Eis, die Streuung jedoch geringer, so dass man eine bessere Winkelauflösung im Wasser erhält. Im Ozean und im See ist durch die Biolumineszenz und  $^{40}\text{K}$ -Zerfälle ein saisonabhängiges Störsignal vorhanden, das die Bestimmung eines Signals erschwert. Im Anschluss an die Diskussion von IceCube stellen wir kurz die Detektion der Radioemission auf Grund des Askaryan Effekts elektromagnetischer Schauer und die Verwendung von Luftschauer-Experimenten für die Detektion hochenergetischer Neutrinos vor.

Der IceCube-Detektor, der im Januar 2011 fertiggestellt worden ist, ist mit einem Volumen von  $1 \text{ km}^3$  derzeit das weltweit größte Neutrinoobservatorium. Der Detektor liegt etwa 2 km unter der Eisoberfläche der Antarktis und besteht aus 5,160 optischen Modulen, die an 86 Leinen installiert sind. Mit Hilfe der optischen Module wird die Cherenkov-Strahlung der in den Wechselwirkungen der Neutrinos mit Nukleonen im Eis produzierten Leptonen detektiert. Im Fall von Myonen ergeben sich Myonspuren im Detektor, siehe linke Darstellung in Abb. 2.3. Der mittlere Winkel zwischen der Richtung des Neutrinos und des Myons kann dabei durch  $\langle\theta\rangle \approx 0.7^\circ / (E_\nu [\text{TeV}])^{0.6}$  parametrisiert werden [6]. Obwohl die daraus folgende Auflösung schlechter ist als die der konventionellen Astronomie ist eine Richtungsbestimmung der Myonneu-



**Abbildung 2.3.:** Detektionsprinzip für Myonspuren (links) und Kaskaden (rechts) in Neutrinoobservatorien in Eis und Wasser. Entnommen aus [84].

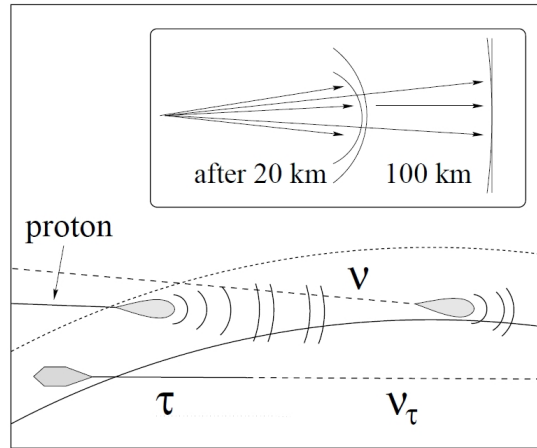
trinos durch die Richtung der Myonen möglich. So ist auch die Beobachtung und Nachverfolgung bestimmter Quellen durchführbar. Um den Untergrund auf Grund von Myonen aus der kosmischen Strahlung zu minimieren, betrachtet man die von unten kommenden Myonen. Da Neutrinos die einzigen bekannten Teilchen sind, die die Erde durchqueren können, ist sichergestellt, dass diese Myonen aus Wechselwirkungen von Neutrinos kommen. Für die Detektion von extragalaktischen Neutrinos ist der Untergrund dann lediglich durch Myonen gegeben, die in Wechselwirkungen der atmosphärische Neutrinos mit den Nukleonen im Eis produziert werden. Betrachtet man die Wechselwirkungen von Elektron- und Tauneutrinos so ergeben sich im Detektor Kaskaden, siehe rechte Darstellung in Abb. 2.3. Das Elektron führt direkt zu einem elektromagnetischen Schauer, der zusammen mit dem hadronischen Schauer der Wechselwirkung die Energie des Neutrinos beschreibt. Dabei strahlt jedes geladene Teilchen der Kaskade Cherenkov-Licht ab. Durch die Streuung der Photonen wird im Detektor eine sphärische Front beobachtet. Das Tauon hat eine kurze Lebenszeit, so dass für kleine Energien der Wechselwirkungsschauer und der Schauer auf Grund des Tauonzerfalls zusammenfallen. Bei höheren Energie  $\gtrsim 1$  PeV ist die Spur des Tauons länger als die Größe des ersten Schauers, so dass zwei separate Schauer sichtbar sind. Diese Signatur wird „double-bang“ genannt. Zerfällt das Tauon leptonisch wird ein Myon erzeugt, so dass eine Myonspur detektiert wird. Weitere Details zur Flavor-Identifikation können in [85] nachgelesen werden.

Zusätzlich zu den Wechselwirkungen im geladenen Strom finden Wechselwirkungen durch den neutralen Strom statt. In diesen Wechselwirkungen werden keine geladenen Leptonen produziert, so dass lediglich ein hadronischer Schauer detektiert wird. Möchte man nun das Verhältnis der verschiedenen Neutrino-Flavor bestimm-

men, so führen die Wechselwirkungen im neutralen Strom zu einem Untergrund, da sie nicht nach Flavor des wechselwirkenden Neutrinos unterscheidbar sind. In der Kaskadenanalyse, die von der IceCube-Kollaboration durchgeführt wurde [86] hat sich herausgestellt, dass die elektromagnetischen Schauer nicht von den hadronischen Schauern unterschieden werden können. Der Beitrag zu den Kaskaden bei einem  $E^{-2}$ -Fluss und einem gleichem Flavor-Anteil im Neutrinofluss an der Erde wird jedoch durch den Elektron- und Tauanteil dominiert, so dass das Verhältnis von Myonneutrino-Events (Spuren) zu Elektron- und Tauneutrino-Events (Schauern) eine sinnvolle Größe ist. Der Untergrund besteht dabei aus den Beiträgen zu den Schauern aus Wechselwirkungen im neutralen Strom und aus hochenergetischen Myonen, die in leptonischen Tauonzerfällen auftreten. Mit Hilfe des gemessenen Flavor-Verhältnisses lassen sich dann Rückschlüsse auf das Flavor-Verhältnis an der Quelle ziehen.

Da der erwartete Fluss hochenergetischer Neutrinos mit steigender Energie fällt, ist für die Detektion der GZK-Neutrinos ein Kubikkilometer großes Experiment nicht ausreichend. Eine günstige Technologie zur Ausrüstung großer Volumina ist die Radiotechnologie, die durch den Askaryan Effekt neutrino-induzierter elektromagnetischer Schauer [87, 88] für die Detektion von ultrahochenergetischen Neutrinos eingesetzt werden kann. Der Askaryan Effekt ist kohärente Cherenkov-Strahlung im Radiobereich auf Grund von Ladungsasymmetrien in elektromagnetischen Schauern. Dieser Effekt wurde in Siliziumsand [89], Salzgestein [90] und Eis [91] am SLAC experimentell nachgewiesen. Neutrinoexperimente, die diese Technik verwenden sind zum Beispiel ANITA (Antarctic Impulsive Transient Antenna) und RICE (Radio Ice Cherenkov Experiment) in der Antarktis.

Die Detektion von ultrahochenergetischen Neutrinos kann ferner mit riesigen Luftschauer-Experimenten, wie dem Pierre-Auger-Observatorium (PAO) durchgeführt werden. Das PAO kombiniert die Messung der geladenen Teilchen des Schauers in Tanks auf einer Fläche von  $3000 \text{ km}^2$  mit der Messung des Fluoreszenzlichts, das durch die Schauer in der Atmosphäre erzeugt wird. Beobachtet man nun horizontale Schauer, so werden die durch geladene kosmische Strahlung induzierten Schauer hoch die von Neutrinos induzierten hingegen tief in der Atmosphäre erzeugt, siehe Abb. 2.4. Die Beobachtung tief in der Atmosphäre erzeugter horizontaler Schauer ermöglicht also die Detektion ultrahochenergetischer Neutrinos. Eine weitere Möglichkeit ist die Messung sogenannten „earth-skimming“-Tau-Neutrinos. Diese wechselwirken in der Erde nahe der Oberfläche und die in der Wechselwirkung erzeugten Leptonen verlassen die Oberfläche und treffen quasi-horizontal auf den Detektor,



**Abbildung 2.4.:** Detektionsprinzip für neutrino-induzierte Schauer im Pierre-Auger-Observatorium. Entnommen aus [84].

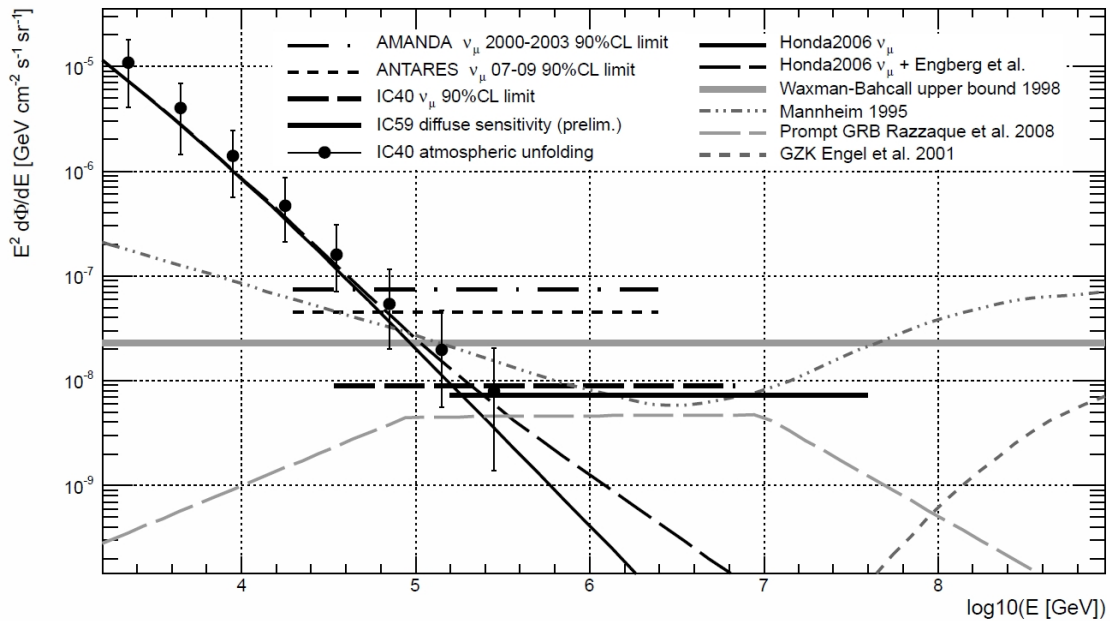
siehe Abb. 2.4.

Die aktuellen Grenzen von IceCube zu den verschiedenen Suchen sind in folgenden Referenzen zu finden: die zeitintegrierte und zeitabhängige Suche nach Punktquellen [92], die Suche nach Gammablitzern [1] und die Suche nach einem diffusen Fluss [93]. Die Grenzen an den diffusen Fluss hochenergetischer Neutrinos diskutieren wir im nächsten Abschnitt und die speziell an Gammablitzern in Kap. 5.

## 2.5. Beschränkungen an den hochenergetischen diffusen Neutrinofluss

In diesem Abschnitt betrachten wir die experimentellen und theoretischen Beschränkungen an den hochenergetischen diffusen Neutrinofluss. Die theoretischen Grenzen folgen aus der Verbindung von Neutrinos und kosmischer Strahlung beziehungsweise Neutrinos und hochenergetischen Photonen. Die bekanntesten Grenzen, die die Verbindung zur hochenergetischen kosmischen Strahlung ausnutzen, sind die Grenze von Waxman und Bahcall (WB-Grenze) [94] und die Grenze von Mannheim, Protheroe und Rachen (MPR-Grenze) [95]. Der Hauptunterschied zwischen den beiden Grenzen ist, dass WB ein generisches  $E^{-2}$ -Spektrum für alle extragalaktischen Quellen annehmen, wobei MPR verschiedene Spektren erlauben. Dies führt zu einer etwas schwächeren Grenze im Fall von MPR. Bei der Normierung auf den Fluss kosmischer Strahlung wird angenommen, dass die Quellen dünn genug sind um Neutronen entkommen zu lassen. Diese Neutronen zerfallen und führen zu der





**Abbildung 2.5.:** Beschränkungen und Vorhersagen für den diffusen Myonenneutrinofluss. Die Vorhersagen mit und ohne prompte Komponente und die Messungen des atmosphärischen Flusses sind durch die dünnen schwarzen Kurven beziehungsweise die Datenpunkte gezeigt. Die schwarzen horizontalen Linien sind die 90%-C.L. Grenzen von verschiedenen Experimenten (siehe Legende). Theoretische Vorhersagen für Neutrinos in AGN-Modellen, Gammablitzes und aus der Wechselwirkung mit dem Mikrowellenhintergrund sind durch graue Kurven dargestellt. Die dicke graue horizontale Linie ist die obere Grenze von Waxman und Bahcall. Aus [93].

beobachteten kosmischen Strahlung. Ist die Quelle nicht dünn genug, so dass Neutronen nicht entkommen können, kann der diffuse Gammastrahlungshintergrund eine Grenze an den Neutrinofluss setzen, indem angenommen wird, dass alle Gammaphotonen aus den Zerfällen der neutralen Pionen herrühren, die in photohadronischen Wechselwirkungen zusammen mit geladenen Pionen produziert werden. Die aktuelle Grenze liegt dabei etwa bei der WB-Grenze [84]. Umgangen werden können die theoretischen Grenzen im Fall von so genannten „hidden sources“, Quellen, aus denen nur Neutrinos entkommen können oder durch Zerfälle von zum Beispiel schwerer dunkler Materie. Heutzutage sind die verschiedenen theoretischen Grenzen jedoch nur noch von historischem Interesse, da die experimentelle Grenze, die durch IceCube gesetzt ist, die theoretischen Grenzen bereits unterschreitet.

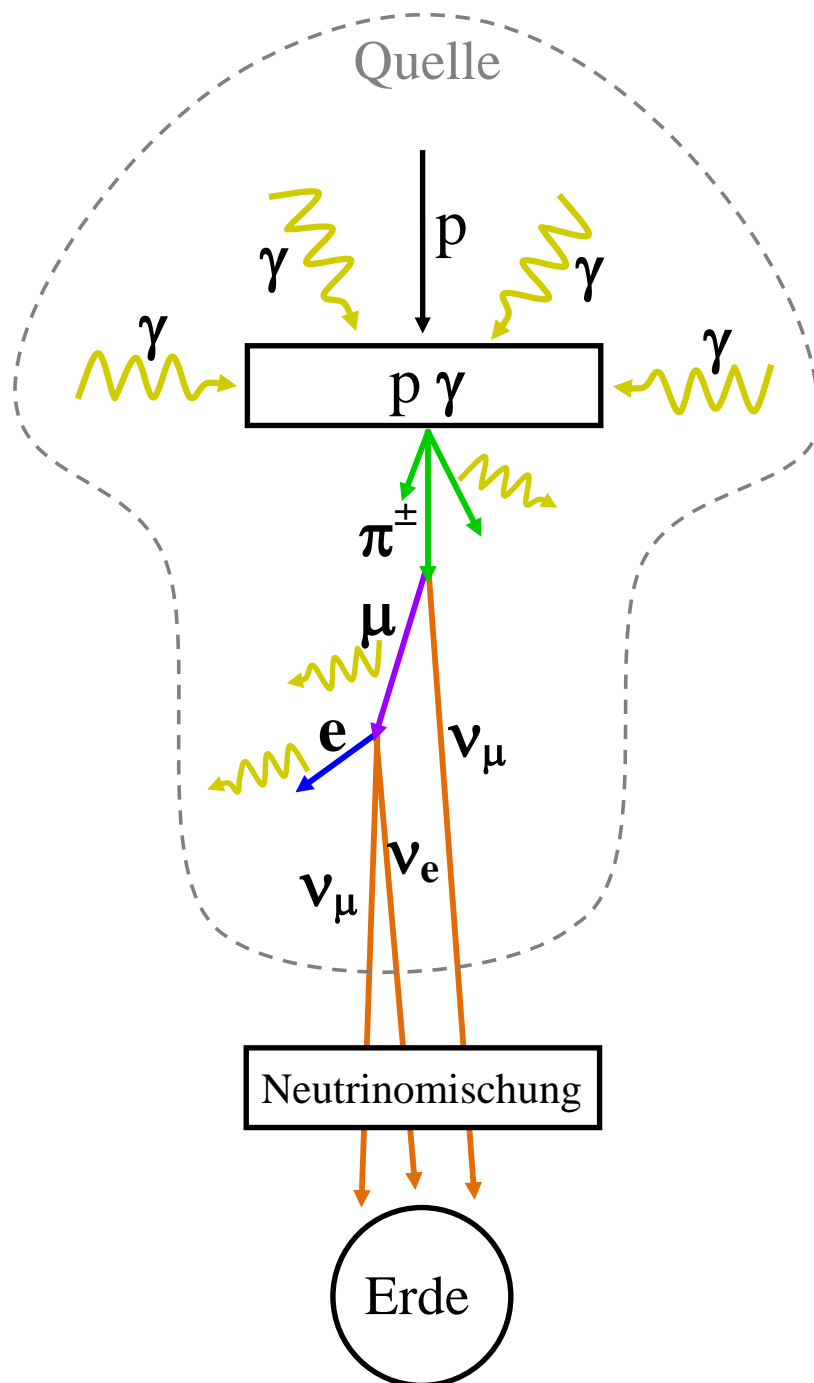
In Abb. 2.5 sind die Grenzen von AMANDA [96], ANTARES [97] und IC40 [98] als schwarze gestrichelte horizontale Linien dargestellt. Zusätzlich ist die vorläufige Sensitivität von der Konfiguration mit 59 installierten Leinen als durchgezogene schwarze Linie angegeben und der Vergleich von zwei Vorhersagen des atmosphärischen Flusses (schwarze Kurven) mit den Messwerten von IC40 (Datenpunkte) [99] ge-

zeigt. Vorhersagen für den Neutrinofluss aus dem in [48] vorgestellten AGN-Modell, dem Gammablitz-Modell in [61] und aus Wechselwirkungen mit dem CMB [100] sind durch die grauen gestrichelten Kurven dargestellt. Die dicke graue horizontale Linie ist die obere Grenze an den diffusen Neutrinofluss von Waxman und Bahcall [94]. Wir erkennen, dass die Ergebnisse von IceCube bereits in der 59-Leinen-Konfiguration unterhalb der WB-Grenze liegen und damit die theoretischen Grenzen nicht mehr relevant sind.

---

### 3. Neutrinos aus photohadronischen Wechselwirkungen

In diesem Kapitel stellen wir die notwendigen Mittel zusammen, die man benötigt, um aus einem gegebenen Photon- und Protonenspektrum das Neutrinospektrum zu berechnen. Für das Protonenspektrum nehmen wir dabei an, dass es einem Potenzgesetz mit der Form  $N_p \propto E_p^{-2}$  folgt, motiviert durch Fermi-Schock-Beschleunigung [31, 32]. Das Photonspektrum kann unterschiedliche Formen haben. Im Folgenden betrachten wir drei typische Beispiele aus der Astrophysik: ein Potenzgesetz, wie man es typischerweise in AGNs als Synchrotronspektrum der mitbeschleunigten Elektronen erhält, ein gebrochenes Potenzgesetz, wie es in GRBs beobachtet wird, und ein thermisches Spektrum, wie man es zum Beispiel von einer Akkretionsscheibe in AGNs erwarten würde. In Abb. 3.1 ist die Bestimmung des Neutrinospektrums auf der Erde aus Photon- und Protonenspektrum in der Quelle illustriert. Anhand dieses Schemas können wir die verschiedenen Komponenten erkennen, die bei bekanntem Photon- und Protonenspektrum zur Bestimmung des Neutrinospektrums auf der Erde notwendig sind. Die erste Komponente ist die Beschreibung der photohadronischen Wechselwirkungen zwischen den Protonen und den Photonen, auf die wir im Detail in Abschnitt 3.1 eingehen. In den Wechselwirkungen werden Pionen produziert, wobei hier nur die geladenen Pionen eine Rolle spielen, da diese zum Neutrinofluss beitragen (siehe Gl. (2.1)). In Abb. 3.1 erkennen wir als nächste Komponenten den Zerfall, den wir in Abschnitt 3.2 diskutieren, und die Abstrahlung von Synchrotronphotonen als Beispiel für Energieverluste der Sekundärteilchen. Die Auswirkungen von Energieverlusten auf die Sekundärteilchen, bevor sie zerfallen, untersuchen wir in Abschnitt 3.3 anhand von stationären Spektren. Die letzte Komponente beschreibt die Propagation der Neutrinos zur Erde, wobei der Fokus in Abschnitt 3.4 auf die Betrachtung der Neutrino-Flavor und ihre Mischung gelegt ist. Der letzte Abschnitt dieses Kapitels beschreibt ein numerisches Modell, das die einzelnen zuvor besprochenen Komponenten beinhaltet.



**Abbildung 3.1.:** Illustration der Neutrinoproduktion in astrophysikalischen Quellen aus einem Proton- und einem Photonspektrum.

## 3.1. Photohadronische Wechselwirkungen

Der totale photohadronische Wechselwirkungsquerschnitt ist bis zu einer Energie der Photonen im Ruhesystem des Protons (PRF) von 185 GeV seit Ende der siebziger Jahre bekannt. Um die Jahrtausendwende kamen Messungen bis zu einer Energie von  $2 \cdot 10^4$  GeV hinzu (siehe Datenpunkte in Abb. 3.2). Trotzdem wurde in den meisten astrophysikalischen Berechnungen lediglich der Beitrag der  $\Delta(1232)$ -Resonanz bei einer Energie von  $\approx 0.3$  GeV verwendet. Wie gut diese Näherung für typische astrophysikalische Proton- und Photonspektren ist, werden wir in den folgenden Abschnitten diskutieren.

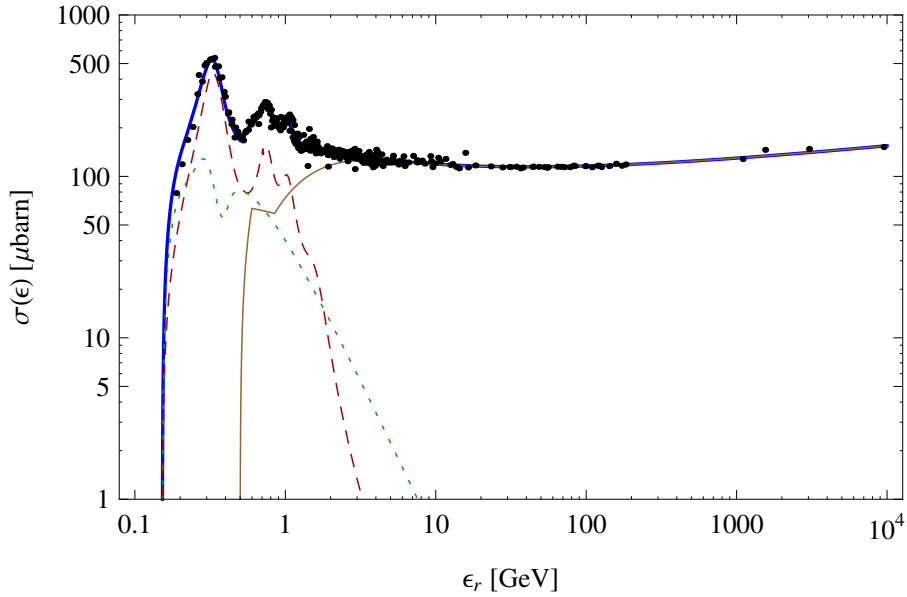
### 3.1.1. Die Beschreibung in astrophysikalischen Anwendungen

Eine beliebte und einfache Näherung zur Vorhersage des kosmischen Flusses hochenergetischer Neutrinos ist die  $\Delta$ -Resonanz-Näherung. In diesem Fall wird der photohadronische Wechselwirkungsquerschnitt durch den Beitrag der  $\Delta(1232)$ -Resonanz beschrieben und man erhält:

$$p + \gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \begin{cases} n + \pi^+ & \text{in } 1/3 \text{ aller Fälle} \\ p + \pi^0 & \text{in } 2/3 \text{ aller Fälle} \end{cases}, \quad (3.1)$$

wobei die Energie, die das Pion in der Wechselwirkung erhält, etwa ein Fünftel der Protonenergie beträgt. Erweiterungen dieses sehr einfachen Modells sind zum Beispiel die Näherung von Waxman und Bahcall in [2] (WB- $\Delta$ -Näherung), in der das Verhältnis von geladenen Pionen zu neutralen Pionen auf 1 : 1 gesetzt wird, um den Beiträgen höherer Resonanzen Rechnung zu tragen. Diese Näherung wird in den analytischen Modellen zur Berechnung von Neutrinoströmen aus Gammablitzern in Kapitel 5 verwendet. Des Weiteren gibt es Ansätze, die Beiträge durch Multipion-Produktion mit Hilfe eines zusätzlichen Beitrags zu beschreiben [47, 53].

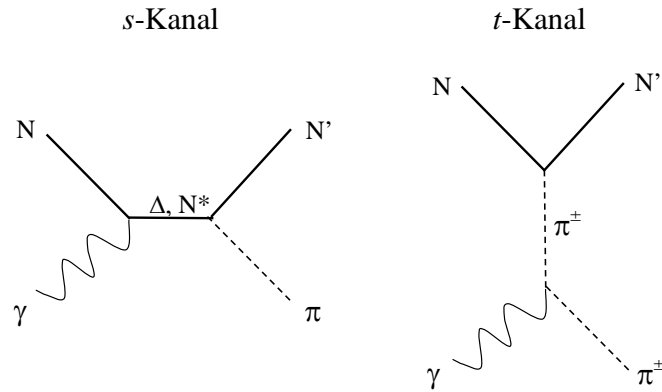
In numerischen Analysen, in denen nur wenige Wechselwirkungen bestimmt werden müssen, ist die SOPHIA (Simulations Of Photo Hadronic Interactions in Astrophysics) Software [10] eine gute Möglichkeit zur Berechnung photohadronischer Wechselwirkungen. Anwendungen der Software finden sich beispielsweise in [52, 69, 100–105]. Alternativ wird auch das Simulationspaket GEANT4 [106] zur Berechnung der photohadronischen Wechselwirkungen verwendet (siehe zum Beispiel [64]). SOPHIA ist jedoch nur für eine geringe Anzahl an zu berechnenden  $p\gamma$ -Wechselwirkungen geeignet, da es sich um einen statistischen Monte-Carlo-Ansatz



**Abbildung 3.2.:** Totaler Wechselwirkungsquerschnitt für  $p\gamma$ -Wechselwirkungen (blau durchgezogen) basierend auf SOPHIA mit Beiträgen aus den drei Kategorien: resonante (rot gestrichelt), direkte (grün gepunktet) und Multipion-Produktion (braun durchgezogen). Zusätzlich sind die Messdaten als Punkte gezeigt [107]. Darstellungen aus [108].

handelt. Das bedeutet, dass er für Parameterstudien oder zeitabhängige Simulationen zu langen Rechenzeiten führt. SOPHIA beinhaltet den gesamten Wechselwirkungsquerschnitt, also zusätzlich zur  $\Delta(1232)$ -Resonanz höhere Resonanzen, direkte (t-Kanal) Produktion und Multipion-Produktion, die über einen Fragmentations-Code berechnet wird. Sowohl die in SOPHIA gewählte Parametrisierung des totalen Wirkungsquerschnitts als auch die exklusiven Wirkungsquerschnitte für verschiedene 1-Pion-, 2-Pion-, und 3-Pion-Produktion wurden mit Messwerten verglichen. Des Weiteren wurde eine gute Übereinstimmung von den Ergebnissen von SOPHIA und Messungen zur Rapidität und zur Pionmultiplizität gefunden [10].

Um die Effizienz der Berechnung photohadronischer Wechselwirkungen zu erhöhen, haben Kelner und Aharonian in [11] die Beschreibung der  $p\gamma$ -Wechselwirkungen von SOPHIA analytisch genähert. Jedoch werden dabei die Sekundärteilchen wie Pionen und Myonen ausintegriert, so dass Effekte durch deren Energieverluste nicht berücksichtigt werden können. In Quellen, in denen die Energieverluste vernachlässigt werden können, ist dieser Ansatz ein sehr einfacher und effizienter, der die kompletten  $p\gamma$ -Wechselwirkungen berücksichtigt. Möchte man jedoch systematische Parameterstudien durchführen und dabei die Effekte durch Energieverluste der Sekundärteilchen untersuchen oder zeitabhängige hadronische AGN-Modelle betrachten, in denen die Synchrotronstrahlung der Pionen und Myonen für den Photonaus-



**Abbildung 3.3.:** Feynman-Graphen für die resonante ( $s$ -Kanal) und die direkte ( $t$ -Kanal) 1-Pion-Produktion.

stoß berücksichtigt werden soll, so ist auf Grund der langen Rechenzeit von SOPHIA und der ausintegrierten Sekundärteilchen in Kelner und Aharonian keine der beiden guten Beschreibungen geeignet. Deshalb führen wir im nächsten Abschnitt die neue effektive Beschreibung der  $p\gamma$ -Wechselwirkungen aus [108] ein.

### 3.1.2. Eine neue effektive Beschreibung

Zunächst möchten wir die Anforderungen an die neue Beschreibung der photohadronischen Wechselwirkungen zusammenstellen. Die Beschreibung soll effizient sein, aber trotzdem den vollen photohadronischen Wechselwirkungsquerschnitt beinhalten. Sie soll die Sekundärteilchen nicht ausintegrieren, so dass ihre Energieverluste berücksichtigt werden können. Die Flüsse der drei Ladungszustände der Pionen  $\pi^+$ ,  $\pi^0$  und  $\pi^-$  sollen getrennt vorhergesagt werden. Des Weiteren soll das Modell einfach anpassbar an neue Daten und erweiterbar um neue Prozesse sein. Die genauen Details dieses Modells, das SOPHIA folgt, sind in Anhang A und in [108] dargestellt.

Die photohadronischen Pionproduktionsprozesse kann man grob in drei Kategorien aufteilen. Die erste Kategorie sind resonante Prozesse im  $s$ -Kanal (siehe Abb. 3.3 links). In diesem Fall wird eine  $\Delta$ - beziehungsweise  $N$ -Resonanz erzeugt, die in Nukleon oder Resonanz und Pion zerfällt. Zerfällt die Resonanz direkt in Proton oder Neutron, wie es bei der niedrigsten  $\Delta(1232)$ -Resonanz immer der Fall ist, wird ein Pion produziert. Zerfällt sie jedoch zunächst in eine niedrigere Resonanz werden zwei Pionen produziert. Des Weiteren kann die Resonanz auch in ein Nukleon und ein  $\rho$ -Meson zerfallen, das seinerseits in zwei Pionen zerfällt. In den resonanten Prozessen können folglich ein oder zwei Pionen produziert werden. Der resonante Prozess hat

eine gepeakte Verteilung in der Schwerpunktsenergie.

Die zweite Kategorie ist die direkte Produktion von Pionen. In diesem Fall findet der Prozess im  $t$ -Kanal sprich mit einem Pion im Propagator statt (siehe Abb. 3.3 rechts). Es ist hier also nur möglich geladene Pionen in der 1-Pion-Produktion zu erzeugen beziehungsweise neutrale Resonanzen in der 2-Pion-Produktion. Die direkten Prozesse haben keinen starken Peak in der Schwerpunktsenergie (COM-Energie), dafür aber eine starke Korrelation zwischen Anfangs- und Endimpuls.

Die dritte Kategorie ist die Multipion-Produktion. Sie findet bei Photonenergien im PRF von über  $\approx 1$  GeV statt. Diese Prozesse werden mit Hilfe von QCD Fragmentation farbiger Strings beschrieben.

Der Wechselwirkungsquerschnitt der drei Kategorien als Funktion der Photonenergie im PRF ist in Abb. 3.2 dargestellt. Man erkennt gut die dominante  $\Delta(1232)$ -Resonanz bei etwa 0.3 GeV und den Beitrag höherer Resonanzen bei höheren Energien (rot gestrichelte Kurve). Ferner stellen wir fest, dass die direkte Produktion am stärksten an der Schwelle beiträgt (grün gepunktete Kurve). Die Multipion-Produktion setzt bei etwa 0.5 GeV ein, wird aber erst ab 1 GeV der dominante Pionproduktionskanal (braun durchgezogene Kurve).

Die Parametrisierung des totalen Wirkungsquerschnitts, der in Abb. 3.2 gezeigt ist, ist aus SOPHIA übernommen. In SOPHIA werden die Wechselwirkungsquerschnitte der einzelnen Resonanzen mit Hilfe der Breit-Wigner-Formel bestimmt [107]. Aus dem Vergleich der resonanten Beiträge mit den gemessenen Daten aus [107, 109] zum totalen Wirkungsquerschnitt und einigen exklusiven Wirkungsquerschnitten wird der Beitrag der direkten Prozesse bestimmt und gefittet. Für die hochenergetischen Prozesse werden die Daten gefittet, die nach Subtraktion der resonanten und direkten Beiträge verbleiben. Als Grundlage dient dabei die Energieabhängigkeit des Wechselwirkungsquerschnitts von Reggeon- und Pomeron-Austausch.

Um das Spektrum der Pionen zu berechnen, betrachten wir zunächst allgemein die Produktionsrate einer Teilchensorte  $b$  aus der Teilchensorte  $a$  [12]:

$$Q_b(E_b) = \int dE_a N_a(E_a) \Gamma_{a \rightarrow b}(E_a) \frac{dn_{a \rightarrow b}}{dE_b}(E_a, E_b). \quad (3.2)$$

Hier steht  $\Gamma_{a \rightarrow b}(E_a)$  für die Wechselwirkungsrate,  $dn_{a \rightarrow b}/dE_b(E_a, E_b)$  ist die Verteilung der Teilchen  $b$  im Energieintervall  $(E_b, E_b + dE_b)$  und  $N_a(E_a)$  das Spektrum pro Energieintervall<sup>1</sup>. Die Funktion  $\Gamma_{a \rightarrow b}(E_a)$  beschreibt die Rate, mit der die Teilchen

---

<sup>1</sup>Oftmals noch zusätzlich pro Volumen oder Fläche.



$b$  aus den Teilchen  $a$  produziert werden und beinhaltet den Wechselwirkungsquerschnitt. Die Funktion  $dn_{a \rightarrow b}/dE_b(E_a, E_b)$  beschreibt die Kinematik der Prozesse.

Wir betrachten nun die zwei Funktionen  $\Gamma_{a \rightarrow b}(E_a)$  und  $\frac{dn_{a \rightarrow b}}{dE_b}(E_a, E_b)$  für den Fall photohadronischer Wechselwirkungen. Beginnen wir mit der Wechselwirkungsrate der Protonen mit einer Photondichte  $N_\gamma(\varepsilon, \cos \theta_{p\gamma})$  in den Einheiten ( $\text{GeV}^{-1} \text{cm}^{-3}$ ), wobei  $\theta_{p\gamma}$  den Winkel zwischen Proton und Photon beschreibt und  $\varepsilon$  die Photonenergie. Sie wird durch folgende Gleichung beschrieben:

$$\Gamma_{p\gamma \rightarrow p'b}(E_p) = c \int d\varepsilon \int_{-1}^{+1} \frac{d \cos \theta_{p\gamma}}{2} (1 - \cos \theta_{p\gamma}) N_\gamma(\varepsilon, \cos \theta_{p\gamma}) \sigma(\varepsilon_r). \quad (3.3)$$

Der Wechselwirkungsquerschnitt als Funktion der Photonenergie im PRF  $\varepsilon_r = E_p \varepsilon (1 - \beta_p \cos \theta_{p\gamma}) / m_p$  wird durch  $\sigma(\varepsilon_r)$  beschrieben. Die Photonenergie im PRF ist durch  $s(\varepsilon_r) = m_p^2 + 2m_p \varepsilon_r$  mit der totalen COM-Energie des Prozesses verknüpft. Im Folgenden werden zwei Annahmen gemacht. Die erste ist, dass das Photonspektrum isotrop ist, was vernünftig ist, wenn wir uns auf im Schock produzierte Photonspektren beschränken, wie zum Beispiel Synchrotronstrahlung von Elektronen im Schock. Da wir an den Wechselwirkungen beschleunigter Protonen interessiert sind, ist unsere zweite Annahme, dass die Protonen relativistisch sind ( $\beta_p \approx 1$ ) und die Energie der Photonen viel geringer als die Energie der Protonen ist. Mit diesen zwei Annahmen können wir das Integral über  $\cos \theta_{p\gamma}$  in Gl. (3.3) in ein Integral über  $\varepsilon_r$  umschreiben und die Abhängigkeit der Photondichte von  $\cos \theta_{p\gamma}$  verschwindet auf Grund der Annahme der Isotropie der Photonen. Wir erhalten:

$$\Gamma_{p\gamma \rightarrow p'b}(E_p) = \frac{c (m_p c^2)^2}{2 E_p^2} \int_{\frac{\varepsilon_{\text{th}} m_p c^2}{2 E_p}}^{\infty} d\varepsilon \frac{N_\gamma(\varepsilon)}{\varepsilon^2} \int_0^{\frac{2 E_p \varepsilon}{m_p c^2}} d\varepsilon_r \varepsilon_r \sigma(\varepsilon_r), \quad (3.4)$$

wobei die Grenze  $\varepsilon_r \approx 0$  aus  $\theta_{p\gamma} = 0$  folgt und damit Proton und Photon in dieselbe Richtung fliegen (minimale Wechselwirkungsenergie) und  $\varepsilon_r \approx 2 E_p \varepsilon / m_p c^2$  aus  $\theta_{p\gamma} = 180^\circ$ , also ein Frontalzusammenstoß und damit maximale Wechselwirkungsenergie. Möchte man sich nicht auf isotrope Photonspektren beschränken, so kann das Integral über den Wechselwirkungsquerschnitt nicht separiert werden, wie es in Gl. (3.4) der Fall ist. Der Vorteil der Separation, dass dieses Integrals nur einmal berechnet wird und für jedes beliebige Photonspektrum verwendet werden kann, geht dann verloren. Es müssen dann jedes Mal beide Integrale berechnet werden, so dass die Rechenzeit signifikant länger wird.

Um die Produktionsrate in Gl. (3.2) zu bestimmen, benötigen wir  $dn_{p \rightarrow b}/dE_b(E_p, E_b)$ , die Verteilung der produzierten Teilchen. Die Verteilung nähern wir durch eine  $\delta$ -Funktion, die die Berechnung stark vereinfacht und die Rechenzeit verringert:

$$\frac{dn_{a \rightarrow b}^{\text{IT}}}{dE_b}(E_a, E_b) \simeq \delta(E_b - \chi_{a \rightarrow b}^{\text{IT}} E_a) \cdot M_b^{\text{IT}}, \quad (3.5)$$

mit  $\chi$  dem Anteil der Energie, der in das produzierte Teilchen  $b$  geht, und  $M_b$  der Anzahl an produzierten Teilchen  $b$  pro Wechselwirkung. Für Verteilungen, die keine ausreichend starke Häufung aufweisen, so dass sie durch eine  $\delta$ -Funktion genähert werden können, definieren wir mehrere Wechselwirkungstypen (IT) mit unterschiedlichen  $\chi$ -Werten. Da für unsere Zwecke über ein kontinuierliches Photonspektrum in Gl. (3.2) integriert wird, das keine großen Brüche oder Sprünge beinhaltet, ist diese Näherung annehmbar. Im Vergleich zu SOPHIA, das die volle Kinematik beschreibt, stellen wir fest, dass dieses Vorgehen wie erwartet für Potenzgesetze weitaus bessere Ergebnisse erzielt als für ein thermisches Spektrum, das stärker gepeakt ist (siehe Anhang A.2).

Setzen wir nun Gl. (3.4) und Gl. (3.5) in Gl. (3.2) ein, erhalten wir für die Produktion des Teilchens  $b$ :

$$Q_b(E_b) = \int_{E_b}^{\infty} \frac{dE_p}{E_p} N_p(E_p) c \int_{\frac{\epsilon_{\text{th}} m_p c^2}{2E_p}}^{\infty} d\varepsilon N_\gamma(\varepsilon) R_b(x, y), \quad (3.6)$$

wobei  $x \equiv \frac{E_b}{E_p}$  der Anteil der Protonenergie ist, der in das produzierte Teilchen  $b$  geht, und  $2y \equiv \frac{2E_p \varepsilon}{m_p c^2}$  mit der maximalen Energie des Prozesses verknüpft ist. Die Response-Funktion  $R_b(x, y)$  ist durch

$$R_b(x, y) \equiv \sum_{\text{IT}} R^{\text{IT}}(x, y) \equiv \sum_{\text{IT}} \frac{1}{2y^2} \int_{\epsilon_{\text{th}}}^{2y} d\epsilon_r \epsilon_r \sigma^{\text{IT}}(\epsilon_r) M_b^{\text{IT}}(\epsilon_r) \delta(x - \chi^{\text{IT}}(\epsilon_r)) \quad (3.7)$$

gegeben. Sie beschreibt die Verteilung der produzierten Teilchen für beliebige Proton- und Photonspektren. Hier sei aber noch einmal darauf hingewiesen, dass durch die Verwendung der  $\delta$ -Näherung in Gl. (3.5) die Ausgangsspektren von Protonen und Photonen glatt sein sollten.

Um die Berechnung noch zu vereinfachen, wählen wir die Wechselwirkungstypen (IT) so, dass für sie die Näherung  $\chi^{\text{IT}}(\epsilon_r) \equiv \chi^{\text{IT}}$  und  $M_b^{\text{IT}}(\epsilon_r) \equiv M_b^{\text{IT}}$ , sinnvoll ist.

Das bedeutet, dass sich die Response-Funktion weiter vereinfacht zu:

$$R^{\text{IT}}(x, y) = \delta(x - \chi^{\text{IT}}) M_b^{\text{IT}} f^{\text{IT}}(y) \quad \text{mit} \quad f^{\text{IT}}(y) \equiv \frac{1}{2y^2} \int_{\epsilon_{\text{th}}}^{2y} d\epsilon_r \epsilon_r \sigma^{\text{IT}}(\epsilon_r). \quad (3.8)$$

Die Response-Funktion faktorisiert also in einen Teil, der die Energie des Sekundärteilchens bestimmt und in einen anderen Teil, der die Produktionsrate des Sekundärteilchens beschreibt. Setzen wir Gl. (3.8) in Gl. (3.6) ein, so erhalten wir

$$Q_b^{\text{IT}} = N_p \left( \frac{E_b}{\chi^{\text{IT}}} \right) \frac{(m_p c^2)}{E_b} c \int_{\epsilon_{\text{th}}/2}^{\infty} dy N_\gamma \left( \frac{m_p c^2 y \chi^{\text{IT}}}{E_b} \right) M_b^{\text{IT}} f^{\text{IT}}(y). \quad (3.9)$$

Dieses Integral ermöglicht eine schnelle Berechnung des Sekundärteilchenspektrums für gegebene  $\chi^{\text{IT}}$ ,  $M_b^{\text{IT}}$  und  $f^{\text{IT}}(y)$ .

Für Photonspektren, die einem Potenzgesetz der Form  $E^{-\alpha_\gamma}$  folgen und Protonenspektren, die einem Potenzgesetz der Form  $E^{-\alpha_p}$  folgen, können wir die Form des Pionspektrums aus Gl. (3.9) direkt ablesen. Als Index für das Pionspektrum ergibt sich:

$$\alpha_\pi = \alpha_p + 1 - \alpha_\gamma. \quad (3.10)$$

Das Neutrinospektrum aus dem Pionzerfall hat unter Vernachlässigung von Effekten der Energieverluste denselben Index. Die Bestimmung der Funktionen  $f^{\text{IT}}(y)$ , der Multiplizitäten  $M_b^{\text{IT}}$  und  $\chi^{\text{IT}}$  für die verschiedenen Produktionskanäle der Pionen und die Produktion von positiv geladenen Kaonen und Neutronen ist in Anhang A.1 beschrieben. Wir betrachten lediglich die Produktion von positiv geladenen Kaonen, da diese analog zu den positiv geladenen Pionen stärker produziert werden als negativ geladene. Des Weiteren erwarten wir von ihnen den größten Beitrag für das Neutrinospektrum (siehe Fig. 10 in [12]).

Wir betrachten nun die Beiträge resonanter, direkter und Multipion-Produktion anhand dreier beispielhafter Proton- und Photonspektren. Das erste Beispiel beschreibt einen Gammablitz [12]. Das typische beobachtete Photonspektrum

$$N_\gamma(\epsilon) = \begin{cases} C_\gamma \left( \frac{\epsilon}{\text{GeV}} \right)^{-1} \frac{1}{\text{GeV cm}^3} & 0.2 \text{ eV} \leq \epsilon \leq 1 \text{ keV} \\ C_\gamma 10^{-6} \left( \frac{\epsilon}{\text{GeV}} \right)^{-2} \frac{1}{\text{GeV cm}^3} & 1 \text{ keV} \leq \epsilon \leq 300 \text{ keV}, \end{cases} \quad (3.11)$$

ein gebrochenes Potenzgesetz, und das durch Fermi-Schock-Beschleunigung moti-

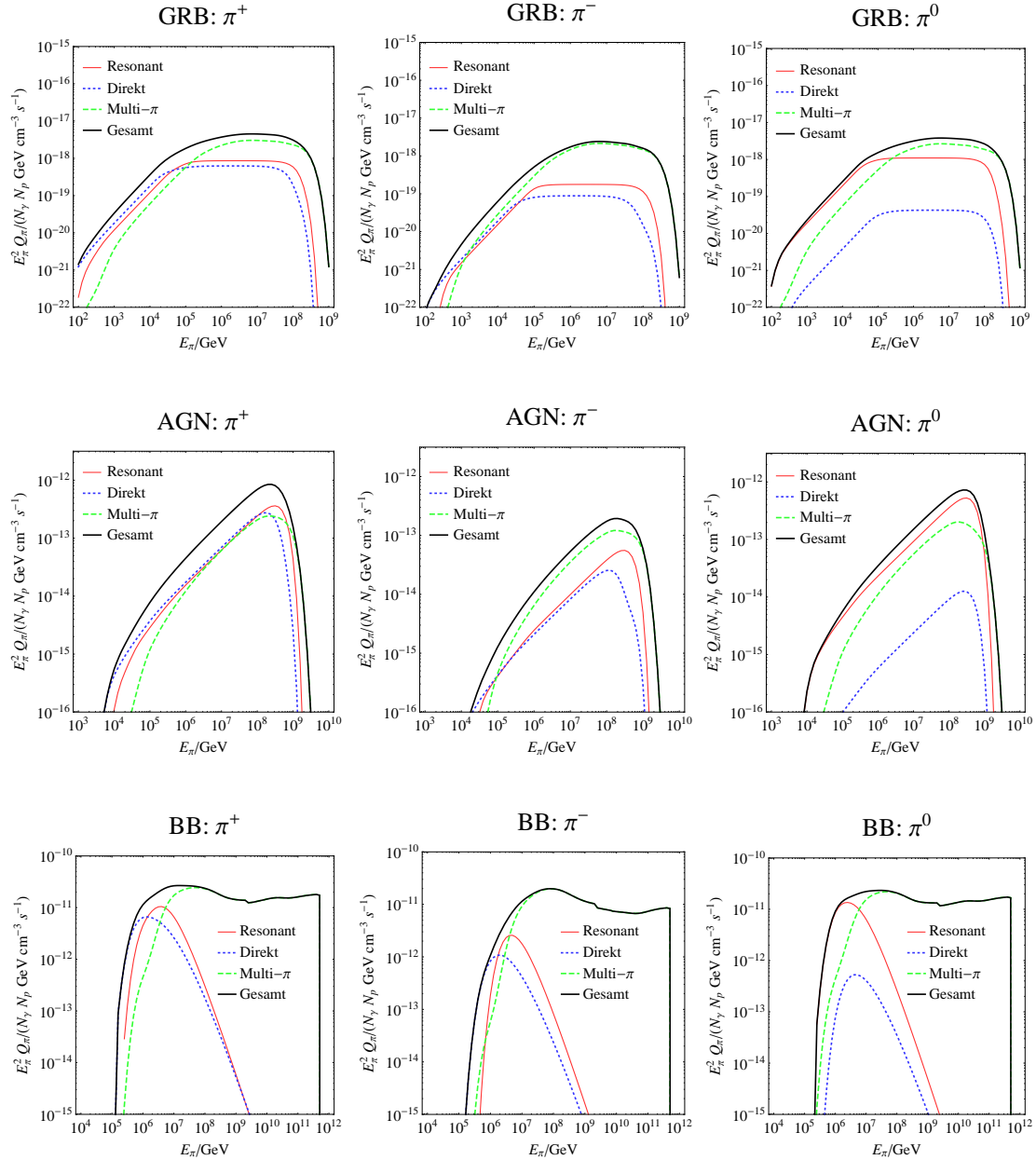
vierte Protonenspektrum

$$N_p(E_p) = C_p \left( \frac{E_p}{\text{GeV}} \right)^{-2} \exp \left[ - \left( \frac{E_p}{6.9 \cdot 10^8 \text{ GeV}} \right)^2 \right] \frac{1}{\text{GeV cm}^3} \quad E_p \geq 1 \text{ GeV} \quad (3.12)$$

sind im Ruhesystem des Schocks gegeben. Die Normierungskonstanten sind hier einheitenlos.

In der obersten Zeile von Abb. 3.4 sind von links nach rechts das  $\pi^+$ -,  $\pi^-$ - und  $\pi^0$ -Spektrum mit den Beiträgen aus resonanter, direkter und Multipion-Produktion dargestellt. Das Pionspektrum dieses Beispiels hat eine sehr charakteristische Form. Bei niedrigen Energien steigt es bis zu einem Knick bei etwa  $10^4 - 10^5$  GeV an um dann abzufachen und bei etwa  $10^8 - 10^9$  GeV stark abzufallen. Da wir in diesem Beispiel ein Potenzgesetz für Protonen und ein gebrochenes Potenzgesetz für Photonen vorliegen haben, können wir abschnittsweise Gl. (3.10) anwenden. Protonen mit niedriger Energie, die zu Pionen mit niedriger Energie führen, wechselwirken mit den energetischen Photonen. Das bedeutet für den Index des Pionspektrums bei niedrigen Energien  $\alpha_\pi = 2 + 1 - 2 = 1$ , also  $Q_\pi \sim E_\pi^{-1}$ . Für  $E_\pi^2 Q_\pi$ , wie es in Abb. 3.4 dargestellt ist, ergibt sich die Abhängigkeit  $E_\pi^2 Q_\pi \sim E_\pi$ . Diese lässt sich im Energiebereich unterhalb  $10^4$  GeV gut erkennen. Analog lässt sich das flache Spektrum mit Hilfe des Photonindex der niederenergetischen Photonen erklären. Für den Index des Pionspektrums ergibt sich  $\alpha_\pi = 2 + 1 - 1 = 2$  und damit  $E_\pi^2 Q_\pi \sim E_\pi^0$ , also das beobachtete flache Spektrum. Die Lage des Knicks erhält man aus der Schwellenbedingung für die Protonen, die mit den Photonen am Photonknicke wechselwirken. Der starke Abfall des Pionspektrums bei  $10^8 - 10^9$  GeV folgt aus dem exponentiellen Abfall des Protonenspektrums. Betrachten wir nun die Beiträge der resonanten, direkten und Multipion-Prozesse im Detail.

Wir erkennen, dass für positiv geladene Pionen mit niedrigen Energien die direkte Produktion dominiert. Dies lässt sich dadurch erklären, dass an der Produktionsschwelle jedes Pion, das direkt produziert wird ein positiv geladenes ist, wohingegen nur jedes dritte resonant produzierte eine positive Ladung aufweist. Außerdem ist der Wechselwirkungsquerschnitt an der Schwelle durch den direkten Beitrag dominiert. Des Weiteren erhalten direkt produzierte Pionen einen geringeren Anteil der Protonenergie als resonant produzierte, so dass sich das Spektrum der direkt produzierten Pionen zu kleineren Energien verschiebt. Gut sichtbar ist dies, wenn man den Knick im Pionspektrum zwischen  $10^4$  und  $10^5$  GeV betrachtet, der beim direkten Beitrag bei leicht niedrigeren Energien liegt. Vergleicht man nun den Beitrag der Multipion-Produktion mit denen der direkten und resonanten Produktion so zeigt



**Abbildung 3.4.:** Beiträge aus resonanter (dünn durchgezogen), direkter (gepunktet) und Multipion-Produktion (gestrichelt) für die  $\pi^+$ -,  $\pi^-$ - und  $\pi^0$ -Spektren (von links nach rechts) der drei Beispiele GRB (oben), AGN (mittig) und BB (unten). Aus [108].

sich, dass die Multipion-Produktion bei hohen Energien dominiert. Die Verschiebung des Pionspektrums aus Multipion-Produktion zu höheren Energien im Vergleich zu den anderen beiden Produktionskanälen folgt aus dem höheren Schwellenwert und dem Beitrag der Pionen, die einen verhältnismäßig großen Anteil der Protonenergie erhalten. Das im Gegensatz zu den direkten und resonanten Beiträgen nicht flache Spektrum oberhalb des Knicks folgt aus dem kontinuierlich ansteigenden Wirkungsquerschnitt der Multipion-Produktion. Betrachten wir die Beiträge zu dem Spektrum negativer Pionen in der Mitte von Abb. 3.4 so erkennen wir, dass insgesamt weniger negativ als positiv geladene Pionen erzeugt werden. Dies folgt aus der positiven Ladung des Protons. Negativ geladene Pionen können nur zusammen mit einem positiv geladenen Pion erzeugt werden, so dass sie erst ab der 2-Pion-Produktion, also bei höheren Wechselwirkungsenergien produziert werden. Die höhere Schwelle hat den zu etwas höheren Energien verschobenen Knick im Pionspektrum zur Folge. Bei dem Spektrum der neutralen Pionen dominiert für niedrige Pionenergien klar die resonante Produktion. Dadurch, dass die  $\Delta(1232)$ -Resonanz im Verhältnis 2 : 1 in neutrale und positive Pionen zerfällt, ist der höhere resonante Beitrag im  $\pi^0$ -Spektrum im Vergleich zum  $\pi^+$ -Spektrum verständlich. Für die Produktion von neutralen Pionen ist der Beitrag der direkten Produktion vernachlässigbar, da neutrale Pionen nur als zweites Pion in der 2-Pion-Produktion erzeugt werden können. In diesem Prozess ist dann auch nur jedes sechste Pion neutral. Das Spektrum des Beitrags aus Multipion-Produktion weicht nicht stark von dem Beitrag für  $\pi^+$  und  $\pi^-$  ab.

Das zweite Beispiel beschreibt einen aktiven galaktischen Kern (AGN) [52]. Wir erhalten

$$N_\gamma(\epsilon) = \begin{cases} C_\gamma \left(\frac{\epsilon}{\text{GeV}}\right)^{-1.6} \frac{1}{\text{GeV cm}^3} & 10^{-3} \text{ eV} \leq \epsilon \leq 140 \text{ eV} \\ C_\gamma (1.4 \cdot 10^{-7})^{0.2} \left(\frac{\epsilon}{\text{GeV}}\right)^{-1.8} \frac{1}{\text{GeV cm}^3} & 140 \text{ eV} \leq \epsilon \leq 3.6 \text{ keV} \end{cases} \quad (3.13)$$

für das Photonspektrum und

$$N_p(E_p) = C_p \left(\frac{E_p}{\text{GeV}}\right)^{-2} \exp \left[ - \left( \frac{E_p}{2.6 \cdot 10^9 m_p c^2} \right)^2 \right] \frac{1}{\text{GeV cm}^3} \quad E_p \geq 1 \text{ GeV} \quad (3.14)$$

für das durch Fermi-Schock-Beschleunigung motivierte Protonenspektrum mit  $m_p c^2 = 0.938 \text{ GeV}$ . Dieses Beispiel liegt innerhalb der typischen Parameter für HBLs (high peaked BL Lac Objekte), die besonders interessant für Luft-Cherenkov-Teleskope sind.

Die Pionspektren für dieses Beispiel sind in der mittleren Zeile von Abb. 3.4 für  $\pi^+$  (links),  $\pi^-$  (mittig) und  $\pi^0$  (rechts) inklusive der einzelnen Beiträge der verschiedenen Produktionsprozesse dargestellt. Analog zu dem vorangegangenen GRB-Beispiel können hier die Indizes des Pionspektrums mit Gl. (3.10) bestimmt werden. Für niedrige Pionenergien ergibt sich  $E_\pi^2 Q_\pi \sim E_\pi^{0.8}$  und für hohe  $E_\pi^2 Q_\pi \sim E_\pi^{0.6}$ . Da die Knickenergie im Photonspektrum etwa eine Größenordnung unterhalb der Knickenergie im Photonspektrum des GRB-Beispiels liegt, finden wir den Knick im Pionspektrum des AGN-Beispiels etwa eine Größenordnung oberhalb des Knicks des GRB-Beispiels vor. Da der Unterschied in den Indizes für niedrige und hohe Pionenergien aber nur 0.2 beträgt können wir ihn in Abb. 3.4 nur erahnen.

Das Verhältnis der verschiedenen Beiträge der Produktionsprozesse zum Pionspektrum ähnelt dem ersten Beispiel. Bei den positiv geladenen Pionen ist der Beitrag der drei Prozesse etwa gleich, bei den negativ geladenen dominieren die Multipion-Prozesse und bei den neutralen sind resonante und Multipion Beiträge ähnlich groß, die der direkten Produktion jedoch vernachlässigbar.

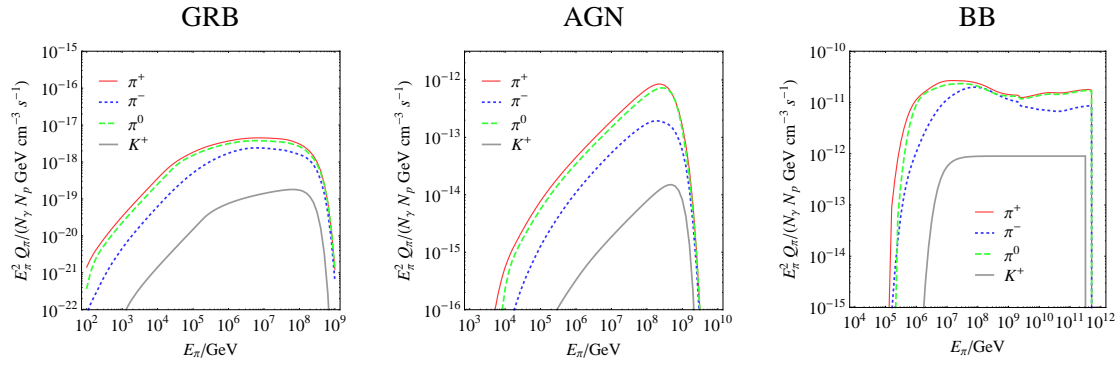
Das dritte Beispiel (BB) ist ein thermisches Spektrum der Temperatur 10 K, wie es in der BLR (broad line region) von AGNs vorkommt [110]. Das Photonspektrum ist durch

$$N_\gamma(\epsilon) = C_\gamma 1.318 \cdot 10^{31} \left( \frac{\epsilon}{\text{GeV}} \right)^2 \frac{1}{\exp \left[ \frac{\epsilon}{\text{GeV}} \cdot 10^8 \right] - 1} \frac{1}{\text{GeV cm}^3} \quad (3.15)$$

und das Protonenspektrum mit einem scharfen Abbruch durch

$$N_p(E_p) = \begin{cases} C_p \left( \frac{E_p}{\text{GeV}} \right)^{-2} \frac{1}{\text{GeV cm}^3} & 10^6 \text{ GeV} \leq E_p \leq 10^{12} \text{ GeV} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.16)$$

gegeben. Dieses Beispiel ist das anspruchsvollste, da die Protonen nicht einen ausgeschmierten Abfall haben und die photohadronischen Wechselwirkungen durch hochenergetische Multipion-Produktion dominiert sind. Dies können wir in der unteren Zeile von Abb. 3.4 erkennen. Nur für etwa die unterste Größenordnung in der Pionenergie dominieren direkte und resonante beziehungsweise nur resonante Prozesse für neutrale Pionen die Pionproduktion. Oberhalb von  $10^7 \text{ GeV}$  bestimmen Multipion-Prozesse das Spektrum. Dies ist für  $\pi^+$  (links),  $\pi^-$  (mittig) und  $\pi^0$  (rechts) der Fall. Erklären kann man den auf den kleinen Energiebereich beschränkten Beitrag der resonanten und direkten Produktion durch das stark gepeakte Photonspektrum und den in einem schmalen Energiebereich gegebenen Wechselwirkungsquerschnitt ungleich Null. Auf Grund des nicht abbrechenden Wirkungsquerschnitts der Multipion-



**Abbildung 3.5.:** Vergleich der  $\pi^{+-}$ ,  $\pi^0$ ,  $\pi^-$ - und  $K^+$ -Spektren für die Beispiele: GRB (links), AGN (mittig) and BB (rechts). Aus [108].

Produktion tritt dieser Effekt bei dem Beitrag der Multipion-Produktion nicht auf.

In Abb. 3.5 sind die Pion- und die Kaonspektren für die drei Beispiele GRB (links), AGN (mittig) und BB (rechts) gezeigt. Wir erkennen, dass die Kaonspektren etwa ein bis zwei Größenordnungen unterhalb der Pionspektren liegen. Dies ist die direkte Folge des kleineren Wechselwirkungsquerschnittes. Ansonsten zeigt sich, dass die Form des Kaonspektrums dem der Pionspektren ähnelt. Vergleichen wir die Pionspektren miteinander so stellen wir fest, dass am meisten positiv geladene Pionen erzeugt werden. Die Näherung durch die  $\Delta$ -Resonanz mit einem Verhältnis von  $(\pi^0:\pi^+:\pi^-)=(2:1:0)$  passt für alle drei Beispiele nicht, weil erstens das Spektrum der positiven Pionen immer mindestens so hoch ist wie das der neutralen Pionen und zweitens signifikant negativ geladene Pionen erzeugt werden. Der Vergleich des vereinfachten Modells mit den Ergebnissen von SOPHIA ist in Anhang A.2 gezeigt. Hier stellen wir fest, dass das vereinfachte Modell gut mit den Ergebnissen von SOPHIA übereinstimmt, dass lediglich bei Besonderheiten im Proton- beziehungsweise Photonspektrum, für die die Beschreibung der Kinematik eine große Rolle spielt, stärkere Abweichungen auftreten. Besonders für Anfangsspektren, die Potenzgesetzen folgen, ist das hier betrachtete Modell eine gute und effektive Näherung.

## 3.2. Schwache Zerfälle

Im vorangegangenen Abschnitt haben wir die photohadronischen Wechselwirkungen beschrieben. Wir konnten sehen, dass in den Prozessen Pionen, Kaonen und Neutronen produziert werden. Diese Teilchen sind jedoch nicht stabil, sondern zerfallen mit einer mittleren Lebensdauer  $\tau_{\pi^\pm}^0 = 2.6 \cdot 10^{-8} \text{s}$ ,  $\tau_{K^+}^0 = 1.2 \cdot 10^{-8} \text{s}$  beziehungsweise



$\tau_n^0 = 885.7\text{s}$ . Die inverse mittlere Lebensdauer entspricht daher der Zerfallsrate der Teilchen in ihrem Ruhesystem. Die geladenen Pionen und Kaonen zerfallen in Myonen, die ihrerseits mit einer mittleren Lebensdauer von  $\tau_{\mu^\pm}^0 = 2.2 \cdot 10^{-6}\text{s}$  zerfallen. Wir betrachten also im Folgenden die Zerfälle:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (3.17)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (3.18)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (3.19)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (3.20)$$

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (3.21)$$

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (3.22)$$

Zur Berechnung der Spektren der Tochterteilchen verwenden wir Gl. (3.2). Die Wechselwirkungsrate ist in diesem Fall durch die Zerfallsrate

$$\Gamma_{a \rightarrow b} = t_{\text{dec}}^{-1} = \frac{m_a c^2}{E_a \tau_a^0}, \quad (3.23)$$

die antiproportional zur Energie des zerfallenden Teilchens ist, gegeben. Die Verteilung der Zerfallsprodukte im Energiebereich  $(E_b, E_b + dE_b)$  kann im Fall von hochrelativistischen Mutterteilchen  $a$ , wie wir es hier annehmen, durch folgende Form beschrieben werden [12]:

$$\frac{dn_{a \rightarrow b}}{dE_b} = \frac{1}{E_a} F_{a \rightarrow b} \left( \frac{E_b}{E_a} \right). \quad (3.24)$$

Das Bezugssystem für die Skalenfunktion  $F_{a \rightarrow b}$  ist also das System, in dem die Mutterteilchen relativistisch sind.

Häufig wird angenommen, dass das Pion seine Energie in etwa gleichmäßig auf die vier Leptonen verteilt, siehe zum Beispiel [2, 13]. Dies bedeutet für die Skalenfunktionen  $F_{a \rightarrow b}$  mit  $x = E_b/E_a$ :

$$F_{\pi^+ \rightarrow \nu_\mu}(x) = \delta \left( x - \frac{1}{4} \right) \quad (3.25)$$

$$F_{\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm}(x) = \delta \left( x - \frac{3}{4} \right) \quad (3.26)$$

$$F_{\mu^\pm \rightarrow \bar{\nu}_\mu, \nu_\mu}(x) = F_{\mu^\pm \rightarrow \nu_e, \bar{\nu}_e}(x) = \delta \left( x - \frac{1}{3} \right). \quad (3.27)$$

Die Skalenfunktionen lassen sich jedoch auch berechnen. So ergibt sich beispiels-

weise beim Pionzerfall im Ruhesystem des Pions für den Anteil der Pionenergie  $x$ , die in das Neutrino geht:  $x = (1 - r_\pi)/2$  mit  $r_\pi = (m_\mu/m_\pi)^2$ . Nun sind wir hier nicht an der Skalenfunktion im Ruhesystem des Pions interessiert, sondern an der im Laborsystem, in dem das Pion hochrelativistisch ist. Die Energien der Teilchen müssen folglich in das Laborsystem geboostet werden. Durch diesen Boost wird aus der  $\delta$ -förmigen Skalenfunktion im Ruhesystem des Pions eine  $\Theta$ -förmige:

$$F_{\pi^+ \rightarrow \nu_\mu}(x) = F_{\pi^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu}(x) = \frac{1}{(1 - r_\pi)} \Theta(1 - r_\pi - x). \quad (3.28)$$

Analog ergibt sich auch für die Myonen eine  $\Theta$ -förmige Skalenfunktion. Des Weiteren erhält man durch den Boost sowohl rechtshändige (Spin parallel zum Impuls) als auch linkshändige (Spin anti-parallel zum Impuls) Myonen. Wir unterscheiden die beiden Helizitäten, da der Zerfall der Myonen helizitätsabhängig ist [111, 112]. Die helizitätsabhängigen Skalenfunktionen für den Pionzerfall in Myonen und den Myonzerfall in Neutrinos für hochrelativistische Pionen (Myonen) lauten [12, 113]:

$$F_{\pi^+ \rightarrow \mu_R^+}(x) = F_{\pi^- \rightarrow \mu_L^-}(x) = \frac{r_\pi(1 - x)}{(1 - r_\pi)^2 x} \Theta(x - r_\pi) \Theta(1 - x) \quad (3.29)$$

$$F_{\pi^+ \rightarrow \mu_L^+}(x) = F_{\pi^- \rightarrow \mu_R^-}(x) = \frac{x - r_\pi}{(1 - r_\pi)^2 x} \Theta(x - r_\pi) \Theta(1 - x) \quad (3.30)$$

$$F_{\mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_\mu}(x, h) = F_{\mu^- \rightarrow \nu_\mu}(x, -h) = \left( \frac{5}{3} - 3x^2 + \frac{4x^3}{3} \right) + h \left( -\frac{1}{3} + 3x^2 - \frac{8x^3}{3} \right) \quad (3.31)$$

$$F_{\mu^+ \rightarrow \nu_e}(x, h) = F_{\mu^- \rightarrow \bar{\nu}_e}(x, -h) = (2 - 6x^2 + 4x^3) + h(2 - 12x + 18x^2 - 8x^3). \quad (3.32)$$

Die Größe  $h$  beschreibt hierbei die Helizität, mit den Werten  $+1$  für  $\mu_R^+$  und  $\mu_L^-$  sowie  $-1$  für  $\mu_L^+$  und  $\mu_R^-$ .

Die Kinematik des 2-Körperzerfalls des Kaons in Myon und Myonneutrino ist analog zu der des Pionzerfalls. Man erhält deshalb die Skalenfunktion durch das Ersetzen der Pionmasse durch die Kaonmasse. Mit  $r_K = (m_\mu/m_K)^2$  ergibt sich:

$$F_{K^+ \rightarrow \nu_\mu}(x) = \frac{1}{(1 - r_K)} \Theta(1 - r_K - x). \quad (3.33)$$

Für den Zerfall des Neutrons nehmen wir die  $\delta$ -förmige Skalenfunktion

$$F_{n \rightarrow \bar{\nu}_e}(x) = \delta(x - 5.1 \cdot 10^{-4}) \quad (3.34)$$

an.

Mit Hilfe der Gleichungen (3.2), (3.23), (3.24) und (3.28-3.34) können sukzessive

die Neutrinospektren berechnet werden. Möchte man beispielsweise das Elektron-neutrinospektrum aus dem Zerfall linkshändiger Myonen berechnen, so setzt man Gl. (3.30) in Gl. (3.24) ein und dies wiederum in Gl. (3.2). Aus dem zeitunabhängigen Pionspektrum  $N_{\pi^+}$  erhält man so die Teilchenrate linkshändiger Myonen  $Q_{\mu_L^+}$ . Um nun mit Hilfe der Gleichungen (3.2), (3.23), (3.24) und (3.32) das Elektron-neutrinospektrum  $Q_{\nu_e}$  zu bestimmen, benötigen wir das zeitunabhängige Spektrum linkshändiger Myonen  $N_{\mu_L^+}$ . Sind die Zerfälle die dominanten Prozesse, das heißt, dass Energieverluste auf der Zeitskala der Zerfallszeit vernachlässigt werden können, so erhält man das zeitunabhängige Spektrum durch die Multiplikation mit der Zerfallszeit. Gl. (3.2) wird dann zu:

$$Q_b(E_b) = \int dE_a Q_a(E_a) \frac{1}{E_a} F_{a \rightarrow b} \left( \frac{E_b}{E_a} \right). \quad (3.35)$$

Für das Beispiel der Elektronneutrinos aus dem Zerfall linkshändiger Myonen bedeutet dies, dass nach Bestimmung der Teilchenrate linkshändiger Myonen  $Q_{\mu_L^+}$  wie eben beschrieben, das Myonspektrum in Gl. (3.35) eingesetzt wird. Mit  $a = \mu_L^+$  und  $b = \nu_e$  erhält man das Elektronneutrinospektrum aus den Zerfällen linkshändiger Myonen, die ihrerseits aus Pionzerfällen kommen. Das Gesamtelektronneutrinospektrum ergibt sich durch die Addition des Spektrums aus den Zerfällen von linkshändigen und rechtshändigen Myonen  $\mu_L^+$  und  $\mu_R^+$ .

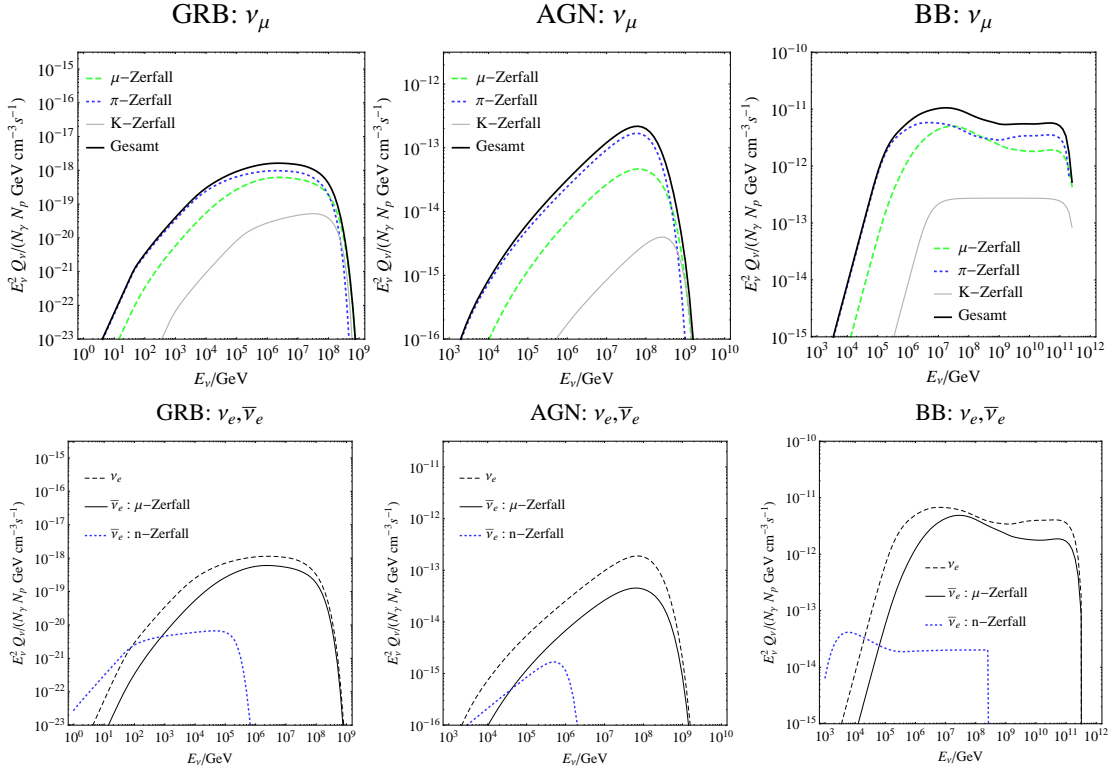
Im einfachsten Fall einer  $\delta$ -förmigen Skalenfunktion, wobei  $\chi$  den typischen Wert für  $E_b/E_a$  beschreibt, vereinfacht sich Gl. (3.35) zu:

$$Q_b(E_b) = \frac{1}{\chi} Q_a \left( \frac{E_b}{\chi} \right). \quad (3.36)$$

Dies ist zum Beispiel der Fall für den Zerfall von Neutronen in Antielektronneutrinos mit  $\chi = 5.1 \cdot 10^{-4}$ . Die Gleichungen (3.35) und (3.36) können jedoch nur verwendet werden, wenn Energieverluste auf der Zeitskala des Zerfalls vernachlässigt werden können. Das heißt, dass es wichtig ist, die Zeitskalen der verschiedenen Energieverluste mit der Zerfallszeitskala zu vergleichen.

Es ist hier noch anzumerken, dass bei einem Pionspektrum, das einem Potenzgesetz  $E^{-\alpha_\pi}$  folgt, der Index  $\alpha_\nu$  des Neutrinospektrums  $E^{-\alpha_\nu}$  minimal 0 ist, auch wenn der Index des Pionspektrums kleiner ist  $\alpha_\pi < 0$ . Dies folgt aus den Skalenfunktionen in den Gleichungen (3.28-3.34). Betrachten wir beispielhaft die Neutrinos aus dem

### 3. Neutrinos aus photohadronischen Wechselwirkungen



**Abbildung 3.6.:** Myonneutrino- (oben) und Elektronneutrino- und Antielektronneutrinospektren (unten) der drei Beispielquellen mit den Beiträgen aus den einzelnen Zerfällen. Aus [108].

Pionzerfall so erhalten wir:

$$Q_\nu(E_\nu) = \int_{E_\nu/E_\pi^{max}}^1 \frac{dx}{x} Q_\pi\left(\frac{E_\nu}{x}\right) \frac{1}{1-r_\pi} \Theta(1-r_\pi-x) \quad (3.37)$$

$$\propto E_\nu^{-\alpha_\pi} \frac{1}{1-r_\pi} \int_{\frac{E_\nu}{E_\pi^{max}x}}^{1-r_\pi} dx x^{\alpha_\pi-1} \quad (3.38)$$

$$\propto E_\nu^{-\alpha_\pi} \frac{1}{1-r_\pi} \left[ \frac{1}{\alpha_\pi} x^{\alpha_\pi} \right]_{\frac{E_\nu}{E_\pi^{max}x}}^{1-r_\pi} \quad (3.39)$$

$$\propto E_\nu^{-\alpha_\pi} \frac{1}{1-r_\pi} \frac{1}{\alpha_\pi} \left[ (1-r_\pi)^{\alpha_\pi} - \left( \frac{E_\nu}{E_\pi^{max}} \right)^{\alpha_\pi} \right] \quad (3.40)$$

Wir können die Fälle  $\alpha_\pi > 0$  und  $\alpha_\pi < 0$  unterscheiden:

$\alpha_\pi > 0$  in Gl. (3.40) dominiert der erste Term, da  $E_\nu < E_\pi^{max}$ . Das Neutrinospektrum ist folglich  $\propto E_\nu^{-\alpha_\pi}$ .

$\alpha_\pi < 0$  in Gl. (3.40) dominiert der zweite Term, da  $E_\nu < E_\pi^{max}$ . Die Neutrinoenergieabhängigkeit kürzt sich und das Neutrinospektrum ist  $\propto E_\nu^0$ .

In Abb. 3.6 sind die Myonneutrinospektren in der oberen Zeile und die Elektron-

neutrino- und Antielektronneutrinospektren in der unteren Zeile für die drei Beispiele mit den Beiträgen aus den einzelnen Zerfällen dargestellt. Wir erkennen, dass für die Myonneutrinos die Beiträge aus  $\pi$ -Zerfällen über die der  $\mu$ -Zerfälle dominieren. Dies folgt aus der höheren Produktion von  $\pi^+$  im Verhältnis zu  $\pi^-$ . Die Neutrinos aus Kaonzerfällen spielen ohne die Berücksichtigung von Synchrotronverlusten kaum eine Rolle. Im Fall der Elektronneutrinos erkennen wir, dass Elektronneutrinos über Antielektronneutrinos auf Grund der höheren Produktion von  $\pi^+$  im Verhältnis zu  $\pi^-$  dominieren. Nur für niedrige Energien, bei denen Antielektronen aus Neutronzerfällen eine Rolle spielen, ist dies nicht der Fall.

### 3.3. Stationäre Spektren

Bei der Betrachtung von Neutrinos erwarten wir auf Grund der schwachen Wechselwirkung von Neutrinos eine sehr geringe Statistik. Das bedeutet, dass eine zeitaufgelöste Betrachtung von Neutrinospektren nicht sinnvoll ist. Wir betrachten also Teilchenspektren, die sich mit der Zeit nicht verändern,  $\partial N/\partial t = 0$ , also stationäre Spektren. Um das stationäre Spektrum oder auch Gleichgewichtsspektrum einer Teilchensorte zu bestimmen, wägt man die Produktionsrate oder auch Injektionsrate der Teilchen mit den kontinuierlichen Energieverlusten und der Rate, mit der Teilchen verschwinden ab. Man erhält:

$$Q(E) = \frac{\partial}{\partial E} (b(E)N(E)) + \frac{N(E)}{t_{\text{esc}}(E)}. \quad (3.41)$$

In Gl. (3.41) beschreibt der Term auf der linken Seite die Injektion der Teilchen, sprich das, was in das System pro Zeiteinheit hineingeht. Der erste Term auf der rechten Seite beschreibt die Veränderung des Spektrums auf Grund von kontinuierlichen Energieverlusten, dabei gilt  $b(E) = -Et_{\text{loss}}^{-1}(E)$  mit  $t_{\text{loss}}^{-1}(E)$  der Rate, mit der das Teilchen Energie verliert:

$$t_{\text{loss}}^{-1} = \frac{1}{t_{\text{loss}}} = -\frac{1}{E} \frac{dE}{dt}. \quad (3.42)$$

Der letzte Term beschreibt die Teilchen, die aus dem System pro Zeiteinheit verloren gehen mit  $t_{\text{esc}}(E)$  der charakteristischen Zeit, auf der das Teilchen verschwindet, im Folgenden die Fluchtzeit. Liegen mehrere Fluchtzeiten beziehungsweise Energieverlustzeiten vor, so addieren sich die Raten zu der charakteristischen Flucht- bzw. Energieverlustrate.

Die Differentialgleichung in Gl. (3.41) lässt sich allgemein für energieabhängige Zeitskalen durch folgendes Integral lösen:

$$N(E) = \frac{1}{P(E)} \int_E^{E_{\max}} dE' Q(E') \cdot \exp \left( - \int_E^{E'} dE'' \frac{1}{t_{\text{esc}}(E'') P(E'')} \right) \quad (3.43)$$

mit  $P(E) = -\frac{dE}{dt} = -b(E) > 0$ . Wir betrachten hier zwei Spezialfälle: Zunächst den Fall vernachlässigbarer Energieverluste  $t_{\text{loss}} = \infty$  und dann den Fall, dass die Teilchen nicht verschwinden  $t_{\text{esc}} = \infty$ .

Im ersten Fall ist  $b(E) = 0$ , so dass der erste Term in Gl. (3.41) verschwindet und das stationäre Spektrum durch

$$N(E) = Q(E) \cdot t_{\text{esc}}(E) \quad (3.44)$$

gegeben ist. Diese Gleichung haben wir bereits bei der Berechnung von Gl. (3.35) verwendet, wobei in diesem Fall die Fluchtzeit durch die Zerfallszeit gegeben ist. Da die Zerfallszeit energieabhängig ist, siehe Gl. (3.23), ist bei Annahme eines Potenzgesetzes als Injektionsspektrum  $Q(E) \propto E^{-\alpha}$  der Index des stationären Zustands um eins kleiner  $N(E) \propto E^{-(\alpha-1)}$ . Bei stabilen Teilchen oder langen Zerfallszeiten und kleinen Regionen kann auch die Zeit, auf der das Teilchen die Region mit Radius  $R$  verlässt, als Fluchtzeit dominieren

$$t_{\text{es}}^{-1} = \frac{c}{R}. \quad (3.45)$$

Hier ist das stationäre Spektrum gerade das Injektionsspektrum skaliert mit  $t_{\text{es}}$ .

Betrachten wir nun den zweiten Fall, in dem die Teilchen weder durch Wechselwirkungen und Zerfälle noch durch das Verlassen der betrachteten Region verschwinden. Auf Grund der unendlichen Fluchtzeit verschwindet der zweite Term in Gl. (3.41). Unter der Annahme, dass das Injektionsspektrum einem Potenzgesetz  $Q(E) \propto E^{-\alpha}$  folgt, erhalten wir für den stationären Zustand:

$$N(E) \propto E^{-\alpha} t_{\text{loss}}(E). \quad (3.46)$$

Das heißt, dass im Fall von Synchrotronverlusten als dominanten Energieverlust, deren Rate durch

$$t_{\text{sync}}^{-1} = \frac{q^4 B^2}{9\pi\epsilon_0 m^4 c^5} E \quad (3.47)$$

gegeben ist, das stationäre Spektrum um eine Potenz steiler  $N \propto E^{-(\alpha+1)}$  ist als

das Injektionsspektrum  $Q(E) \propto E^{-\alpha}$ . Als zweiten Energieverlust betrachten wir im Folgenden den Energieverlust auf Grund von adiabatischer Expansion, deren Rate durch folgende Gleichung beschrieben werden kann

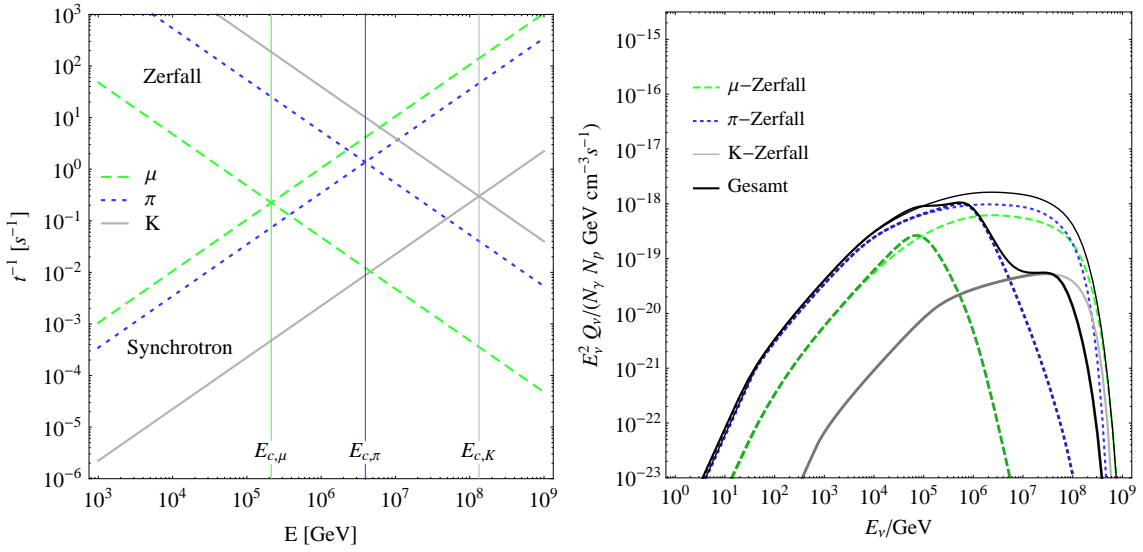
$$t_{\text{ad}}^{-1} = \frac{\beta_{\text{ex}} c}{R}. \quad (3.48)$$

Für AGNs und GRBs kann der Betafaktor der Expansion im mitbewegten System  $\beta_{\text{ex}} \approx 1$  genähert werden [95]. Aus der Energieunabhängigkeit der adiabatischen Zeitskala folgt sofort, dass sich bei dominanten adiabatischen Verlusten die Form des stationären Spektrums nicht von der Form des Injektionsspektrums unterscheidet.

Wir haben gesehen, dass die Form des stationären Zustands durch Gl. (3.44) beziehungsweise Gl. (3.46) gegeben ist, je nachdem ob das Verschwinden der Teilchen oder Energieverluste dominieren. Das heißt, wir können die Form des stationären Zustands durch den Vergleich der verschiedenen Zeitskalen bestimmen. Nehmen wir zum Beispiel das Pionspektrum in einer magnetisierten, großen Quelle. Folglich dominiert als Energieverlust Synchrotronstrahlung und als Teilchenverlust der Zerfall des Pions. Da die Zerfallsrate antiproportional zur Energie, siehe Gl. (3.23) und die Synchrotronverlustrate proportional zur Energie, siehe Gl. (3.47) ist, dominieren bei niedrigen Energien der Zerfall und bei hohen Energien die Synchrotronverluste, siehe linke Darstellung in Abb. 3.7. In der Abbildung sind die Zerfallsraten und Synchrotronverlustraten für ein Magnetfeld von 15 kG für Myonen (grün gestrichelt), Pionen (blau gepunktet) und Kaonen (grau durchgezogen) als Funktion der Teilchenenergie dargestellt. Wir erkennen, dass mit steigender Energie der Teilchen die Zerfallsrate abnimmt. Dies lässt sich mit der längeren Lebensdauer der Teilchen bei höheren Energien (Geschwindigkeiten) erklären. Der Unterschied in der Rate für die drei Teilchenspezies folgt aus den unterschiedlichen Massen und den mittleren Lebensdauern  $\tau^0$ . Myonen einer bestimmten Energie zerfallen infolge der langen Lebensdauer  $\tau_{\mu}^0$  und der kleinen Masse am langsamsten von den drei Teilchenarten, wohingegen Kaonen derselben Energie am schnellsten zerfallen, da sie eine kurze Lebensdauer  $\tau_K^0$  und große Masse haben. Das bedeutet, dass Myonen vor dem Zerfall viel länger Zeit haben Energie zu verlieren als Pionen und Kaonen. Des Weiteren verlieren Myonen bei der Berücksichtigung von Synchrotronverlusten auf Grund ihrer kleineren Masse schneller Energie als Pionen und Kaonen. In der linken Darstellung von Abb. 3.7 können wir dies daran erkennen, dass die Synchrotronverlustrate von Myonen größer ist als die von Pionen und Kaonen.

Infolge der unterschiedlichen Energieabhängigkeit von Zerfallsrate und Synchrotronverlustrate sind die beiden Raten für eine Energie gleich. Diese kritische Energie

### 3. Neutrinos aus photohadronischen Wechselwirkungen



**Abbildung 3.7.:** Links: Raten für Zerfall  $t_{\text{dec}}^{-1}$ , siehe Gl. (3.23), und Synchrotronverluste  $t_{\text{syn}}^{-1}$ , siehe Gl. (3.47), für ein Magnetfeld von 15 kG. Rechts: Myonenneutrinospektrum (Neutrinos und Antineutrinos aufsummiert) für das GRB Beispiel mit (dunkle Kurven) und ohne (helle Kurven) Energieverluste mit den Beiträgen aus den einzelnen Zerfällen.

bezeichnen wir mit  $E_{c,a}$ , wobei  $a$  für die Teilchenart steht. Setzt man die Raten von Zerfall in Gl. (3.23) und Synchrotronverlusten in Gl. (3.47) gleich, erhält man für die kritische Energie

$$E_c = \sqrt{\frac{9 \pi \epsilon_0 m^5 c^5}{\tau_0 q^4 B^2}}. \quad (3.49)$$

Wir erkennen, dass die kritische Energie von den Teilcheneigenschaften und vom Magnetfeld abhängt. So ist die kritische Energie für Myonen etwa einen Faktor 18 kleiner als die für Pionen und die für Kaonen etwa einen Faktor 34 größer. Physikalisch stellt die kritische Energie gerade die Energie dar, unterhalb derer die Teilchen schneller zerfallen als signifikant Energie zu verlieren. Oberhalb der kritischen Energie verliert das Teilchen signifikant Energie bevor es zerfällt und die Verlustzeitskala ist die dominante Zeitskala des Systems. Das bedeutet, dass wir oberhalb der kritischen Energie die Energieabhängigkeit des stationären Zustands mit Gl. (3.46) und unterhalb bei dominierendem Zerfall mit Gl. (3.44) erhalten. Für ein Injektionsspektrum der Form  $Q \propto E^{-\alpha}$  ergibt sich mit der Energieabhängigkeit der Zerfallsrate in Gl. (3.23) für das stationäre Spektrum unterhalb der kritischen Energie  $N \propto E^{-(\alpha-1)}$ . Oberhalb der kritischen Energie ist das stationäre Spektrum  $N \propto E^{-(\alpha+1)}$  infolge der Dominanz von Synchrotronverlusten (siehe Gl. (3.47)). Das Spektrum erhält also einen Knick bei der kritischen Energie und der Index wird um 2 steiler.

In der rechten Darstellung von Abb. 3.7 ist das Myonenneutrinospektrum des GRB-



Beispiels mit (dunkle Kurven) und ohne (helle Kurven) Berücksichtigung von Synchrotronverlusten dargestellt. Wir erkennen die Knicke in den dunklen Kurven bei unterschiedlichen Energien je nach Ursprung der Neutrinos. Das Spektrum unter Berücksichtigung der Energieverluste knickt etwa bei der kritischen Energie des Mutterteilchens ab.<sup>2</sup> Durch die unterschiedlichen kritischen Energien findet eine spektrale Aufspaltung der Neutrinos aus Myon-, Pion- und Kaonzerfällen statt und es bildet sich eine charakteristische Struktur mit drei Hügeln aus. Wir können an diesem Beispiel erkennen, dass die Neutrinos aus den direkten Kaonzerfällen trotz des geringen Flusses im Vergleich zu den Neutrinos aus der Pionzerfallskette in magnetischen Quellen bei den höchsten Energien den Neutrinofluss dominieren können und deshalb interessant sind.

### 3.4. Flavor-Verhältnisse und Flavor-Mischung

Eine interessante Größe bei der Beschreibung der Quelle ist das erzeugte Flavor-Verhältnis. Da in der Quelle hauptsächlich Elektron- und Myonneutrinos erzeugt werden, charakterisiert das Verhältnis von Elektron- zu Myonneutrinos  $R$ :

$$R = \frac{Q_{\nu_e}}{Q_{\nu_\mu}} \quad (3.50)$$

die Quelle. Hier und im Folgenden wird immer über Neutrinos und Antineutrinos aufsummiert. Das Zeichen  $Q_{\nu_e}$  steht zum Beispiel für  $Q_{\nu_e} + Q_{\bar{\nu}_e}$ . Bei einer Quelle, in der die Neutrinos in Pionzerfällen produziert werden, erwartet man ein Verhältnis von 1 : 2 (siehe Gl. (2.1)). Allgemein ist das Flavor-Verhältnis jedoch eine Funktion der Neutrinoenergie, siehe [13]. Dies kann man nachvollziehen, wenn man bedenkt, dass Myonen eine niedrigere kritische Energie haben als Pionen. Das heißt, oberhalb der kritischen Energie der Myonen sind die Neutrinos aus Myonzerfällen stark unterdrückt, so dass sich ein reiner Myonneutrinofluss ergibt. Unterhalb der kritischen Energie hingegen werden doppelt so viele Neutrinos mit Myon- wie mit Elektron-Flavor erzeugt. Anhand der Produktionskanäle in den Gleichungen (3.17)-(3.22) können wir vier verschiedene Quelltypen durch das Flavor-Verhältnis ( $\nu_e:\nu_\mu:\nu_\tau$ ) unterscheiden<sup>3</sup>:

**(1:2:0)** Dieses Flavor-Verhältnis erhält man für eine Quelle, in der Pionen und die

---

<sup>2</sup>Wir vernachlässigen hier, dass das Neutrino nur einen Teil der Energie des Mutterteilchens erhält.

<sup>3</sup>Neutrinos und Antineutrinos werden hierbei aufsummiert.

im Zerfall produzierten Myonen zerfallen. Im Pionzerfall entsteht ein Neutrino mit Myon-Flavor (siehe Gln. (3.17) und (3.18)) und in dem folgenden Myonzerfall ein Neutrino mit Myon-Flavor und ein Neutrino mit Elektron-Flavor (siehe Gln. (3.19) und (3.20)). Diese Quelle wird auch Pion-Quelle genannt.

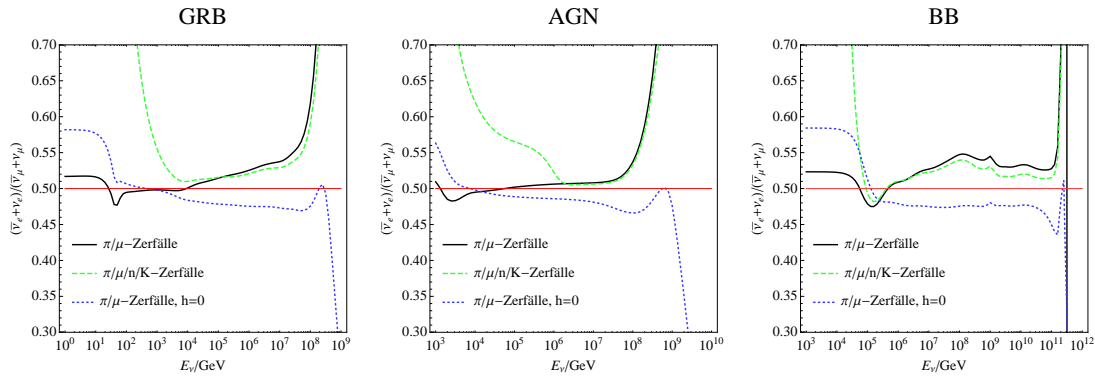
**(0:1:0)** Dieses Flavor-Verhältnis erhält man in Pion-Quellen oberhalb der kritischen Energie der Myonen  $E_{c,\mu}$ . Durch die starken Synchrotronverluste der Myonen sind die Neutrinos aus den Myonzerfällen bei diesen Energien stark unterdrückt. Die Myonneutrinos aus den direkten Pionzerfällen dominieren den Neutrinofluss. Diese Quelle wird auch Myon-gedämpfte Quelle genannt.

**(1:1:0)** Dieses Flavor-Verhältnis erhält man in reinen Myon-Zerfällen (siehe Gln. (3.19) und (3.20)). In astrophysikalischen Quellen, die typischerweise Pion-Quellen sind, tritt dieses Verhältnis manchmal an der Myon-Knickenergie durch den „pile-up“ (Aufstau) der gekühlten Myonen auf. Diese Quelle wird auch Myon-Quelle genannt.

**(1:0:0)** Dieses Flavor-Verhältnis erhält man in Neutronzerfällen (siehe Gl. (3.22)). Durch den geringen Energieanteil, den Neutrinos im Neutronzerfall erhalten -  $\chi \approx 0.5 \cdot 10^{-3}$  - finden sich die Neutrinos aus dem Neutronzerfall bei niedrigen Energien wieder, so dass dieses Verhältnis typischerweise bei den niedrigsten Neutrinoenergien zu finden ist. Nur bei extrem starken Magnetfeldern, wenn Pionen und Myonen auf Grund ihrer Ladung im Vergleich zu den Neutronen stark unterdrückt sind, dominiert dieses Flavor-Verhältnis den gesamten Neutrinofluss. Diese Quelle wird Neutron-Quelle genannt.

Alle anderen Flavor-Verhältnisse, die zum Beispiel bei dem Übergang zwischen Quelltypen vorkommen, können nicht einem Quelltypen zugeordnet werden. Man bezeichnet sie deshalb mit gemischter oder auch undefinierter Quelle.

In Abb. 3.8 ist das Flavor-Verhältnis  $R$  von Elektron- zu Myonneutrinos ohne Berücksichtigung von Energieverlusten dargestellt. Wir erkennen, dass auch ohne Berücksichtigung der Energieverluste das Flavor-Verhältnis nicht konstant 0.5 ist, wie man es aus dem Pionzerfall erwarten würde. Betrachten wir die Kurve, die zusätzlich Neutronzerfälle und Kaonzerfälle berücksichtigt, so steigt das Flavor-Verhältnis für kleine Energien durch die Beiträge der Antielektronneutrinos aus Neutronzerfällen und sinkt leicht bei hohen Energien auf Grund der Myonneutrinos aus Kaonzerfällen. Um den Effekt der Helizitätsabhängigkeit der Myon-Zerfälle zu verdeutlichen, ist zusätzlich die gepunktete Kurve gezeigt. Wir sehen, dass die Vernachlässigung der Helizität zu einem Flavor-Verhältnis führt, das kleiner als 0.5 ist. Im direkten



**Abbildung 3.8.:** Verhältnis von Myon-Neutrinos zu Elektron-Neutrinos (Neutrinos und Anti-Neutrinos aufsummiert) für die drei Beispielquellen. Es werden keine Energieverluste der Sekundärteilchen berücksichtigt. Aus [108].

Vergleich mit dem Ergebnis von SOPHIA hat sich gezeigt, dass SOPHIA die Heli- zitätsabhängigkeit vernachlässigt, siehe Fig.12 in [108].

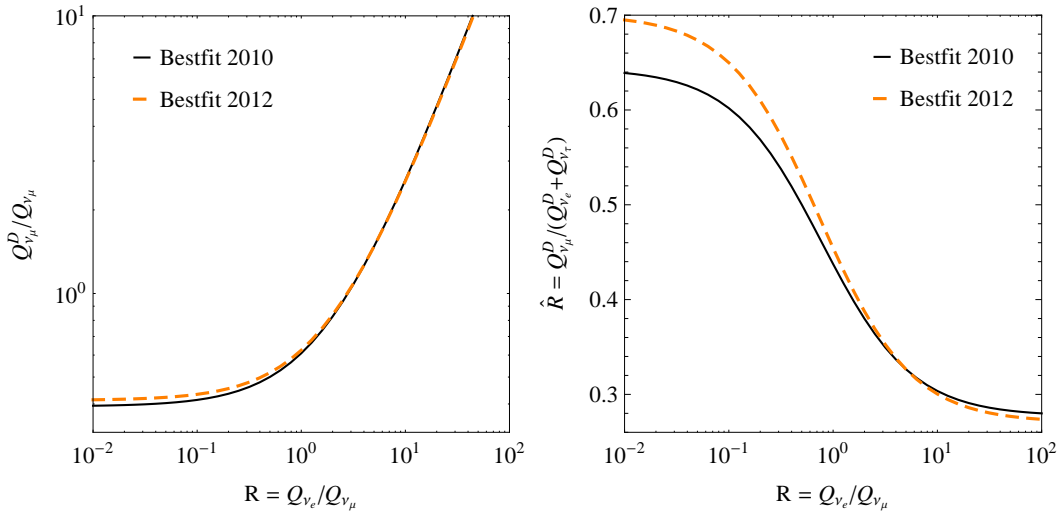
Als nächstes betrachten wir, was mit den Neutrinospektren auf dem Weg zum Beobachter auf der Erde passiert. Die Flavor-Eigenzustände der Neutrinos, die in einer astrophysikalischen Quelle erzeugt werden, bestehen aus den drei Masseeigen- zuständen der Neutrinos. Auf dem Weg zum Beobachter separieren sich diese Masse- zustände auf Grund der unterschiedlichen Geschwindigkeiten. Am Detektor können die Massenzustände nicht mehr interferieren, so dass keine Neutrinooszillationen be- obachtet werden können. Es findet lediglich Neutrinomischung statt, siehe [71]. Das Myon-Neutrino-Spektrum an der Erde  $Q_{\nu_\alpha}^D$  kann also aus den Spektren an der Quelle wie folgt berechnet werden<sup>4</sup>:

$$Q_{\nu_\alpha}^D = \sum_{\beta=e,\mu,\tau} P_{\alpha\beta} Q_{\nu_\beta} = \sum_{\beta=e,\mu,\tau} \sum_{i=1}^3 |U_{\alpha i}|^2 |U_{\beta i}|^2 Q_{\nu_\beta} \quad \alpha = e, \mu, \tau. \quad (3.51)$$

Hier beschreibt  $U_{\gamma j}$  die Einträge der PMNS-Matrix. Die PMNS-Matrix ist die lep- tonische Mischungsmatrix analog zur CKM-Matrix im Quark-Sektor. Die Standard- parametrisierung der Mischungsmatrix ist durch drei Winkel  $\theta_{12}$  (solarer Winkel),  $\theta_{23}$  (atmosphärischer Winkel) und  $\theta_{13}$  (Reaktorwinkel) und eine Phase  $\delta_{CP}$  definiert:

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}, \quad (3.52)$$

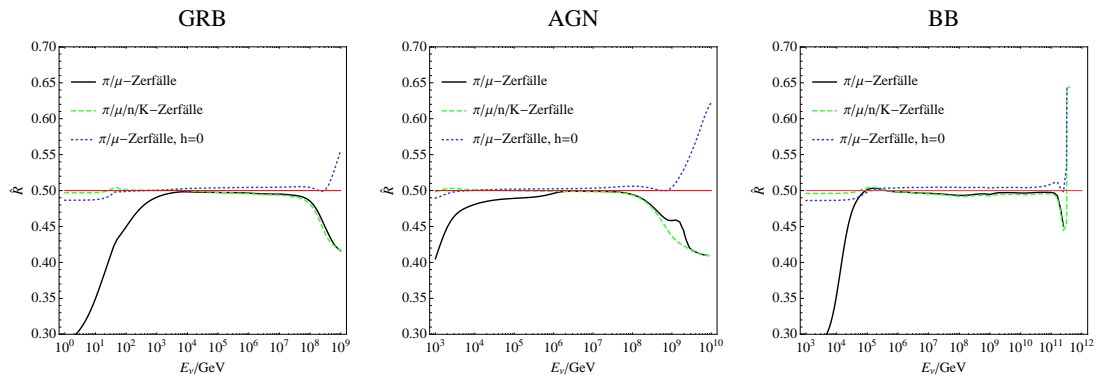
<sup>4</sup>Effekte durch die Rotverschiebung werden hier nicht betrachtet.



**Abbildung 3.9.:** Links: Das, auf das Myonenneutrinospektrum vor Mischung  $Q_{\nu_\mu}$  normierte, Myonenneutrinospektrum nach Mischung  $Q_{\nu_\mu}^D$  als Funktion des Verhältnisses  $R$  von Elektronenneutrinos zu Myonenneutrinos an der Quelle (Gl. (3.50)) für die in der Arbeit verwendeten (schwarze durchgezogene Kurve) und die aktuellen Best-fit Werte aus [120] (orange gestrichelte Kurve) der Mischungswinkel. Rechts: Flavor-Verhältnis  $\hat{R}$  von Myonenneutrinos zu Elektron- und Tauneutrinos an der Erde (Gl. (3.53)) als Funktion des Verhältnisses  $R$  von Elektronenneutrinos zu Myonenneutrinos an der Quelle (Gl. (3.50)) für die in der Arbeit verwendeten (schwarze durchgezogene Kurve) und die aktuellen Best-fit Werte aus [120] (orange gestrichelte Kurve) der Mischungswinkel.

mit  $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$  und  $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ . Falls Neutrinos Majorana-Teilchen sind, treten zusätzlich zwei Majorana-Phasen auf. Diese spielen jedoch für die Neutrinomischung keine Rolle und werden deshalb in dieser Arbeit nicht berücksichtigt.

Für die Berechnungen in dieser Arbeit verwenden wir die folgenden Zahlenwerte und  $3\sigma$ -Bereiche (siehe Ref. [114]):  $\sin^2 \theta_{23} = 0.5$  ( $3\sigma$ : 0.36 ... 0.67),  $\sin^2 \theta_{12} = 0.318$  ( $3\sigma$ : 0.27 ... 0.38),  $\sin^2 \theta_{13} = 0$  ( $3\sigma$ :  $\sin^2 \theta_{13} \leq 0.053$ ). Unsere Analysen wurden vor den Ergebnissen von T2K und Daya Bay mit dem Hinweis auf einen großen Reaktorwinkel durchgeführt, so dass  $\theta_{13} = 0$  angenommen wurde. Dies gilt auch für die durch zukünftige Experimente erwarteten verbesserten  $3\sigma$ -Bereiche:  $\sin^2 \theta_{13} \leq 0.012$  durch Daya Bay und  $0.426 \leq \sin^2 \theta_{23} \leq 0.574$  durch T2K für 2015 [115] und  $\sin^2 \theta_{13} \lesssim 1.5 \cdot 10^{-5}$  [116] und  $0.46 \leq \sin^2 \theta_{23} \leq 0.54$  [117] durch eine Neutrino-fabrik. Für den dritten Winkel  $\theta_{12}$  werden sich die Fehlergrenzen etwas verbessern, jedoch hat dieser Winkel einen nicht so großen Einfluss auf Gl. (3.51), so dass wir diese nicht berücksichtigen. Die Best-fit-Werte eines globalen Fits, der noch nicht die experimentellen Messungen von  $\theta_{13} > 0$  beinhaltet, sind in [118, 119] dargestellt. Die Ergebnisse der aktuellsten globalen Analyse inklusive der Ergebnisse von Daya Bay, RENO, Double Chooz und T2K sind in [120] gezeigt.



**Abbildung 3.10.:** Verhältnis von Myon-Neutrinos zu Elektron- und Tau-Neutrinos (Neutrinos und Antineutrinos aufsummiert) für die drei Beispielquellen am Detektor. Es werden keine Energieverluste der Sekundärteilchen und Effekte durch mögliche Rotverschiebung und Lorentzfaktoren  $\Gamma$  berücksichtigt.

In der linken Darstellung von Abb. 3.9 ist das, auf das Myon-Neutrinospektrum an der Quelle  $Q_{\nu_\mu}$  normierte, Myon-Neutrinospektrum an der Erde  $Q_{\nu_\mu}^D$  als Funktion des Verhältnisses  $R$  (siehe Gl. (3.50)) gezeigt. Die Ergebnisse für die in der Arbeit verwendeten Mischungswinkel sind mit der schwarzen durchgezogenen Kurve dargestellt, die der aktuellen Best-fit-Werte mit der orange gestrichelten. Wir erkennen, dass die Unterschiede mit  $\approx 5\%$  für kleine  $R$  und  $\approx 2\%$  für große  $R$  gering sind. Die Abweichungen für das Elektron-Neutrinospektrum sind von derselben Größenordnung. Die durch die Verwendung der alten Werte eingeführten Abweichungen im Myon-Neutrinospektrum auf der Erde sind folglich klein.

Betrachten wir nun das Verhältnis der Flavor am Detektor. Durch die Mischung unterscheidet sich das Verhältnis der Flavor an der Quelle von dem Verhältnis am Detektor. Im Fall des Pionzerfalls mit dem Verhältnis  $(\nu_e:\nu_\mu:\nu_\tau)=(1:2:0)$  an der Quelle, ergibt sich unter Verwendung von Gl. (3.51) ein Verhältnis von etwa  $(1:1:1)$  am Detektor. Eine sinnvolle Größe, um das Flavor-Verhältnis am Detektor zu beschreiben, ist:

$$\hat{R} = \frac{Q_{\nu_\mu}^D}{Q_{\nu_e}^D + Q_{\nu_\tau}^D}, \quad (3.53)$$

also das Verhältnis von Myon-Neutrinos zu der Summe aus Elektron- und Tau-Neutrinos. Diese Größe ist aus experimenteller Sicht eine gute Definition, weil sie in erster Näherung das Verhältnis von Spuren zu Schauern im Detektor beschreibt. Abweichungen erhält man von den Schauern aus Reaktionen durch den neutralen Strom, der für alle Flavor gleich ist, und durch Myon-Spuren, die in Tauon-Zerfällen erzeugt werden [72]. In Abb. 3.10 ist das Flavor-Verhältnis  $\hat{R}$  für die drei Beispielspektren analog zu Abb. 3.8 dargestellt. Wir erkennen, dass die Abweichung nach

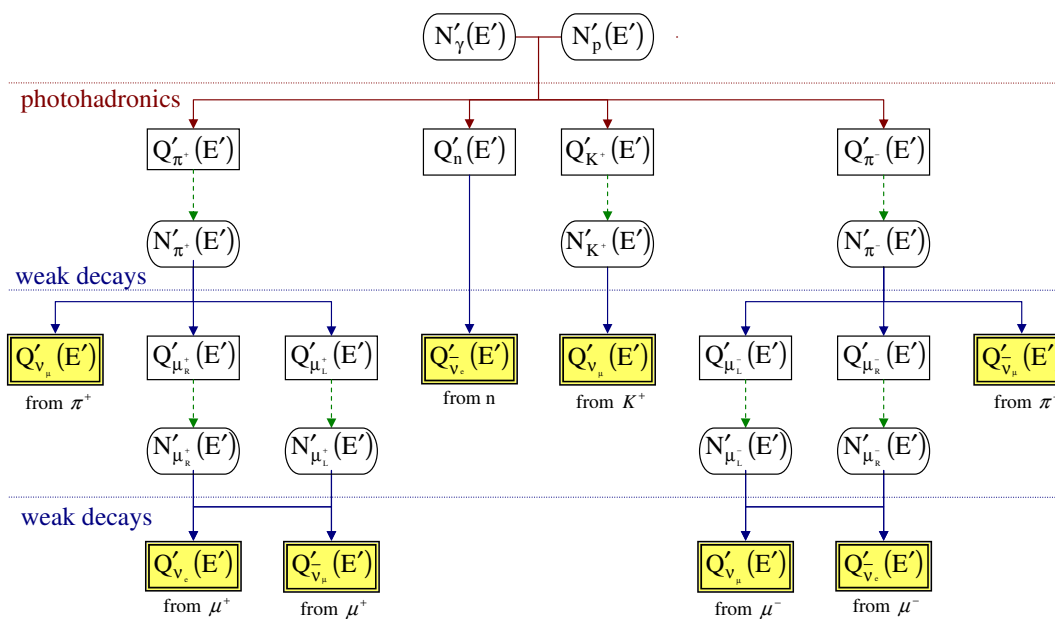
Oszillationen vom erwarteten Wert 0.5 geringer sind als vor Oszillationen.

Um die Auswirkung der Verwendung der veralteten Werte für die Mischungswinkel auf das Flavor-Verhältnis am Detektor  $\hat{R}$  abzuschätzen, ist in der rechten Darstellung von Abb. 3.9 das Flavor-Verhältnis  $\hat{R}$  am Detektor als Funktion des Flavor-Verhältnisses  $R$  an der Quelle für die in der Arbeit verwendeten (schwarze durchgezogene Kurve) und die aktuellen Best-fit Werte (orange gestrichelte Kurve) der Mischungswinkel gezeigt. Dadurch, dass die Gesamtzahl der Neutrinos konstant bleibt, wirken sich die in der linken Darstellung gezeigten Abweichungen des Myon-neutrinospektrums entgegengesetzt auf Zähler und Nenner von  $\hat{R}$  aus, so dass die Abweichungen in  $\hat{R}$  größer sind, aber 10% nicht überschreiten.

## 3.5. Das numerische Modell

In den vorangegangenen Abschnitten dieses Kapitels haben wir die Zutaten für die Berechnung eines Neutrinospektrums einer Quelle zusammengefasst, in der sowohl hochenergetische Protonen als auch Photonen vorhanden sind. In einem nächsten Schritt möchten wir dies in ein numerisches Modell einbauen, so dass man aus einem stationären Photon- und Protonenspektrum direkt das Neutrinospektrum berechnen kann. Die Anfangsspektren kann man dabei von Hand einsetzen (siehe Kap. 5) oder aber auch selbstkonsistent im Rahmen eines Quellmodells berechnen (siehe Kap. 4). Möchte man Synchrotronverluste betrachten, so benötigt man zusätzlich das Magnetfeld und für die Berücksichtigung von adiabatischen Verlusten die Größe der Region.

Die Struktur des Programms ist in Abb. 3.11 dargestellt. Man beginnt mit dem stationären Proton- und dem stationären Photonspektrum. Als nächster Schritt werden die Pion-, Kaon und Neutroninjektionsspektren in den  $p\gamma$ -Wechselwirkungen bestimmt. Es folgt die Bestimmung des stationären Zustands. Danach werden die schwachen Zerfälle bis zu den Neutrinospektren bestimmt, die in Abb. 3.11 durch die gelb unterlegten eckigen Kästen dargestellt sind. Man kann weiterhin erkennen, dass die Helizität der Myonen berücksichtigt wird. Im Fall der Neutronen wird auf die Bestimmung des stationären Spektrums verzichtet, da angenommen wird, dass alle Neutronen auf dem Weg zur Erde zerfallen, bevor sie signifikant Energie verlieren. Ob die Neutronen dabei innerhalb der Quelle zerfallen oder außerhalb, hat keinen Einfluss auf das Neutrinospektrum. Für die positiv geladenen Kaonen werden nur die Neutrinos aus dem direkten Zerfall berücksichtigt, da sich die Neutrinos aus den



**Abbildung 3.11.:** Flussdiagramm für das numerische Modell.  $Q(E)$  steht für Injektionsspektren pro Energie, Zeit und Volumen und  $N(E)$  für stationäre Spektren pro Energie und Volumen. Die grünen gestrichelten Pfeile beschreiben das Lösen der stationären Gleichung (3.41). Aus [121].

folgenden Myonzerfällen nicht von denen aus den Myonen aus Pionzerfällen unterscheiden. Da die Anzahl an produzierten Kaonen viel geringer ist als die der Pionen, können die Neutrinos aus den Myonen der Kaonzerfälle vernachlässigt werden.

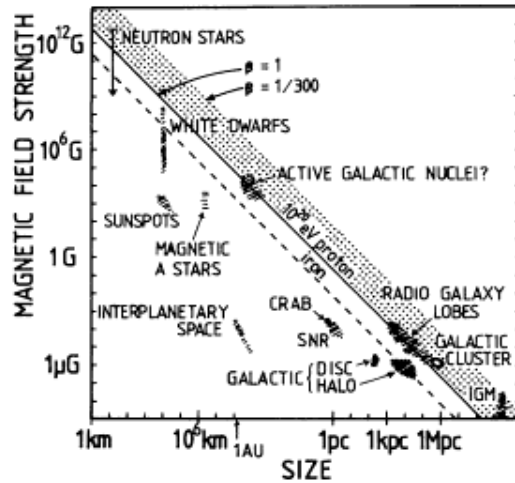
In den folgenden zwei Kapiteln werden zwei Anwendungen des Programms präsentiert. Der Code, in den die Berechnung der Neutrinospektren aus Photon- und Protonspektren implementiert ist, heißt NeuCosmA (Neutrinos from Cosmic Accelerators). Eine detailliertere Beschreibung der Software ist in Anhang B zu finden.

## 4. Parameterstudie im Hillas-Plot

Oft wird in der Literatur eine spezielle Quelle beziehungsweise eine Klasse von Quellen betrachtet, für die ein detailliertes Quellmodell entworfen wird. Im Rahmen dieses Modells werden dann die erwarteten Neutrinospektren berechnet, siehe zum Beispiel [52] für den Blazar Markarian 501, [47] für Mikroquasare oder auch [2, 3] für Gammablitz. Wir verfolgen in diesem Kapitel einen anderen Ansatz, der Ref. [68–70] ähnlich ist. Dabei wird ein generisches Quellmodell entwickelt, mit dem die erwarteten Neutrinospektren verschiedener Quelltypen durch die Wahl unterschiedlicher Werte der Modellparameter bestimmt werden können. Aus dem generischen Ansatz folgt, dass die einzelne Quelle nicht so exakt beschrieben werden kann, wie es mit einem speziellen Modell für gerade diese eine Quelle der Fall ist. Jedoch können mit dem generischen Ansatz die Auswirkungen verschiedener Parameterwerte auf die Neutrinospektren systematisch untersucht werden.

Um die Anzahl der Parameter gering zu halten und ein selbstkonsistentes für möglichst viele Quelltypen passendes Modell zu entwickeln, wählen wir als Anfangsphotonspektrum das Synchrotronspektrum der mit den Protonen zusammen beschleunigten Elektronen. Dieses Photonspektrum ist in jeder Quelle vorhanden, in der Protonen durch Schocks beschleunigt werden, so dass es sich für das generische Modell gut eignet im Gegensatz zu externen Photonspektren, die je nach Quelltyp unterschiedlich sind und weitere Parameter nach sich ziehen. Das hier betrachtete Modell eignet sich vor allem für AGN-ähnliche Quellen, in denen das beobachtete Photonspektrum durch Synchrotronstrahlung der beschleunigten Elektronen erklärt werden kann. Die Hauptparameter des Modells sind das Magnetfeld in der Quelle und die Ausdehnung der Quelle. Diese beiden Größen spielen auch eine Rolle bei der Betrachtung, ob ein geladenes Teilchen mit Ladungszahl  $Z$  aus einer Region entkommen kann. Dafür vergleicht man den Larmor-Radius, der eine Funktion des Magnetfelds und der Teilchenenergie ist, mit der Ausdehnung der Region. Ist die Region größer als der Larmor-Radius, so kann das Teilchen die Region nicht verlassen und ist „eingesperrt“. Findet in der betrachteten Region eine Beschleunigung von Teilchen statt, so führt die Bedingung der Beschränkung des Teilchens auf die Region zu einer maximal möglichen Teilchenenergie. Durch Gleichsetzen des Larmor-Radius





**Abbildung 4.1.:** Größe und magnetische Feldstärke möglicher Beschleunigungsorte hochenergetischer Teilchen. Orte unterhalb der diagonalen Linie können Protonen nicht bis zu einer Energie von  $10^{20}$  eV beschleunigen. Aus [14].

mit der Größe der Region ergibt sich für die maximale Energie, auf die ein Teilchen beschleunigt werden kann, das Hillas-Kriterium [14]:

$$E_{\max} [\text{GeV}] \simeq 0.03 \cdot \eta \cdot Z \cdot R [\text{km}] \cdot B [\text{G}]. \quad (4.1)$$

Hierbei ist  $\eta$  die Effizienz der Beschleunigung, die mit der charakteristischen Geschwindigkeit der Streuzentren verknüpft werden kann. Man kann nun verschiedene astrophysikalische Objekte in die  $R$ - $B$ -Ebene einzeichnen, um zu testen, ob sie als Beschleunigungsorte der ultrahochenergetischen kosmischen Strahlung geeignet sind. Aus Gl. (4.1) folgt direkt, dass in solch einer Darstellung gleiche maximale Teilchenenergien durch Diagonalen gegeben sind. In Abb. 4.1 ist der originale Hillas-Plot aus [14] dargestellt. Er zeigt mögliche astrophysikalische Beschleunigungsorte als Funktion des Magnetfeldes und der Größe. Des Weiteren ist die Diagonale eingezeichnet, oberhalb derer Protonen bei einer Effizienz von  $\eta = 1$  Energien größer als  $10^{20}$  eV erreichen können.<sup>1</sup> Durch die gepunktete Fläche oberhalb der Diagonalen ist gezeigt, wie sich eine geringere Effizienz von  $1/300 < \eta < 1$  auswirkt. Ferner kann man anhand der gestrichelten Linie erkennen, dass Eisen auf Grund der höheren Ladungszahl einfacher auf  $10^{20}$  eV beschleunigt werden kann.

Im Folgenden bestimmen wir mit Hilfe eines generischen Modells, das wir im nächsten Abschnitt definieren, die Neutrinospektren verschiedener Quellen als Funktion des Magnetfeldes und des Radius. Dann führen wir eine Parameterstudie im

<sup>1</sup>In Abb. 4.1 ist die Effizienz mit  $\beta$  bezeichnet.

Hillas-Plot mit diesem Modell durch und bestimmen die Neutrinospektren und die Flavor-Verhältnisse. Die Ergebnisse sind in Abschnitt 4.2 dargestellt.

### 4.1. Das generische Modell

Zunächst möchten wir hier die Annahmen darstellen, die in das generische Modell eingehen, um dann das Modell im Detail zu beschreiben. Die Quellen, die wir mit diesem generischen Modell beschreiben wollen, müssen den folgenden Modellannahmen genügen. Das Photonspektrum, das Targetspektrum der photohadronischen Wechselwirkungen, ist das Synchrotronspektrum der Elektronen, die gemeinsam mit den Protonen durch Fermi-Prozesse beschleunigt werden. Weiterhin nehmen wir an, dass die Quellen optisch dünn bezüglich Neutronen sind. Das bedeutet, dass die in den photohadronischen Wechselwirkungen produzierten Neutronen die Quelle ohne Energie zu verlieren verlassen und zerfallen oder noch in der Quelle zerfallen, je nach Ausdehnung der Quelle und Neutronenergie. Das wiederum führt dazu, dass die im Betazerfall des Neutrons produzierten Neutrinos direkt aus dem Injektionsspektrum der Neutronen bestimmt werden können. Außerdem gehen wir davon aus, dass die dominanten Energieverlustmechanismen für die geladenen Teilchen in der Quelle, die in die Bestimmung der stationären Spektren eingehen, Synchrotronverluste und adiabatische Verluste sind. Dadurch gehen die Normierungen der Ausgangsspektren (Photon- und Protonspektrum) nur multiplikativ in die Normierung des Neutrinospektrums ein und haben ansonsten keinen Einfluss (siehe Gl. (3.9)). Da wir ferner keine absoluten Vorhersagen für die Neutrinospektren machen wollen, sondern lediglich Flavor-Verhältnisse und die Form der Neutrinospektren bestimmen wollen, können wir die Normierung der Ausgangsspektren frei lassen.

Dies ändert sich, sobald Energieverlustprozesse in der Bestimmung des stationären Spektrums betrachten werden, die von den Normierungsfaktoren abhängen, wie zum Beispiel inverse Compton-Streuung, Bethe-Heitler-Paarproduktion oder photohadronische Wechselwirkungen. Die drei Prozesse hängen nur von der Photonnormierung, nicht aber von der Protonnormierung ab. Wären beispielsweise photohadronische Wechselwirkungen für die Energieverluste relevant, weil eine hohe Photondichte vorliegt, so bräuchte man die absolute Photonnormierung. Weiterhin wäre die Annahme, dass Neutronen die Quelle verlassen bevor sie wechselwirken, nicht mehr gültig.

Da die Synchrotronphotonen der mitbeschleunigten Elektronen die Target-Photo-

Parameter	Einheit	Beschreibung	verwendete Werte
$R$	km (Kilometer)	Größe der Quelle	$10^1 \text{ km} \dots 10^{21} \text{ km}$
$B$	G (Gauss)	Magnetische Feldstärke	$10^{-9} \text{ G} \dots 10^{15} \text{ G}$
$\alpha$	1	Injektionsindex	2
$E_{e,\min}$	GeV	Minimale Elektronenergie	$m_e c^2$
$E_{p,\min}$	GeV	Minimale Protonenergie	$m_p c^2$
$\eta$	1	Beschleunigungseffizienz	0.1

**Tabelle 4.1.:** Die Parameter des generischen Modells und die hier verwendeten Werte. Aus [122].

nen sind, hat das Modell nur die in Tab. 4.1 zusammengefassten Parameter. Von diesen sind die Größe der Quelle, die durch den Radius  $R$  gegeben ist, das Magnetfeld in der Quelle  $B$  und die Beschleunigungseffizienz  $\eta$  relevant für die Bestimmung der maximalen Energie der Teilchen (siehe Gl. (4.1)) und die Energieverluste (siehe Gl. (3.47) und (3.48)). Die übrigen Parameter beschreiben die Injektionsspektren für Protonen und Elektronen: der Index der Spektren und die minimalen Teilchenenergien. Die in dieser Arbeit verwendeten Werte und Einheiten sind in Tab. 4.1 zu sehen.

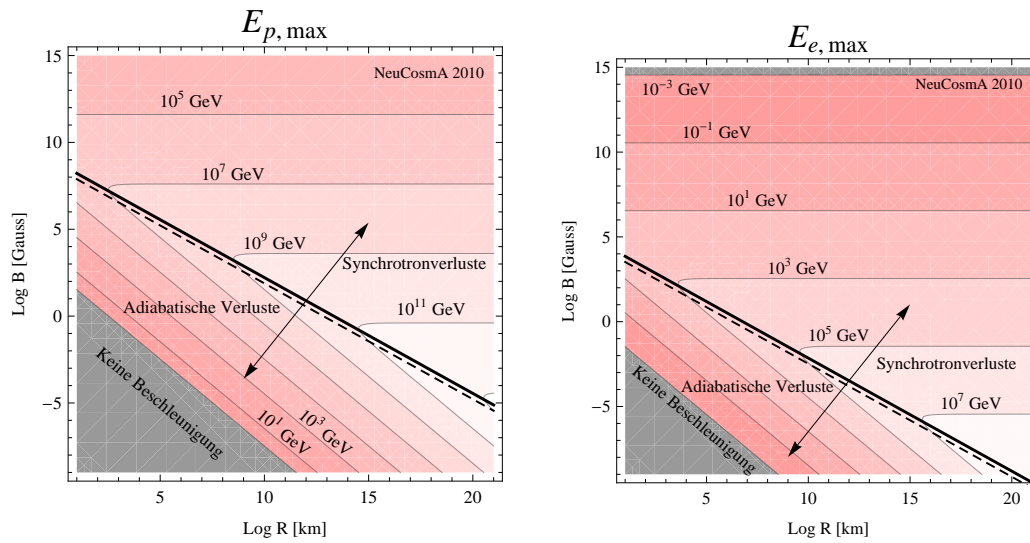
Das hier diskutierte generische Modell hat als Basis das numerische Modell, das in Abb. 3.11 illustriert ist. Wir benötigen folglich als Erstes das stationäre Protonenspektrum  $N_p$  und das Photonspektrum  $N_\gamma$ . Wir beginnen mit dem Protonenspektrum und nehmen an, dass das Injektionsspektrum der Protonen bis zu einer maximalen Energie  $E_{p,\max}$  einem Potenzgesetz folgt:

$$Q_p(E_p) = \begin{cases} N_p E^{-\alpha} & E_{p,\min} < E_p < E_{p,\max} \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (4.2)$$

Die minimale Protonenergie, die hier angenommen wird, ist die Ruhemasse der Protonen. Die maximale Protonenergie berechnen wir durch Gleichsetzen der Beschleunigungsrate [14]

$$t_{\text{acc}}^{-1} = \eta \frac{c^2 Z e B}{E} \quad (4.3)$$

mit der Energieverlustrate der Protonen, die durch die Addition der Synchrotronverlustrate in Gl. (3.47) und der adiabatischen Verlustrate in Gl. (3.48) gegeben ist. Die maximale Protonenergie ist als Funktion von  $B$  und  $R$  in dem linken Feld von Abb. 4.2 dargestellt. Wir erkennen, dass für kleine Magnetfelder adiabatische Verluste dominieren. Diese führen zu einer maximalen Energie nach dem Hillas-Kriterium. Für hohe Magnetfelder dominieren Synchrotronverluste. Die maximale Energie ist



**Abbildung 4.2.:** Maximale Protonenergie und maximale Elektronenergie bei einer Beschleunigungseffizienz von  $\eta = 0.1$ . Aus [122].

dann durch das Magnetfeld bestimmt, wobei der Radius keine Rolle spielt. Durch die durchgezogene dicke Gerade wird die Grenze zwischen Dominanz der adiabatischen Verluste und der Synchrotronverluste zur Bestimmung der maximalen Energie gezeigt. Für die Darstellung ist die Beschleunigungseffizienz wie auch in den folgenden Analysen auf  $\eta = 0.1$  gesetzt. Es sei hier zusätzlich angemerkt, dass die maximale Protonenergie in dem Parameterraum, in dem Synchrotronverluste dominieren, mit der Wurzel der Effizienz  $\sqrt{\eta}$  skaliert, wohingegen sie in dem adiabatisch dominierten Raum mit der Effizienz  $\eta$  selbst skaliert. Dadurch verschiebt sich die Grenze zwischen Dominanz adiabatischer Verluste und Synchrotronverluste für  $\eta = 1$  (gestrichelt) im Vergleich zu  $\eta = 0.1$  (durchgezogen). Die Grenzkurve beschreibt den Fall, dass die maximale Energie auf Grund der Synchrotronverluste ( $E_{\max}^{\text{syn}} \propto B^{-1/2}$ ) gleich der maximalen Energie auf Grund der adiabatischen Verluste ( $E_{\max}^{\text{ad}} \propto R \cdot B$ ) ist. Für die Grenzkurve ergibt sich  $B \propto R^{-2/3}$ .

In Abb. 3.11 erkennen wir, dass wir für die Berechnung des Neutrinospektrums das stationäre Spektrum der Protonen  $N_p(E_p)$  benötigen. Hier muss man zwischen zwei Quellmodellen unterscheiden, dem Ein-Zonen- und dem Zwei-Zonen-Modell. Im Ein-Zonen-Modell nimmt man an, dass die Teilchen in derselben Zone beschleunigt werden, in der auch die Energieverlustprozesse und die photohadronischen Wechselwirkungen stattfinden. Das bedeutet, dass das stationäre Spektrum dem Injektionsspektrum folgt, da die Beschleunigungsrate die dominante Rate ist. Im Zwei-Zonen-Modell werden die Teilchen in einer Zone beschleunigt und in einer zweiten

	adiabatische Verluste	Synchrotronverluste
Proton/Elektron	$\alpha$	$\alpha + 1$
Photon	$\frac{\alpha+1}{2}$	$\frac{\alpha+2}{2}$

**Tabelle 4.2.:** Index des stationären Spektrums von Protonen und Elektronen (oben) für dominante adiabatische Verluste (links) und dominante Synchrotronverluste (rechts) der Protonen und Elektronen. Index des stationären Synchrotronphotonspektrums für dominante adiabatische Verluste (links) und dominante Synchrotronverluste (rechts) der Elektronen.

Zone findet die Neutrinoproduktion statt. Daraus folgt, dass die Beschleunigungsrate der Teilchen in die Bestimmung des stationären Zustands nicht eingeht. Die Form des stationären Spektrums der Protonen wird also durch die Energieabhängigkeit des dominanten Energieverlustmechanismus bestimmt. In diesem Abschnitt verwenden wir das Zwei-Zonen-Modell. Ein Vergleich zum Ein-Zonen-Modell folgt in Abschnitt 4.2.3.

Um das stationäre Protonenspektrum zu bestimmen lösen wir die stationäre Gleichung in Gl. (3.41) unter Berücksichtigung der Synchrotronverlustrate in Gl. (3.47) und der adiabatischen Verlustrate in Gl. (3.48). Da die Synchrotronverlustrate proportional zur Energie des Teilchens und die adiabatische Verlustrate unabhängig von der Energie des Teilchens ist, können wir sagen, dass für den Parameterraum, in dem die adiabatischen Verluste die maximale Protonenergie bestimmen, adiabatische Verluste für Protonen aller Energien dominieren. Aus Gl. (3.46) können wir schließen, dass das stationäre Spektrum dann die gleiche Form hat wie das Injektionsspektrum. Wenn die Synchrotronverlustrate die maximale Protonenergie bestimmt, ist das stationäre Spektrum für die Protonenergien, für die Synchrotronverluste dominieren, eine Potenz stärker:  $E^{-(\alpha+1)}$ , siehe Tab. 4.2. Bei der Protonenergie, bei der die Verlustrate durch Synchrotronstrahlung und durch adiabatische Expansion gleich groß ist, bildet sich ein Knick im Spektrum mit Index  $\alpha$  unterhalb (adiabatische Dominanz) und  $\alpha + 1$  oberhalb (Synchrotron Dominanz). Setzt man Gl. (3.47) und Gl. (3.48) gleich, so erhält man die Proportionalität für die Knickenergie  $E \propto B^{-2}R^{-1}$ . Mit Hilfe dieser Proportionalität und der Eigenschaft von  $E_{\max}^{\text{syn}}$  unabhängig vom Radius zu sein können wir die Lage des Knicks im Vergleich zur maximalen Energie für einen Parametersatz  $B$  und  $R$  anhand der Darstellung der maximalen Energie im mittleren Feld von Abb. 4.2 wie folgt bestimmen. Zunächst lesen wir für das Magnetfeld mit Wert  $B$  den zugehörigen Radius  $R_G$  auf der Grenzkurve ab. Die Knickenergie liegt dann um einen Faktor  $R_G/R$  unterhalb der maximalen Energie.

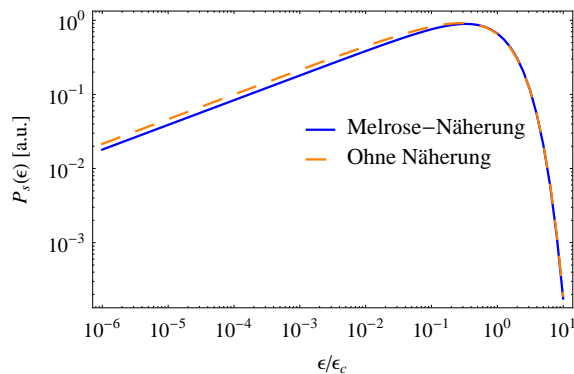
Die zweite Anfangskomponente im numerischen Modell ist das stationäre Photonspektrum (siehe Abb. 3.11). Hier nehmen wir an, dass das Photonspektrum das Synchrotronspektrum der mitbeschleunigten Elektronen und Positronen ist. Wir haben also ein Injektionsspektrum der Elektronen mit derselben Form wie das Protonspektrum:

$$Q_e(E_e) = \begin{cases} N_e E^{-\alpha} & E_{e,\min} < E_e < E_{e,\max} \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (4.4)$$

Als minimale Elektronenergie nehmen wir analog zu der minimalen Protonenergie die Ruhemasse der Elektronen. Die Bestimmung der maximalen Energie erfolgt ebenfalls entsprechend zu der der Protonen, es werden also dieselben Verlust- und Beschleunigungsmechanismen betrachtet. Das Ergebnis ist im rechten Feld von Abb. 4.2 gezeigt. Im Vergleich zu der maximalen Energie der Protonen erkennen wir sofort, dass die maximale Energie der Elektronen kleiner ist als die der Protonen. Dies liegt an den stärkeren Synchrotronverlusten der Elektronen auf Grund der kleineren Masse. Im Bereich der adiabatischen Dominanz sind die maximalen Energien von Protonen und Elektronen gleich, da die Verlustrate unabhängig von der Teilchenmasse ist. Die Grenze zwischen Dominanz der adiabatischen Verluste und Verlusten durch Synchrotronstrahlung ist dadurch im Parameterraum zu kleineren Magnetfeldern verschoben.

Als nächstes berechnen wir den stationären Zustand der Elektronen unter Berücksichtigung von adiabatischen und Synchrotronverlusten. Das stationäre Spektrum hat dann, wie bereits für Protonen diskutiert, im adiabatisch dominierten Parameterraum dieselbe Form wie das Injektionsspektrum und im Synchrotron-dominierten Raum einen Knick um eine Potenz (siehe Tab. 4.2), dessen Lage bezüglich der maximalen Energie aus dem rechten Feld in Abb. 4.2 bestimmt werden kann. Es ist noch anzumerken, dass weit entfernt von der Grenzlinie der Knick unterhalb der Ruhemasse der Elektronen liegt und damit im Spektrum nicht mehr auftaucht. Das gilt natürlich genauso für die Protonen. Aus dem stationären Elektronspektrum berechnen wir als nächstes das Synchrotronspektrum. Dies bestimmen wir in der Melrose-Näherung [123], in der die Leistung, die ein Teilchen mit Energie  $E$ , Masse  $m$  und Ladung  $q$  im Magnetfeld  $B$  bei isotropem Winkel zwischen Magnetfeld und Teilchenimpuls in Photonen mit Photonenergie  $\varepsilon$  abgibt, durch folgende Formel gegeben ist:

$$P_s(\varepsilon, E) = 1.8 \cdot \frac{\sqrt{3} q^3 B}{16 \varepsilon_0 m c h} \cdot \left( \frac{\varepsilon}{\varepsilon_c} \right)^{1/3} e^{-\varepsilon/\varepsilon_c} \quad \text{mit} \quad \varepsilon_c = \frac{3 q B}{16 m} \left( \frac{E}{m c^2} \right)^2, \quad (4.5)$$



**Abbildung 4.3.:** Vergleich der Melrose-Näherung der abgestrahlten Leistung eines Teilchens mit dem nicht genäherten Einteilchenleistungsspektrum für Synchrotronstrahlung.

wobei  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum und  $\varepsilon_0$  die Dielektrizitätskonstante des Vakuums ist. In Abb. 4.3 erkennen wir, dass die Melrose-Näherung das Spektrum gut beschreibt. Betrachten wir nicht nur ein Teilchen, sondern ein Spektrum von Teilchen, die in einem Magnetfeld abstrahlen, so falten wir die Ein-Teilchen-Leistung mit dem Spektrum der strahlenden Teilchen und erhalten:

$$P(\varepsilon) = \int_0^{\infty} dE N(E) P_s(\varepsilon, E). \quad (4.6)$$

Das Injektionsspektrum der Photonen ergibt sich dann durch Division mit der Energie der Photonen:

$$Q_{\gamma}(\varepsilon) = \frac{P(\varepsilon)}{\varepsilon}. \quad (4.7)$$

Die Form des Photonspektrums können wir für ein Spektrum strahlender Teilchen, das einem Potenzgesetz folgt, bestimmen. Substituieren wir in Gl. (4.6)  $E$  durch  $x = \varepsilon/\varepsilon_c(E)$ , so ergibt sich  $P(\varepsilon) \propto \varepsilon^{-(s-1)/2}$ , wobei  $s$  hier der Index des stationären Elektronenspektrums ist:  $s = \alpha$  für Energien, bei denen adiabatische Verluste dominieren und  $s = \alpha + 1$  bei Synchrotrondominanz. Das Injektionsspektrum der Photonen ist dann ein Potenzgesetz mit Index  $(s + 1)/2$ .

Berücksichtigen wir nun, dass das Elektronenspektrum eine maximale und eine minimale Energie hat, so beeinflusst dies auch das Photonspektrum. Das Synchrotronenspektrum bricht oberhalb der charakteristischen Energie der maximalen Elektronenergie  $\varepsilon_c(E_{e,\max})$  wie das Ein-Elektron-Spektrum ab. Das heißt, dass bei dominierenden Synchrotronverlusten zur Bestimmung der maximalen Energie der Elektronen die maximale Energie der Photonen konstant bleibt, da  $E_{e,\max} \propto 1/\sqrt{B}$  und  $\varepsilon_c \propto BE^2$ . Unterhalb der charakteristischen Energie der minimalen Elektronenergie  $\varepsilon_c(E_{e,\min})$  erhält man das Ein-Elektron-Spektrum. Da für Energien kleiner der

	adiabatische Verluste $p$	Synchrotronverluste $p$
adiabatische Verluste $e^-$	$\frac{\alpha+1}{2}^*$	$\left(\frac{\alpha+3}{2}\right)$
Synchrotronverluste $e^-$	$\frac{\alpha}{2}$	$\frac{\alpha+2}{2}$

**Tabelle 4.3.:** Index des Neutrinospektrums unterhalb der kritischen Energie der Myonen für dominante adiabatische Verluste und dominante Synchrotronverluste der Protonen und Elektronen im Zwei-Zonen-Modell. Der Index im Ein-Zonen-Modell ist durch \* gekennzeichnet. Da die Masse der Elektronen geringer ist als die der Protonen sind die Synchrotronverluste stets stärker und der eingeklammerte Fall tritt physikalisch nicht auf.

charakteristischen Energie im Ein-Elektron-Spektrum der Term  $(\varepsilon/\varepsilon_c)^{1/3}$  dominiert, ergibt sich der Index  $2/3$  im Photonspektrum  $\varepsilon < \varepsilon_c(E_{e,\min})$ . Die Form des Synchrotronpektrums ist also näherungsweise gegeben durch

$$Q_\gamma(\varepsilon) \propto \begin{cases} \varepsilon^{-2/3} & \varepsilon < \varepsilon_c(E_{e,\min}) \\ \varepsilon^{-(s+1)/2} & \varepsilon_c(E_{e,\min}) < \varepsilon < \varepsilon_c(E_{e,\max}) \\ \varepsilon^{-2/3} e^{-\varepsilon/\varepsilon_c(E_{e,\max})} & \varepsilon > \varepsilon_c(E_{e,\max}) \end{cases} \quad (4.8)$$

mit  $s = \alpha$  für den Fall, dass adiabatische Verluste bei den zugehörigen Elektronenergien dominieren und  $s = \alpha + 1$  bei Dominanz von Synchrotronverlusten (siehe Tab. 4.2). Dieses Ergebnis gilt im „slow cooling regime“ ist. Das bedeutet, dass das Elektron nicht einen signifikanten Anteil seiner Energie in Synchrotronstrahlung verliert [124], also nur langsam durch Synchrotronstrahlung kühlt. Das alternative Regime, in dem die Elektronen schnell kühlen, heißt „fast cooling regime“ und tritt vermutlich in der prompten Emission von Gammablitz auf. In diesem Regime ändert sich der spektrale Index des Photonspektrums von  $(s + 1)/2$  im „slow cooling regime“ zu  $s/2$ .

Wir haben nun das Injektionsspektrum der Photonen aus dem Elektronspektrum bestimmt. Für die Berechnung der photohadronischen Wechselwirkungen benötigen wir jedoch das stationäre Photonspektrum. Dafür nehmen wir an, dass beim Lösen der stationären Gleichung in Gl. (3.41) das Verlassen der Region dominiert und wir Gl. (3.44) verwenden können. Es ergibt sich:

$$N_\gamma(\varepsilon) = Q_\gamma(\varepsilon) \frac{R}{c}. \quad (4.9)$$

Die Startspektren für die Berechnung der Neutrinospektren im numerischen Modell in Abb. 3.11 sind damit bestimmt.

Es folgt die Berechnung der photohadronischen Wechselwirkungen mit der effekti-



ven Beschreibung, die in Abschnitt 3.1.2 gezeigt wurde. Wir erhalten die Injektionspektren von positiv und negativ geladenen Pionen, Neutronen und positiv geladenen Kaonen. Wir betrachten hier beispielhaft den Fall, dass das Protonenspektrum adiabatisch dominiert ist und damit den Index  $\alpha$  hat und das Elektronenspektrum synchrotron-dominiert ist und den Index  $\alpha + 1$  hat. Die sich ergebenden Neutrinoindizes für die anderen Fälle sind in Tab. 4.3 gezeigt. Für den Index des Photonenspektrums folgt  $\alpha_\gamma = (\alpha + 2)/2$  (siehe Gl. (4.8) und Tab. 4.2). Der Index des Pion-, Kaon- und Neutronenspektrums ergibt sich zu  $\alpha_{\pi,K,n} = \alpha/2$  (siehe Gl. (3.10) und Tab. 4.3). Für Neutronen erhalten wir direkt aus dem Injektionsspektrum das Antielektronneutrinospektrum auf Grund der Annahme, dass die Quelle optisch dünn bezüglich Neutronen ist. Da sich der spektrale Index in den schwachen Zerfällen nicht ändert, bedeutet dies, dass das Spektrum der im Neutronzerfall produzierten Neutrinos demselben Potenzgesetz unterliegt wie die Neutronen. Für die anderen Sekundärteilchen wird der stationäre Zustand bestimmt, da diese unter Energieverlusten durch adiabatische Expansion und Synchrotronstrahlung leiden. Dies führt zu einer Versteilung des Spektrums um zwei Potenzen oberhalb der kritischen Energie des Teilchens, siehe Gl. (3.49). Für die Kaonen berücksichtigen wir die Myonneutrinos, die im führenden Zerfall produziert werden. Die Antimyyonneutrinos aus dem anschließenden Myonzerfall können wir vernachlässigen, da sie sich in ihren Eigenschaften nicht von den Antimyyonneutrinos aus den Myonzerfällen unterscheiden, die den Pionzerfällen folgen, und ihr Fluss mehr als eine Größenordnung kleiner ist. Unter Berücksichtigung der Helizität der Myonen werden die Zerfälle der Pionen bestimmt. Wir erhalten (Anti-)Myonneutrinos je nach Ladung der Pionen. Die Myonen ihrerseits zerfallen nach Beachtung der Energieverluste in der Bestimmung des stationären Zustands in (Anti-)Elektronneutrino und Antimyyonneutrino (Myonneutrino) je nach Ladung der Myonen. Die Indizes der Neutrinospektren von den verschiedenen Sekundärteilchen sind hier noch einmal zusammengefasst:

$$\alpha_\nu^n = \frac{\alpha}{2}, \quad \alpha_\nu^{\pi,K} = \begin{cases} \frac{\alpha}{2} & E_\nu < E_c^{\pi,K} \\ \frac{\alpha}{2} + 2 & E_\nu > E_c^{\pi,K} \end{cases}, \quad \alpha_\nu^\mu = \begin{cases} \frac{\alpha}{2} & E_\nu < E_c^\mu \\ \frac{\alpha}{2} + 2 & E_\nu > E_c^\mu \\ \frac{\alpha}{2} + 4 & E_\nu > E_c^\pi \end{cases}. \quad (4.10)$$

Im Gegensatz zu den numerischen Berechnungen vernachlässigen wir in Gl. (4.10), dass die Neutrinos nur einen Teil der Energie des Mutterteilchens bekommen. Zum Schluss werden die Myon- und die Antimyyonneutrinospektren beziehungsweise die Elektron- und Antielektronneutrinospektren aufsummiert. Wir betrachten hier zunächst nur die Spektren an der Quelle vor Flavor-Mischung. In den folgenden Ergeb-

	TP1	TP2	TP3	TP10	TP12	TP13
$\log B$ [G]	14	6	3	-6.5	9	4
$\log R$ [km]	1	4.5	9.6	18.2	3	12

**Tabelle 4.4.:** Werte von Radius und Magnetfeld für die Testpunkte.

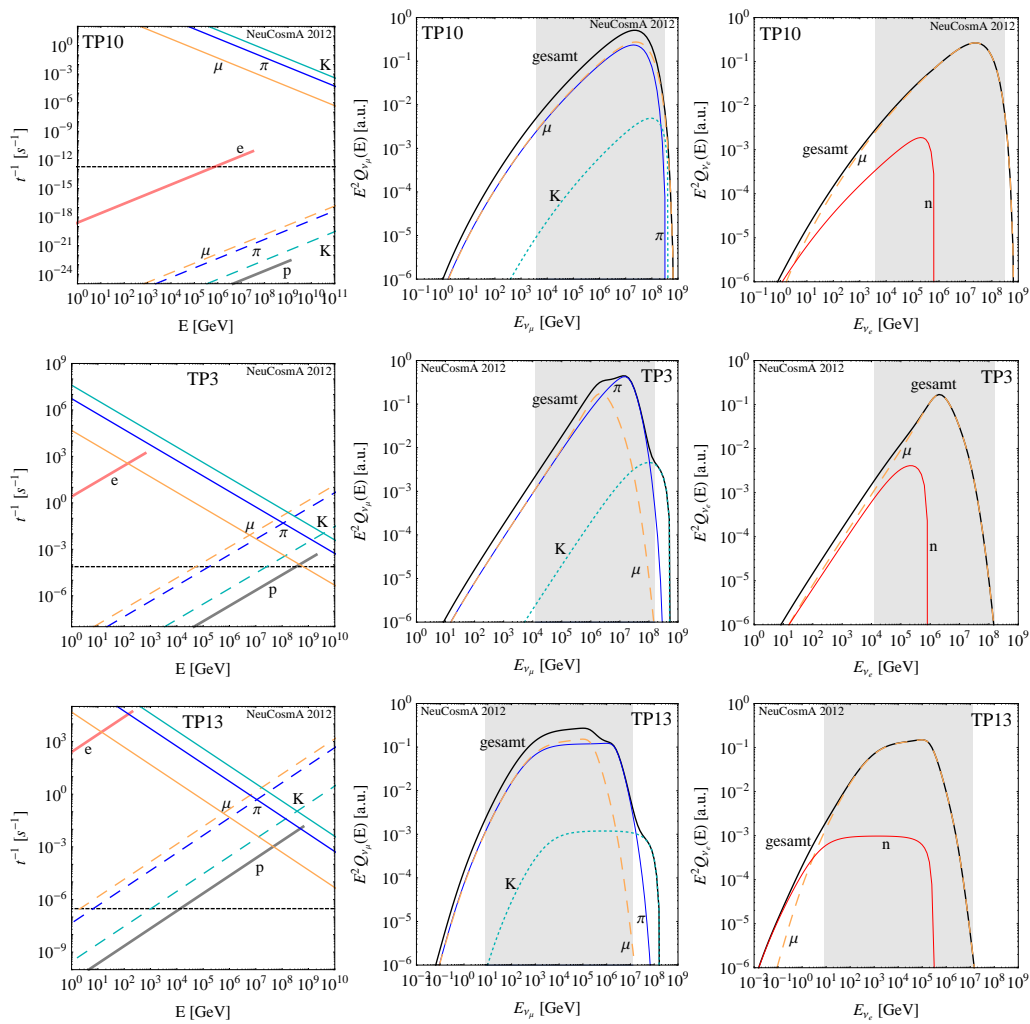
nissen sind jeweils Myon- und Antimyonneutrinospektren beziehungsweise Elektron- und Antielektronneutrinospektren aufsummiert.

## 4.2. Ergebnisse

Hier präsentieren wir die Ergebnisse der Parametervariation von  $B$  und  $R$ . Im ersten Abschnitt betrachten wir die Elektron- und Myonneutrinospektren für sechs verschiedene Werte von  $B$  und  $R$ . Im zweiten Abschnitt fokussieren wir uns auf die Flavor-Verhältnisse an der Quelle und am Detektor. Dabei klassifizieren wir verschiedene Regionen im Hillas-Plot anhand der Flavor-Verhältnisse. Die Werte von  $B$  und  $R$ , die im ersten Abschnitt verwendet werden, sind so gewählt, dass sie Beispiele für die verschiedenen Klassifikationen sind. Im dritten Abschnitt werden die Myonneutrinospektren und die Flavor-Verhältnisse der sechs Werte für  $B$  und  $R$  für das Ein-Zonen-Modell und das Zwei-Zonen-Modell verglichen.

### 4.2.1. Neutrinospektren

In den hier betrachteten Spektren von Elektron- und Myonneutrinos wird über Neutrinos und Antineutrinos summiert. Die Parameter der Testpunkte und ihre Bezeichnung im Folgenden sind in Tab. 4.4 zusammengefasst. Wir beginnen mit den drei Testpunkten, die die kleinsten Magnetfelder haben: TP10, TP3 und TP13. Die Neutrinospektren, die Verlust- und gegebenenfalls Zerfallsraten für Protonen, Elektronen, Pionen, Kaonen und Myonen sind in Abb. 4.4 von oben nach unten für TP10, TP3 und TP13 dargestellt. Im linken Feld sind jeweils die Zerfallsraten (dünne durchgezogene Linien) und Synchrotron-Verlustraten (gestrichelte Linien) der Sekundärteilchen Pionen (blau), Myonen (orange) und Kaonen (türkis) gezeigt. Zusätzlich ist die adiabatische Verlustrate (gepunktete Linie), die teilchenunabhängig ist, und die Synchrotron-Verlustrate der Primärteilchen Elektronen (rot) und Protonen (grau) dargestellt. Dabei sind die Verlustraten der Primärteilchen nur bis zur maximalen Energie, die in Abb. 4.2 abgelesen werden kann, eingezeichnet. In der mittleren Spalte in Abb. 4.4 ist das Myonneutrinospektrum (schwarze durchgezogene



**Abbildung 4.4.:** Verlustraten der Sekundärteilchen (links), Elektron- (mittig) und Myon-neutrinospektren (rechts) für TP10 (oben), TP3 (mittig) und TP13 (unten) aus Tab. 4.4. Die Synchrotronverlustraten von Protonen und Elektronen sind bis zur maximalen Energie der Teilchen im linken Feld eingezeichnet. Zu Teilen aus [122].

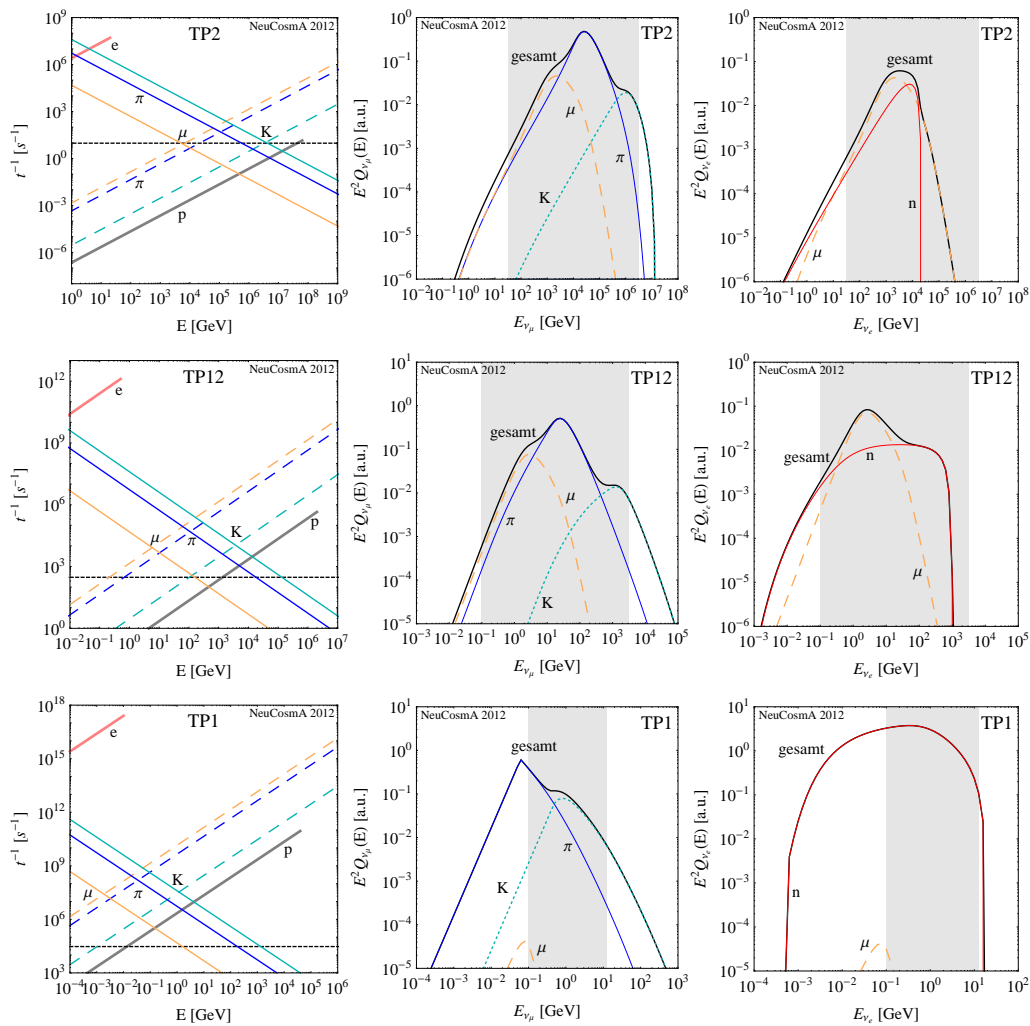
ne Kurve) mit den einzelnen Beiträgen aus Myonzerfall (orange gestrichelte Kurve), Pionzerfall (blaue durchgezogene Kurve) und Kaonzerfall (türkise gepunktete Kurve) dargestellt. Im rechten Feld sieht man das Elektronneutrinospektrum (schwarze durchgezogene Kurve) mit den Beiträgen aus Myonzerfall (orange gestrichelte Kurve) und Neutronzerfall (rote durchgezogene Kurve).

Die Darstellung der Zeitskalen in der linken Spalte macht noch einmal deutlich, dass die kritische Energie der Myonen viel kleiner ist als die der Pionen und diese wiederum als die der Kaonen. Den daraus folgenden Effekt können wir direkt in der Aufspaltung der Beiträge im Myon-neutrinospektrum in der mittleren Spalte für TP3 und TP13 sehen. Wir können weiterhin erkennen, dass sich an den Knicken im

Neutrinospektrum so genannte „pile-ups“ ausbilden, die durch die gekühlten höher energetischen Sekundärteilchen entstehen. Für TP10 ergibt sich keine Aufspaltung, weil das Magnetfeld so schwach ist, dass die kritische Energie der Myonen, Pionen und der Kaonen oberhalb der maximalen Teilchenenergien liegt (siehe Darstellung der Zeitskalen oben links). Betrachten wir das Elektronenneutrinospektrum in der rechten Spalte, so sehen wir die Beiträge von den Zerfällen der Myonen und der Neutronen. Wir erkennen, dass die Neutronzerfälle nur bei niedrigen Energien relevant beitragen. Dies ist eine Folge der Zerfallskinetik, da die Neutrinos lediglich einen Anteil von  $0.5 \cdot 10^{-3}$  der Neutronenergie erhalten.

Betrachten wir die Form der Spektren für die drei Testpunkte, so erkennen wir, dass für TP10 ein leichter spektraler Knick bei etwa  $10^3$  GeV auftritt. Dieser folgt aus dem Wechsel der dominanten Verlustrate für Elektronen (siehe Zeitskalendarstellung links oben). Der spektrale Index ändert sich in diesem Fall von  $\alpha/2 = 1$  für niedrige Neutrinoenergien (Elektronen bei hohen Energien synchrotron dominiert) zu  $(\alpha + 1)/2 = 1.5$  für hohe Neutrinoenergien (Elektronen bei niedrigen Energien adiabatisch dominiert), siehe Tab. 4.3. Für TP3 ist das Elektronspektrum synchrotron dominiert und das Protonenspektrum bis auf die höchste Größenordnung adiabatisch. Den Knick, den man durch die Dominanz der Synchrotronverluste für Proton in der Größenordnung unterhalb der maximalen Energie im Neutrinospektrum erwarten würde, erkennt man nicht, da eine Größenordnung für einen sichtbaren Knick nicht ausreicht. Im Fall von TP13 dominieren sowohl für Elektronen als auch für die hochenergetischen Protonen Synchrotronverluste. Dies bedeutet, dass der spektrale Index der Neutrinos unterhalb der kritischen Energien der Sekundärteilchen durch  $(\alpha + 2)/2$  gegeben ist, siehe Tab. 4.3. Für einen Injektionsindex  $\alpha = 2$  führt das in der Darstellung  $E^2 Q_\nu$  zu einem flachen Spektrum. Für Protonenergien kleiner  $E_r \approx 10^4$  GeV dominieren wieder adiabatische Verluste (siehe linke Spalte unten), so dass ein Knick im Neutrinospektrum auftritt. Unterhalb  $E_\nu \approx 10^{-3} E_r \approx 10$  GeV für Neutrinos aus Neutronen (unten rechts) und  $E_\nu \approx 10^{-1} E_r \approx 10^3$  GeV für Neutrinos aus Myonen, Pionen und Kaonen (unten links) ist der Index  $\alpha/2 = 1$ .

Die anderen drei Testpunkte TP2, TP12 und TP1 liegen bei höheren Magnetfeldern und kleineren Radien. Das bedeutet, dass die Energieverluste stärker werden. Waren für TP10 die kritischen Energien der Sekundärteilchen noch oberhalb der maximalen Energie, so tritt dies hier nicht mehr auf. Für diese drei Testpunkte ist das Magnetfeld so stark, dass für alle die Aufspaltung in die einzelnen Beiträge der Sekundärteilchen im Neutrinospektrum in Abb. 4.5 erkennbar ist. Wir bemerken des Weiteren, dass wie erwartet mit steigendem Magnetfeld TP2→TP12→TP1 auch die



**Abbildung 4.5.:** Verlustraten der Sekundärteilchen (links), Elektron- (mittig) und Myon-neutrinospektren (rechts) für TP2 (oben), TP12 (mittig) und TP1 (unten) aus Tab. 4.4. Die Synchrotronverlustraten von Protonen und Elektronen sind bis zur maximalen Energie der Teilchen im linken Feld eingezeichnet. Zu Teilen aus [122].

kritischen Energien geringer werden. Ferner werden die Beiträge der Neutronzerfälle relevanter mit steigendem Magnetfeld. Dies liegt daran, dass die geladenen Sekundärteilchen durch die starken Magnetfelder gedämpft werden, die Neutronen jedoch nicht. Im Fall von TP1 ist es sogar so, dass die Neutrinos aus Neutronen den gesamten Neutrinofluss dominieren.<sup>2</sup> Wir erkennen, dass die Neutrinos aus Myonzerfällen und die aus Pionzerfällen bei etwa derselben Energie abrechen. Die Ursache dafür liegt darin, dass die Energieverluste so stark sind, dass die kritische Energie unterhalb beziehungsweise bei etwa der Ruhemasse der Teilchen liegt. Die stärke-

<sup>2</sup>In diesem speziellen Fall können die Neutrinos aus den semileptonischen Zerfällen der neutralen Kaonen einen relevanten Effekt haben, da die neutralen Kaonen - wie die Neutronen - nicht unter Synchrotronverlusten leiden.

re Kühlung der Myonen zeigt sich in der stärkeren Unterdrückung des Spektrums. Für TP12 und TP1 liegt der Fall vor, dass Synchrotronverluste der Protonen für mehr als eine Größenordnung in der Energie dominieren, so dass sich ein flaches Neutrinospektrum für die Neutrinos aus Neutronzerfällen ergibt, wie wir es bereits für TP13 hatten. Für die Neutrinos aus den geladenen Sekundärteilchen liegt das flache Spektrum nicht vor, weil durch das starke Magnetfeld hier die Synchrotronverluste der Sekundärteilchen relevanter sind. TP2 ist ein gutes Beispiel für den in Abschnitt 4.1 besprochenen Fall, dass Elektronen Synchrotron- und Protonen adiabatisch-dominiert sind. Wir erkennen die Aufspaltung in die Beiträge von Myonen, Pionen und Kaonen und den “pile-up” an den jeweiligen Knicken.

Bisher sind wir noch nicht auf die grau hinterlegte Fläche in den Neutrinospektren eingegangen. Diese Flächen beschreiben den Energiebereich, in dem die meisten Neutrinos detektiert werden. Sie werden wie folgt bestimmt: Da die effektive Fläche für Myon-Spuren unterhalb von 10 TeV wie  $E^2Q$  skaliert (siehe Abb. 6 in Ref. [125]), berechnen wir  $E^2(Q_{\nu_e} + Q_{\bar{\nu}_e})$  und  $E^2(Q_{\nu_\mu} + Q_{\bar{\nu}_\mu})$  und bestimmen die Energiebereiche, in denen die Flüsse mindestens 1% des maximalen Flusses sind. Die grau hinterlegte Fläche ist dann die Vereinigung der beiden Energiebereiche. Als minimalen Wert für die untere Grenze des Energiebereichs nehmen wir 0.1 GeV an, da die Detektionsgrenze für Myon-Spuren bei IceCube zum Beispiel bei 100 GeV liegt und damit sogar für Lorentzfaktoren von  $\approx 1000$  unterhalb keine Myonneutrinos detektiert werden können. Innerhalb der grau hinterlegten Energiebereiche werden im folgenden Abschnitt die Flavor-Verhältnisse bestimmt.

### 4.2.2. Flavor-Verhältnisse

In diesem Abschnitt betrachten wir die Flavor-Verhältnisse der produzierten Neutrinos an der Quelle und nach Mischung am Detektor. Zu diesem Zweck verwenden wir zwei Größen: das Verhältnis von Elektron zu Myonneutrinos an der Quelle<sup>3</sup>  $R$  (siehe Gl. (3.50)) und das Verhältnis von Myonneutrinos zu Elektron- und Tauneutrinos am Detektor  $\hat{R}$  (siehe Gl. (3.53)). Letzteres entspricht dem Verhältnis von Spuren zu Schauern im Detektor, wobei die Wechselwirkungen der Neutrinos im neutralen Strom als Untergrund berücksichtigt werden müssen.

Innerhalb der im vorangegangenen Abschnitt eingeführten Energiebereiche, in denen am meisten Neutrinos erwartet werden, führen wir nun die Klassifikation anhand der in Abschnitt 3.4 definierten Quelltypen durch. Wir erlauben dabei leichte Ab-

---

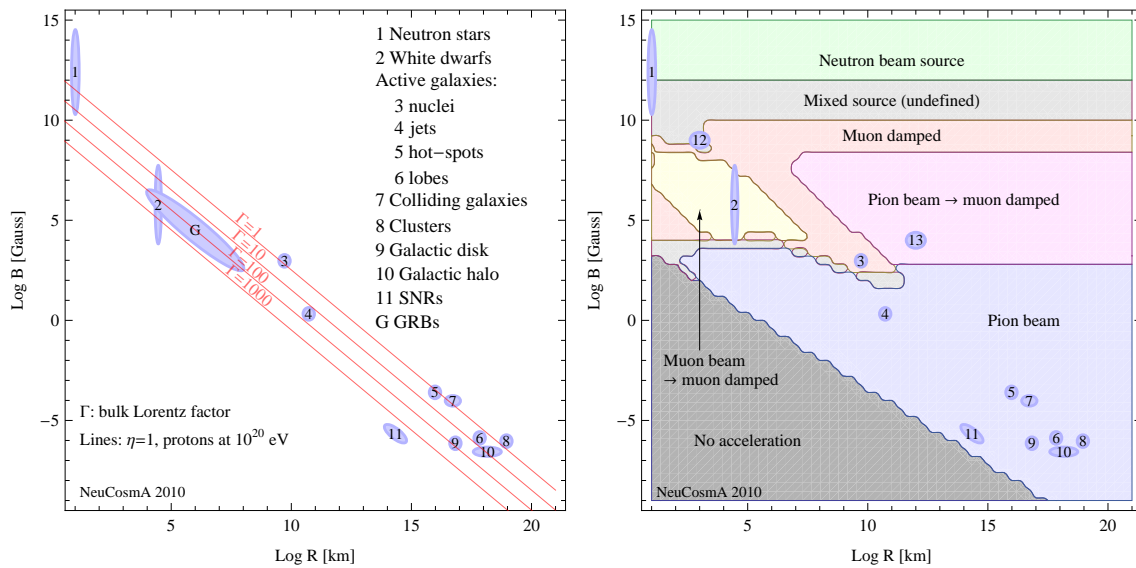
<sup>3</sup>Da fast keine Tauneutrinos produziert werden, charakterisiert diese Größe die Quelle.

	$(\nu_e:\nu_\mu:\nu_\tau)_{\min}$	$(\nu_e:\nu_\mu:\nu_\tau)_{\max}$	$R^{\min}$	$R^{\max}$	$\hat{R}$
Pion-Quelle	0.9:2:0	1.1:2:0	0.45	0.55	0.5
Myon gedämpft	0.1:0.9:0	0:1:0	0	1/9	0.64
Myon-Quelle	0.9:1.1:0	1.1:0.9:0	0.9/1.1	1.1/0.9	0.44
Neutron-Quelle	0.9:0.1:0	1:0:0	9	$\infty$	0.28

**Tabelle 4.5.:** Klassifikation der Flavor Verhältnisse für die verschiedenen Quelltypen.

weichungen von den exakten Verhältnissen, so dass sich die in Tab. 4.5 dargestellten Bedingungen für  $R$  ergeben. Damit eine Quelle durch die in Tab. 4.5 gezeigten Werte klassifiziert wird, muss dieser Wert über mindestens eine Größenordnung in der Energie vorliegen, ansonsten ist die Quelle undefiniert. Da die Energiebereiche, in denen die meisten Neutrinos erwartet werden, größer sind als eine Größenordnung, kann eine Quelle auch mehrere Typen abhängig von der Neutrinoenergie haben. So gibt es zum Beispiel Quellen, die für niedrige Energien eine Pion-Quelle und für hohe Energien eine Myon gedämpfte Quelle sind. Es werden nun für jeden Parametersatz  $(R, B)$  im Hillas-Plot die Neutrinospektren mit dem generischen Modell berechnet. Dann wird in dem jeweilig relevanten Energiebereich mit den meisten zu erwartenden Ereignissen die Klassifikation anhand von  $R$  und Tab. 4.5 durchgeführt.

Das Ergebnis der Klassifikation ist in Abb. 4.6 rechts als Funktion des Magnetfelds und des Radius gezeigt. Wir erkennen sieben verschiedene Regionen. In der dunklen Region, die mit „No acceleration“ bezeichnet ist, findet entweder keine Beschleunigung statt oder photohadronische Wechselwirkungen sind auf Grund zu geringer Wechselwirkungsenergie nicht möglich. Der größte Bereich ist der der klassischen Pionzerfälle mit  $R = 0.5$  („pion beam“). Die Pion-Quellen liegen bei niedrigen Magnetfeldern, da bei höheren Magnetfeldern die im vorangegangenen Abschnitt bereits gezeigte stärkere Dämpfung der Myonen im Vergleich zu den Pionen auftritt. Wir erkennen, dass für kleine Radien der „pile-up“ der gedämpften Myonen zu einer Myon-Quelle an der kritischen Myonenergie führen kann und oberhalb zu einer Myon gedämpften Quelle („muon beam  $\rightarrow$  muon damped“). Für etwas größere Radien ergibt sich eine Myon-gedämpfte Quelle („muon damped“) und für noch größere Radien erhält man bei niedrigen Energien eine Pion-Quelle, die für höhere Energien durch die Synchrotronverluste der Myonen in einen Myon gedämpften Quelltyp übergeht („pion beam  $\rightarrow$  muon damped“). Erhöht man das Magnetfeld weiter, so werden die Verluste der geladenen Sekundärteilchen immer stärker, so dass die Neutrinos von Neutronzerfällen immer relevanter werden. Es ergibt sich zunächst eine Region, in der kein eindeutiger Quelltyp vorliegt („mixed source“), da durch die ähnlich großen Beiträge von den Neutrinos der verschiedenen Sekundärteilchen das



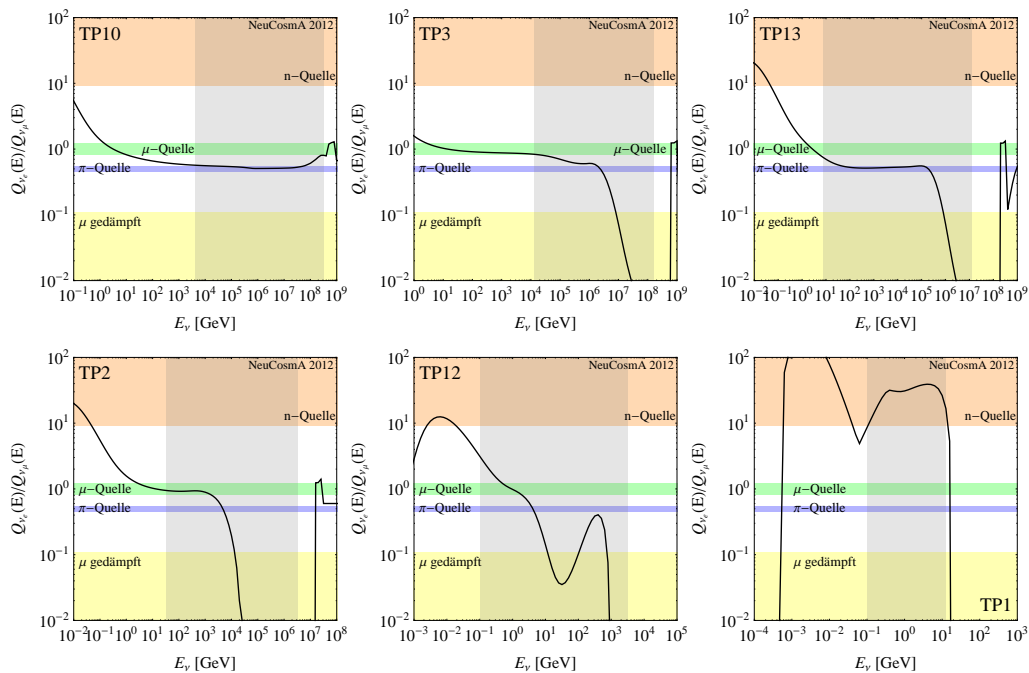
**Abbildung 4.6.:** Hillas Plot (übernommen von M. Boratav) und Klassifikation von Quellen anhand der Flavor-Verhältnisse im Hillas Plot. Aus [122].

Flavor-Verhältnis stark schwankt. Bei noch höheren Magnetfeldern dominieren die Neutrinos aus Neutronzerfällen und die Quellen werden als Neutron-Quelle („neutron beam“) klassifiziert.

Auf der linken Seite von Abb. 4.6 ist ein Hillas Plot gezeigt, der die nummerierten Regionen aus der rechten Darstellung astrophysikalischen Quellen zuordnet. Lediglich TP12 und TP13 haben keine astrophysikalische Quellentsprechung. Analog zur Abb. 4.1 ist die Diagonale für Protonenergien von  $10^{20}$  eV eingezeichnet. Zusätzlich sind Geraden für höhere Lorentzfaktoren  $\Gamma$  eingezeichnet und wir erkennen, dass durch die Einführung von hohen Lorentzfaktoren die Grenze zur Erzeugung von Protonen mit einer Energie von  $10^{20}$  GeV niedriger wird.

Betrachtet man nun aus jeder Klasse eine Quelle, erhält man die Testpunkte, für die wir bereits im vorangegangenen Abschnitt die Neutrinospektren untersucht haben. In Abb. 4.7 zeigen wir die Elektron- zu Myonneutrino-Verhältnisse der sechs Testpunkte. Wir beginnen mit TP10 oben links. Wir erkennen gut, dass in dem Klassifizierungsenergiebereich eine Pion-Quelle vorliegt. Die Dominanz der Neutrinos aus Neutronzerfällen liegt außerhalb des Klassifizierungsbereichs und spielt deshalb keine Rolle. Testpunkt TP3, oben mittig, ist als Quelle mit gedämpften Myonen klassifiziert. Im unteren Energiebereich zur Klassifizierung liegt TP3 durch den signifikanten Beitrag der Elektronneutrinos aus Neutronzerfällen, der etwas kleiner ist als der aus Myon-Zerfällen, zwischen Myon-Quelle und Pion-Quelle, so dass er hier undefiniert ist. Der nächste Testpunkt TP13, oben rechts, zeigt den Übergang von

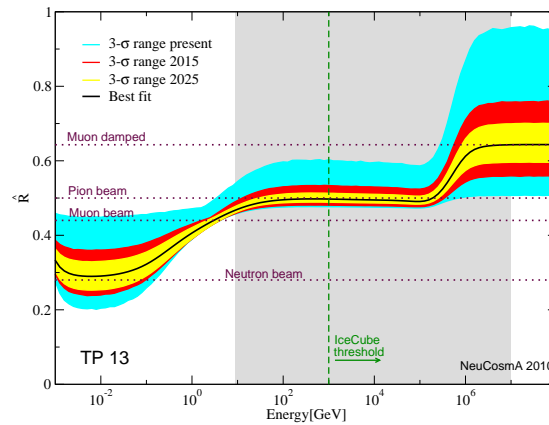




**Abbildung 4.7.:** Elektron- zu Myonenneutrino-Verhältnis für die sechs Testpunkte aus Tab. 4.4. Aus [122]

Pion-Quelle zu einer Quelle mit gedämpften Myonen. Wir sehen bei gleichzeitiger Betrachtung der Spektren in Abb. 4.4 in der unteren Zeile, dass die Übergangsenergie  $\approx 10^5$  GeV wie erwartet bei der Energie liegt, bei der das Neutrinospektrum aus Myonzerfällen knickt.

In der unteren Zeile von Abb. 4.7 sind die Flavor-Verhältnisse von den Testpunkten TP2 (links), TP12 (mittig) und TP1 (rechts) gezeigt. TP2 zeigt für niedrige Energien im Klassifizierungsbereich einen starken „pile-up“ der Neutrinos aus Myonzerfällen (siehe Abb. 4.5 oben), der im Flavor-Verhältnis  $R$  in Abb. 4.7 zu einer Klassifikation als Myon-Quelle führt. Für höhere Energien sind die Myonen stark gedämpft, so dass die Quelle dort als Myon gedämpfte Quelle klassifiziert wird. Testpunkt TP12 ist ein Beispiel für eine gemischte oder auch undefinierte Quelle. Das Flavor-Verhältnis variiert sehr stark im Klassifizierungsbereich, so dass eine Klassifikation nicht möglich ist. Betrachten wir die Spektren in Abb. 4.5 für diesen Testpunkt, so erkennen wir, dass der Beitrag der Neutronzerfälle in etwa so groß ist wie der der Myonen. Die unterschiedliche Form der Spektren führt dann zu den starken Fluktuationen im Flavor-Verhältnis. Der letzte Testpunkt TP1 ist als Neutron-Quelle klassifiziert. Innerhalb des Klassifizierungsbereichs, der nach unten durch die Beobachtungsgrenze beschränkt ist, erhalten wir eine Neutron-Quelle. Durch die extrem niedrigen Energien ist es jedoch zweifelhaft, ob solch eine Quelle



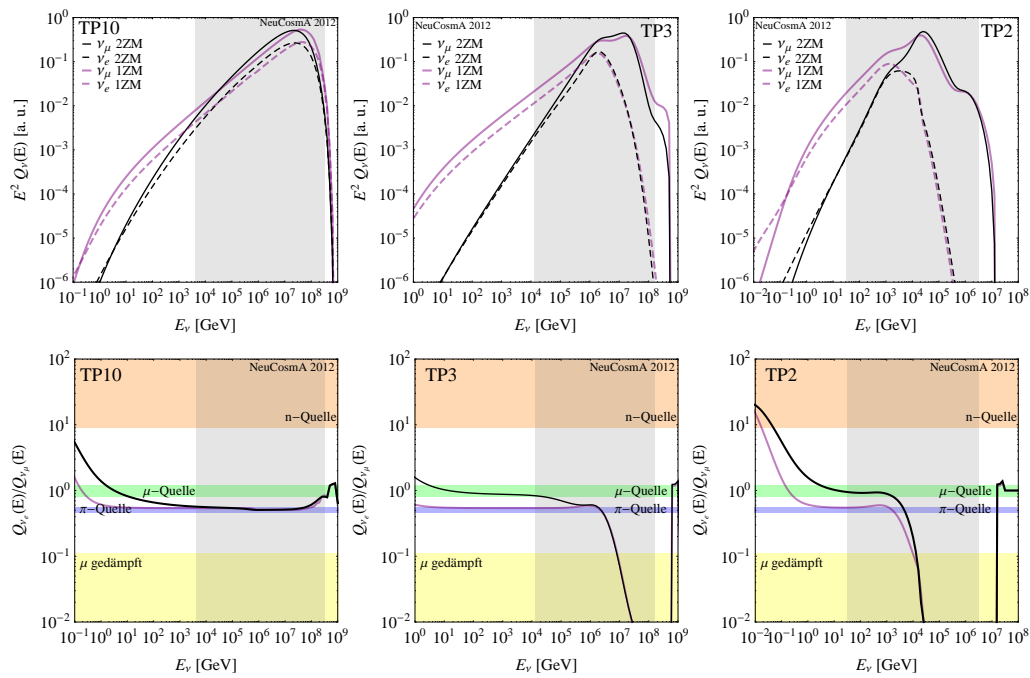
**Abbildung 4.8.:** Flavor-Verhältnis  $\hat{R}$  für Testpunkt TP13. Die Unsicherheiten für den  $3\sigma$ -Bereich der Mischungswinkel (siehe Abschnitt 3.4) sind zusätzlich dargestellt. "present" bezeichnet den  $3\sigma$ -Bereich von 2010. Aus [122]

überhaupt detektiert werden kann, da sie sehr starke Lorentzfaktoren haben muss, um in den detektierbaren Energiebereich zu kommen.

Es stellt sich nun die Frage, ob die Klassifizierung auch nach Flavor-Mischung am Detektor noch möglich ist. Dazu betrachten wir TP13 und berechnen das Verhältnis  $\hat{R}$  am Detektor mit den in Abschnitt 3.4 angegebenen Werten für die Mischungswinkel. Für  $\hat{R}$  als Funktion der Neutrinoenergie ergibt sich das in Abb. 4.8 gezeigte Bild. Hier sind die in Abschnitt 3.4 angegebenen Unsicherheiten der Mischungswinkel berücksichtigt. Wir erkennen, dass mit den verringerten Unsicherheiten in 2015 eine Bestimmung des Quelltyps durch die Messung am Detektor möglich ist. Für die Berechnung der Neutrinospektren am Detektor wurde  $\Gamma = 1$  gewählt und eine vernachlässigbare Rotverschiebung verwendet. Eine Veränderung des Lorentzfaktors und der Rotverschiebung würde aber nur zu einer Verschiebung des Spektrums zu höheren/niedrigeren Energien führen.

### 4.2.3. Ein-Zonen- vs. Zwei-Zonen-Modell

In diesem Abschnitt betrachten wir das Myonenneutrinospektrum der sechs Beispieltestpunkte unter der Annahme eines Ein-Zonen-Modells. Das bedeutet, dass die dominierende Zeitskala für das Protonenspektrum und das Elektronspektrum bis zur maximalen Energie die Beschleunigungszeitskala ist. Die stationären Spektren haben demnach die Form der Injektionsspektren aus den Gln. (4.2) und (4.4). Wir erwarten folglich für das Neutrinospektrum einen Index von  $(\alpha + 1)/2$  unterhalb der kritischen Energien der Sekundärteilchen, siehe Eintrag links oben in Tab. 4.3. Im

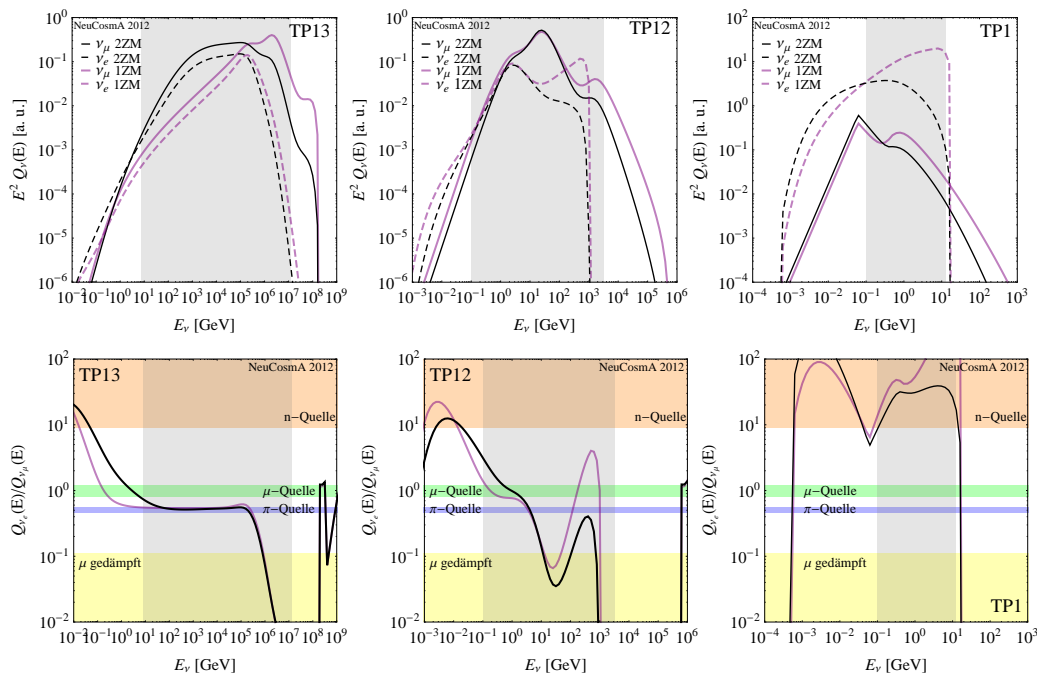


**Abbildung 4.9.:** Elektron- (gestrichelt, oben) und Myon-neutrinospektrum ((durchgezogen, oben) und Elektron- zu Myon-neutrino-verhältnis (unten) für TP10 (links), TP3 (mittig) und TP2 (rechts) aus Tab. 4.4 für das Ein-Zonen-Modell (1ZM, lila) und das Zwei-Zonen-Modell (2ZM, schwarz).

Vergleich zum Zwei-Zonen-Modell ändert sich also nur etwas, wenn Synchrotronverluste für Protonen und/oder Elektronen dominieren. Dominieren Synchrotronverluste für Elektronen und adiabatische für Protonen wäre der Index  $\alpha/2$ , siehe Gl. (4.10) und Eintrag links unten in Tab. 4.3. Das bedeutet also, dass das Neutrinospektrum im Ein-Zonen-Modell (1ZM) stärker abfällt als im Zwei-Zonen-Modell (2ZM)<sup>4</sup>. Betrachten wir die Zeitskalendarstellungen jeweils in der linken Spalte der Figuren 4.4 und 4.5, so erkennen wir, dass im Fall von TP10 für hohe Elektronenergien, für TP3 bis auf die höchsten Protonenergien und bei TP2 für alle Energien Synchrotronverluste für Elektronen und adiabatische für Protonen dominieren. In Abb. 4.9 sehen wir in der oberen Zeile das Elektron- (gestrichelt) und das Myon-neutrinospektrum (durchgezogen) für die drei Testpunkte TP10, TP3 und TP2 von links nach rechts. Im Fall von TP2 ist der schwächere Anstieg des Spektrums im Ein-Zonen-Modell (lila) im Vergleich zum Spektrum im Zwei-Zonen-Modell (schwarz) sowohl für Elektron-neutrinos als auch Myon-neutrinos gut erkennbar. Betrachten wir TP3, so ergibt sich ein ähnliches Bild wie bei TP2. Nur bei Neutrinoenergien größer etwa  $10^8$  GeV fällt das Spektrum im 1ZM schwächer ab. Dies liegt daran, dass für diese Energien die Protonen nicht adiabatisch sondern synchrotron dominiert sind. Der dritte

<sup>4</sup>Bei ansteigenden Spektren entspricht der stärkere Abfall einem schwächeren Anstieg.

#### 4. Parameterstudie im Hillas-Plot



**Abbildung 4.10.:** Elektron- (gestrichelt, oben) und Myon-neutrinospektrum ((durchgezogen, oben) und Elektron- zu Myon-neutrino-Verhältnis (unten) für TP13 (links), TP12 (mittig) und TP1 (rechts) aus Tab. 4.4 für das Ein-Zonen-Modell (1ZM, lila) und das Zwei-Zonen-Modell (2ZM, schwarz).

Testpunkt TP10 hat wiederum einen schwächeren Anstieg des Spektrums im 1ZM für niedrige Neutrinoenergien. Da Protonen mit niedriger Energie mit den Photonen der höchsten Energien wechselwirken, wirkt sich die Synchrotrondominanz der Elektronen bei hohen Energien gerade bei Neutrinos mit niedriger Energie aus.

Die anderen drei Testpunkte, die wir in den vorangegangenen Abschnitten zusätzlich besprochen haben, sind durch Synchrotronverluste für Elektronen und Protonen über einen weiten Energiebereich charakterisiert. In diesem Fall ist der Index des Neutrinospektrums gerade  $(\alpha + 2)/2$ , siehe Eintrag rechts unten in Tab. 4.3, so dass das Neutrinospektrum im 1ZM stärker ansteigt als im 2ZM. Der Vergleich der Neutrinospektren für die Testpunkte TP13 (links), TP12 (mittig) und TP1 (rechts) ist in der oberen Zeile von Abb. 4.10 analog zu Abb. 4.9 dargestellt. Für TP13 dominieren Synchrotronverluste der Protonen oberhalb einer Protonenergie von  $\approx 10^4$  GeV. Betrachten wir also die Neutrinospektren oberhalb von  $10^3$  GeV, so ergibt sich das erwartete Verhalten. Die Neutrinospektren des 1ZMs steigen stärker an als die des 2ZMs. Unterhalb von  $10^3$  GeV sehen wir eine stärkere Steigung für das 2ZM auf Grund der dominanten adiabatischen Verluste der Protonen. Im Fall von TP12 erkennen wir einen schwächeren Abfall des Spektrums im 1ZM. Den schwächeren Anstieg auf Grund der Dominanz der adiabatischen Verluste für kleine Protonenergien

kann man lediglich an dem etwas verstärkten Myon „pile-up“ und an dem Elektron-neutrinospektrum erkennen. Der letzte Testpunkt TP1 zeigt den stärkeren Anstieg des 1ZM vor allem im Elektronneutrinospektrum.

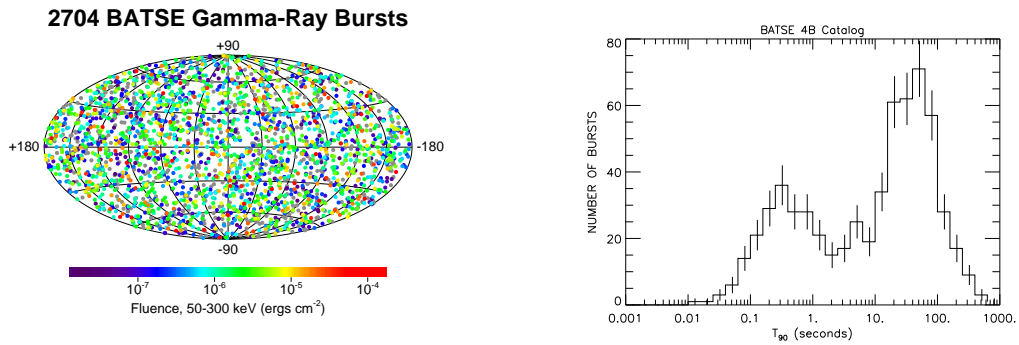
Zusätzlich zu den Neutrinospektren im 1ZM und 2ZM sind in den Figuren 4.9 und 4.10 die Flavor-Verhältnisse in der unteren Zeile für beide Modelle dargestellt. Dabei sind analog zu der oberen Zeile die Ergebnisse des 1ZMs in lila und die des 2ZMs in schwarz gezeigt. Insgesamt lässt sich sagen, dass durch den schwächeren Anstieg der Spektren bei Dominanz von Synchrotronverluste für Elektronen und adiabatischen Verlusten für Protonen, Pion-Quellen bis zu niedrigeren Energien vorliegt. In diesen Fällen ist der Beitrag der Elektronneutrinos aus Neutronzerfällen geringer, so dass zum Beispiel für TP3 im 1ZM der Fall „Pion-Quelle  $\rightarrow$  Myon gedämpft“ vorliegt und für TP2 gar keine Myon-Quelle, sondern nur noch eine Myon gedämpfte Quelle.

Nicht nur das Ändern des Modells von zwei Zonen auf eine Zone beeinflusst das Neutrinospektrum. Ähnlich verhält es sich, wenn man zum Beispiel den Injektionsindex  $\alpha$  variiert, wie in [122] dargestellt ist. So kann man in Abb. 7 der Referenz sehen, wie sich die Klassifikation der Flavor-Verhältnisse im Hillas-Plot bei Variation des Injektionsindex verändert. So verschwindet die Region „Myon-Quelle  $\rightarrow$  Myon gedämpft“ mit steigendem Index. Dies ist, wie bereits hier für TP2, auf den geringeren Beitrag der Neutrinos aus Neutronzerfälle für ein schwächer steigendes Spektrum zurückzuführen, siehe dazu auch Fig. 8 in [122].

## 5. Neutrinos aus Gammablitzen

Die Entdeckung von Gammablitzen (GRBs) im Jahre 1967 geschah nur zufällig. Nach in Kraft Treten des Vertrags über das Verbot von Kernwaffenversuchen in der Atmosphäre, im Weltraum und unter Wasser zwischen Großbritannien, der Sowjetunion und den USA im Jahre 1963 wurde eine Folge von Satellitenpaaren *Vela* 1A/1B - *Vela* 6A/6B in den Orbit gebracht, um das Einhalten des auch „Moskauer Atomteststoppabkommen“ genannten Vertrages zu überwachen. Die Instrumente waren auf die Detektion von Röntgen- und Gammastrahlung sowie Neutronen ausgelegt, die bei einem Atomwaffentest freigesetzt werden. Alle Ereignisse, die eindeutig keine Signatur eines Atomwaffentests hatten, wurden abgeheftet und nachträglich analysiert, so dass die erste Veröffentlichung dieser Ereignisse, die später Gammablitze genannt wurden, erst 1973 erfolgte [126]. Die beobachteten Ausbrüche hatten eine Dauer zwischen 0.1 s und 30 s, eine Fluenz von  $10^{-5}$  erg cm $^{-2}$  bis  $2 \cdot 10^{-4}$  erg cm $^{-2}$  und eine signifikante Variabilität. Mit Hilfe der Zeitunterschiede in der Detektion der verschiedenen Satelliten konnten die Erde und die Sonne als Quellen ausgeschlossen werden.

Der nächste Meilenstein in der Detektion von GRBs war der Start des Burst and Transient Source Experiment (BATSE) an Bord des *Compton Gamma-Ray Observatory* (CGRO) in 1991. Es war so konzipiert, dass es GRBs systematisch in großer Zahl beobachten konnte. Dank der großen Zahl an beobachteten GRBs ( $\approx 1/\text{Tag}$ ) konnte schon nach weniger als einem Jahr gezeigt werden, dass GRBs in zwei Klassen abhängig von ihrer Dauer  $T_{90}$  aufgeteilt werden können [127]. Die Dauer  $T_{90}$  ist in diesem Fall durch die Zeit gegeben, in der 5% bis 95% der Gesamttereignisse gezählt werden [128]. In der rechten Darstellung von Abb. 5.1 ist die  $T_{90}$ -Verteilung für den BATSE-4B Katalog gezeigt, in der sich zwei verschiedene Klassen  $T_{90} < 2$  s (kurze Blitze) und  $T_{90} > 2$  s (lange Blitze) klar unterscheiden lassen. Durch die gute Zeitauflösung - unter einer Sekunde - von BATSE erkannte man zusätzlich, dass sich die Lichtkurven der einzelnen Bursts sehr stark in Variabilität und Form unterscheiden. Des Weiteren stellte sich heraus, dass GRBs eine isotrope Winkelverteilung aufweisen [129], die konsistent mit einer kosmologischen Verteilung der GRBs ist [130]. Die Verteilung aller gemessenen GRBs während der neunjährigen



**Abbildung 5.1.:** Links: Verteilung von 2704 von BATSE gemessenen GRBs während der neunjährigen Mission in galaktischen Koordinaten [131]. Rechts: Verteilung der Dauer  $T_{90}$  der 1637 GRBs im Batse 4B Katalog (April 1991 bis August 1996) [132].

Mission zeigt die linke Darstellung in Abb. 5.1.

Die endgültige Bestätigung, dass GRBs kosmologische Objekte sind, gelang mit Hilfe des 1996 gestarteten italienisch-niederländischen Röntgen-Satelliten BeppoSAX. Er ermöglichte durch seine gute Ortsauflösung Nachfolge-Beobachtungen im Optischen und im Radiobereich innerhalb weniger Stunden, die zur Entdeckung des Nachglühens von GRBs führte. Aus der Messung von Absorptions- und Emissionslinien darin konnte die Rotverschiebung einiger GRBs bestimmt werden. Der Erste war GRB970508 mit einer Rotverschiebung von  $z = 0.835$  [133]. Inzwischen wurden GRBs bis zu einer Rotverschiebung von  $z = 9.4$  (GRB090429B) [134] gemessen. Durch die Bestätigung der kosmologischen Natur von GRBs war ferner gezeigt, dass GRBs einen immensen Energieausstoß haben, der in der Größenordnung von  $10^{51} \text{ erg s}^{-1}$  bis  $10^{54} \text{ erg s}^{-1}$  liegt. Mit Hilfe des 2004 gestarteten *Swift*-Satelliten, der GRBs im Gamma-, Röntgen-, ultravioletten und optischen Frequenzbereich untersucht, kann das Nachglühen schon ab 20-70 Sekunden nach dem ersten Trigger vermessen werden. So ist die Messung des Nachglühens auch von Ausbrüchen der Klasse der kurzen Gammablitze möglich. Der jüngste Satellit zur Messung von GRBs heißt *Fermi*, ehemals GLAST. Mit den zwei Experimenten, dem Large Area Telescope (LAT) und dem Gamma-Ray Burst Monitor (GBM), deckt es einen Energiebereich von 8 keV bis 300 GeV ab. Mit Hilfe des LAT wurde für einige GRBs eine hochenergetische Komponente bis hin zu 30 GeV entdeckt.

Wir fassen hier noch einmal zusammen, was wir aus den Beobachtungen über GRBs gelernt haben. GRBs sind überraschende, helle Blitze im Gammastrahlenbereich, die 1-2 mal pro Tag zufällig in allen Richtungen des Himmels beobachtet werden können. Sie sind kosmologische Objekte und wurden bis zu einer Rotver-

schiebung von etwa 9 beobachtet. Sie haben eine sehr variable Dauer von Millisekunden bis zu hunderten von Sekunden. Sie können dabei in zwei Klassen eingeteilt werden: kurze Ausbrüche und lange Ausbrüche. Die Lichtkurve eines einzelnen Blitzes ist sehr variabel und kann sich stark von der eines anderen unterscheiden. Der Energieausstoß von GRBs ist immens und entspricht in etwa dem Verbrennen der Massenenergie der Sonne innerhalb einiger zehntel Sekunden. Es stellt sich nun die Frage, wie sich diese heftigen Ereignisse erklären lassen und woher sie kommen.

Wir möchten hier zunächst auf die Vorgängerobjekte eingehen. Durch die kurze Dauer der GRBs, die große Entfernung und ihre Zufälligkeit war es bisher nicht möglich, direkte Informationen über die Vorgänger zu erhalten. Es wird vermutet, dass lange GRBs das Ergebnis eines Gravitationskollapses massiver Sterne sind [135, 136]. Diese Vermutung wird unterstützt von der für einige GRBs beobachtete Assoziation zu einer Supernova, z.B. GRB980425 zu SN1998bw [137, 138] oder GRB030329 zu SN2003dh [139, 140]. In diesen Fällen beobachtet man ein Supernova-Spektrum einige Tage nach dem assoziierten GRB am selben Ort. Bei kurzen GRBs vermutet man als Vorgängerobjekt die Verschmelzung eines Binärsystems kompakter Objekte, wie zum Beispiel Neutronenstern-Neutronenstern (NS-NS) oder Neutronenstern-Schwarzes Loch (NS-BH) [141, 142]. Dies ist jedoch noch ungesicherter als die Annahme, dass Kollapsare die Vorgänger der langen GRBs sind.

Wie kann man nun die beobachteten Phänomene wie zum Beispiel die kurze Variabilitätszeit oder den immensen Energieausstoß beschreiben? Das übliche Modell ist hierbei das Feuerball-Modell (fireball model). Es gibt noch weitere Modelle wie zum Beispiel das „canonball“, das „photospheric emission“ und das „magnetic reconnection“ Modell, siehe [143–145]. Wir beschränken uns hier auf das am häufigsten verwendete Feuerball-Modell und beschreiben es in groben Zügen. Details können in Reviews und den in ihnen angegebenen Referenzen nachgelesen werden [146, 147]. Der Großteil der gravitativen Energie, die durch den Kollaps eines massereichen Sterns oder einer Verschmelzung eines NS-NS oder NS-BH Systems freigesetzt wird, wird in Form von thermischen Neutrinos und Gravitationswellen abgestrahlt. Ein kleinerer Anteil der Energie geht in einen expandierenden relativistischen Feuerball aus Elektronen, Positronen, Gammastrahlung und Baryonen. Durch „interne Schocks“, die zum Beispiel durch sich überholende Auswürfe entstehen, wird die Energie in die Beschleunigung von Elektronen und Protonen dissipiert. Die Synchrotronstrahlung der relativistischen Elektronen kann dann das beobachtete nicht-thermische Gammaspektrum erklären. Läuft der Schock in das externe Medium, zum Beispiel das Interstellare Medium, bilden sich erneut Schocks, diesmal bezeichnet als „externe



Schocks”, die das Nachglühen bewirken. Ein relativistischer Feuerball ist notwendig, um das Kompaktheitsproblem [148] zu umgehen. Aus der Beobachtung der Variabilitätszeit kann man auf die Größe der Region schließen, die kausal zusammenhängt. Sie darf maximal so groß sein wie die Lichtlaufzeit durch die Region. Bei den extrem kurzen Variabilitätszeiten in GRBs führt dies zu sehr kompakten Objekten. In Kombination mit den beobachteten hochenergetischen Photonen, die Elektron-Positron-Paare erzeugen können, führt das zu einer hohen optischen Dichte, die dem nicht-thermischen Photonspektrum widerspricht. Dieses Kompaktheitsproblem umgeht man, indem man eine relativistische Expansion einführt, die auf der einen Seite die Energie der Photonen in der Quelle verringert und auf der anderen Seite zusätzlich die Region vergrößert.

Da im Feuerball-Modell angenommen wird, dass sowohl Elektronen als auch Protonen in den Schocks beschleunigt werden, erwarten wir die Produktion von hochenergetischen Neutrinos in photohadronischen Wechselwirkungen zwischen den beschleunigten Protonen und den nicht-thermischen Photonen. Nach diesen Neutrinos hat IceCube in der 40-Leinen- und der 59-Leinen-Konfiguration gesucht [1, 15]. Dabei haben sie innerhalb der Zeitfenster, in denen Photonen von GRBs beobachtet wurden, nach einem Überschuss an Neutrinos gesucht, aber keinen gefunden. Ihre theoretische Vorhersage des Neutrinoflusses im Feuerball-Modell, die wir in Abschnitt 5.1.3 im Detail betrachten, hätte jedoch zu einem Überschuss führen müssen, so dass sie das Feuerball-Modell als solches ausgeschlossen haben. Um die Gültigkeit dieser Behauptung im Rahmen von Unsicherheiten im Feuerball-Modell zu untersuchen, betrachten wir im folgenden Abschnitt zunächst die Standardannahmen zur Berechnung der Neutrinoflüsse aus beobachteten Photonflüssen. Dann verwenden wir das numerische Modell aus Abschnitt 3.5 zur Bestimmung der Neutrinoflüsse. Nach dem Vergleich der verschiedenen Methoden wenden wir das numerische Modell auf die GRBs der IC40-Analyse an und schätzen die Unsicherheiten im Neutrinofluss durch Extrapolation auf den diffusen Fluss und Unsicherheiten in den Parametern ab. Analoge Ergebnisse würde man für die IC40+59-Analyse erhalten, siehe [16].

## 5.1. Analytische Modelle der Neutrinoflussberechnung

In diesem Abschnitt betrachten wir die drei bekanntesten analytischen Berechnungen von Neutrinoflüssen aus GRBs im Rahmen von internen Schocks im Feuerball-

Modell. Da die Modelle historisch aufeinander aufbauen, beginnen wir mit dem ältesten Modell von Waxman und Bahcall von 1997, gehen dann über zu der Berechnung von Guetta et al. von 2003 und schließen mit der Methode, die von der IceCube-Kollaboration für die modellabhängige Analyse verwendet wird. Im Folgenden unterscheiden wir zwischen dem Ruhesystem des Schocks (SRF, gestrichene Größen, zum Beispiel  $E'$ ) und dem Ruhesystem des Beobachters (OF, zum Beispiel  $E$ ).

Das typische Photonspektrum eines Gammablitzes kann man durch ein gebrochenes Potenzgesetz nähern. Man erhält ein Spektrum der Form:

$$N'_\gamma(\varepsilon') = C'_\gamma \cdot \tilde{N}'_\gamma(\varepsilon') = C'_\gamma \cdot \begin{cases} \left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon'_{\gamma,\text{break}}}\right)^{-\alpha_\gamma} & \varepsilon'_{\gamma,\text{min}} \leq \varepsilon' < \varepsilon'_{\gamma,\text{break}} \\ \left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon'_{\gamma,\text{break}}}\right)^{-\beta_\gamma} & \varepsilon'_{\gamma,\text{break}} \leq \varepsilon' < \varepsilon'_{\gamma,\text{max}} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}, \quad (5.1)$$

wobei die Standardwerte für die Indizes  $\alpha \approx 1$  und  $\beta \approx 2$  sind.  $N'_\gamma(\varepsilon')$  steht hier für das Photonspektrum im SRFs in den Einheiten  $\text{GeV}^{-1} \text{cm}^{-3}$ . Für die Berechnung des Neutrinospektrums benötigen wir noch das Protonenspektrum. Da man annimmt, dass die Protonen in den Schocks durch Fermi-Beschleunigung Energie erhalten, wird das Protonenspektrum durch folgende Form im SRF beschrieben:

$$N'_p(E'_p) = C'_p \cdot \begin{cases} \left(\frac{E'_p}{E'_{p,\text{min}}}\right)^{-2} \cdot \exp\left(-\frac{E'^2_p}{E'^2_{p,\text{max}}}\right) & E'_p \geq E'_{p,\text{min}} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (5.2)$$

mit den Einheiten  $\text{GeV}^{-1} \text{cm}^{-3}$ . In den folgenden analytischen Betrachtungen werden diese Formen für das Proton und das Photonspektrum verwendet.

### 5.1.1. Berechnung von Waxman und Bahcall

In dem Artikel von Waxman und Bahcall [2] wird zunächst die Zeitskala im Ruhesystem des Schocks berechnet, auf der ein Proton der Energie  $E'_p$  Energie in Pionproduktion verliert:

$$t'^{-1}_\pi = -\frac{1}{E'_p} \frac{dE'_p}{dt'} = \frac{1}{2\Gamma'^2_p} c \int_{\varepsilon_{\text{th}}}^{\infty} d\varepsilon_r \sigma_\pi(\varepsilon_r) \xi(\varepsilon_r) \varepsilon_r \int_{\varepsilon_r/2\Gamma'_p}^{\infty} d\varepsilon'_\gamma \varepsilon'^{-2}_\gamma N'_\gamma(\varepsilon'_\gamma). \quad (5.3)$$

Hierbei ist  $\Gamma'_p$  der Lorentzfaktor des Protons im Ruhesystem des Schocks,  $\varepsilon_r$  die Photonenergie im Ruhesystem des Protons,  $\sigma_\pi$  der Wirkungsquerschnitt für Pion-

produktion,  $\xi$  die Energie, die das Proton an das Pion abgibt,  $\epsilon_{\text{th}}$  der Grenzwert für Pionproduktion und  $N'_\gamma(\epsilon'_\gamma)d\epsilon'_\gamma$  die Anzahldichte von Photonen im Energiebereich  $\epsilon'_\gamma$  bis  $\epsilon'_\gamma + d\epsilon'_\gamma$  im Ruhesystem des Schocks. In dem damals aktuellen Energiebereich von BATSE (30 keV bis 3 MeV) kann das beobachtete Photonspektrum durch ein gebrochenes Potenzgesetz beschrieben werden:  $N'_\gamma(\epsilon'_\gamma) \propto \epsilon'^{-\delta}$  mit  $\delta \simeq 1$  unterhalb der beobachteten Knickenergie  $\epsilon_{\gamma,\text{break}} \sim \text{MeV}$  und  $\delta \simeq 2$  oberhalb. Betrachten wir das zweite Integral in Gl. (5.3), können wir dies mit Hilfe der Fallunterscheidung, ob die untere Integrationsgrenze  $y = \epsilon_r/(2\Gamma'_p)$  oberhalb oder unterhalb der Knickenergie liegt, bestimmen:

$$\int_y^\infty d\epsilon'_\gamma \epsilon'^{-2} N'_\gamma(\epsilon'_\gamma) = \begin{cases} \frac{1}{1+\beta} \frac{C'_\gamma}{\epsilon'_{\gamma,\text{break}}} \left[ \left( \frac{y}{\epsilon'_{\gamma,\text{break}}} \right)^{-(1+\beta)} - \left( \frac{\epsilon'^{\text{max}}_\gamma}{\epsilon'_{\gamma,\text{break}}} \right)^{-(1+\beta)} \right] & y > \epsilon'_{\gamma,\text{break}} \\ \frac{1}{1+\alpha} \frac{C'_\gamma}{\epsilon'_{\gamma,\text{break}}} \left[ \left( \frac{y}{\epsilon'_{\gamma,\text{break}}} \right)^{-(1+\alpha)} - 1 \right] + \frac{1}{1+\beta} \frac{C'_\gamma}{\epsilon'_{\gamma,\text{break}}} \left[ 1 - \left( \frac{\epsilon'^{\text{max}}_\gamma}{\epsilon'_{\gamma,\text{break}}} \right)^{-(1+\beta)} \right] & y < \epsilon'_{\gamma,\text{break}} \end{cases}, \quad (5.4)$$

wobei in beiden Fällen der erste Term für kleine  $y$  dominiert. Wir können also das Integral nähern durch:

$$\int_y^\infty d\epsilon'_\gamma \epsilon'^{-2} N'_\gamma(\epsilon'_\gamma) = \frac{1}{1+\delta} \frac{C'_\gamma}{\epsilon'_{\gamma,\text{break}}} \left( \frac{y}{\epsilon'_{\gamma,\text{break}}} \right)^{-(1+\delta)}, \quad (5.5)$$

mit  $\delta = \beta$  für  $y > \epsilon'_{\gamma,\text{break}}$  und  $\delta = \alpha$  für  $y < \epsilon'_{\gamma,\text{break}}$ . An dieser Stelle wird in dem Artikel von Waxman und Bahcall folgende Näherung bezüglich der Normierung des Photonspektrums gemacht:

$$C'_\gamma = \frac{U'_\gamma}{2(\epsilon'_{\gamma,b})^2}. \quad (5.6)$$

mit  $U'_\gamma$  der Energiedichte des Photonspektrums. Diese Näherung ist durch folgende Gleichung motiviert, bei der angenommen wird, dass  $\alpha = 1$  und  $\beta = 2$  ist:

$$U'_\gamma = \int_{\epsilon'^{\text{min}}_\gamma}^{\epsilon'^{\text{max}}_\gamma} d\epsilon \epsilon_\gamma N'_\gamma(\epsilon'_\gamma) = C'_\gamma \epsilon'^2_{\gamma,b} \left[ 1 - \epsilon'^{\text{min}}_\gamma + \ln \left( \frac{\epsilon'^{\text{max}}_\gamma}{\epsilon'_{\gamma,\text{break}}} \right) \right]. \quad (5.7)$$

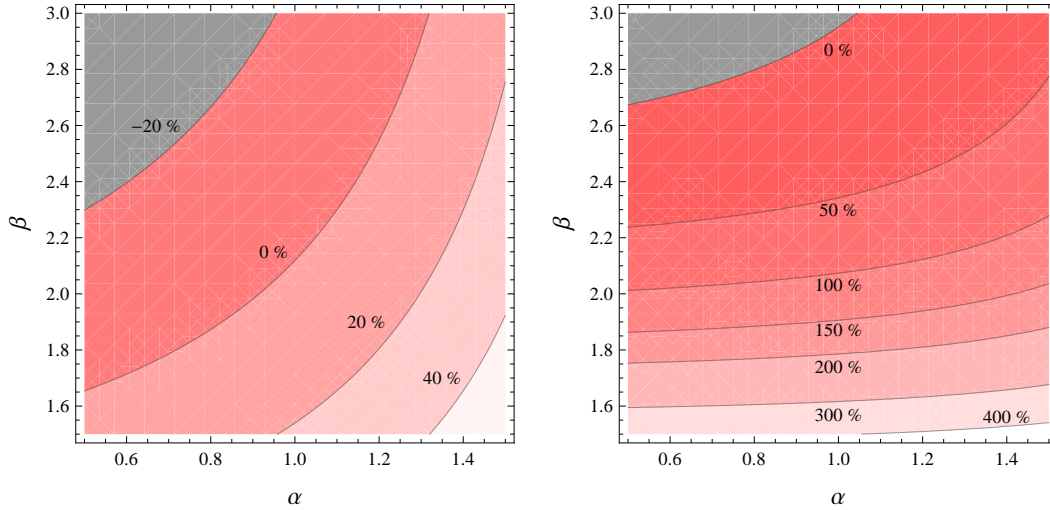
Verwendet man nun den Energiebereich von BATSE, kann der Beitrag von  $\epsilon'^{\text{min}}_\gamma$  vernachlässigt werden und der Logarithmus ist etwa 1. Es ergibt sich also Gl. (5.6). Wir können jedoch sogleich erkennen, dass für andere Energiebereiche und/oder andere spektrale Indizes die Näherung nicht mehr passt. So überschätzt man die Photonnormierung und damit den Neutrinofluss beispielsweise für den typischen Energiebereich des *Fermi* Gamma-Ray Burst Monitors (GBM) von 10 keV-30 MeV um einen Faktor  $\approx 2$  und wenn man zusätzlich noch berücksichtigt, dass typische Knickenergien bei 200 keV liegen, sogar um einen Faktor  $\approx 3$ . Eine Veränderung

der spektralen Indizes führt zu weiteren Abweichungen. In Abb. 5.2 sind die prozentualen Abweichungen von der Näherung in Gl. (5.6) für den BATSE Energiebereich (links) und den GBM Energiebereich (rechts) als Funktion von  $\alpha$  und  $\beta$  dargestellt. Wir sehen, dass für kleine  $\alpha$  und große  $\beta$  die Näherung im BATSE Energiebereich den Fluss unterschätzt wohingegen bei großen  $\alpha$  und kleinen  $\beta$  der Fluss überschätzt wird. Beim Vergleich der beiden Darstellungen zeigt sich, dass die Abweichungen im BATSE Energiebereich geringer sind als im GBM Bereich. Dies liegt an dem größeren Energiebereich des GBM. Wir erkennen weiterhin, dass für den Energiebereich des GBM infolge der Näherung in Gl. (5.6) der Fluss tendenziell überschätzt wird. Für die Standardwerte der Photonindizes dies bereits zu einem Faktor 2 zu großen Neutrinofluss.

Wir folgen nun weiter der Referenz [2] bei der Berechnung der Energieverlustzeit der Protonen und setzen die Gln. (5.5) und (5.6) in Gl. (5.3) ein. Ferner nähern wir das Integral über die Photonenergie im Ruhesystem des Protons durch den Beitrag der  $\Delta$ -Resonanz. Sie liegt bei einer Energie von  $\epsilon_\Delta \approx 0.3 \text{ GeV}$ , hat einen Wirkungsquerschnitt von  $\sigma_\Delta \simeq 5 \times 10^{-28} \text{ cm}^2$  und eine Breite  $\Delta\epsilon_\Delta \simeq 0.2 \text{ GeV}$ . Der Energieanteil des Protons, der in das Pion geht ist durch  $\chi \simeq 0.2$  gegeben. Für die Energieverlustrate ergibt sich:

$$\begin{aligned}
 t_\pi^{-1}(E'_p) &= \frac{1}{2\Gamma_p'^2} c \int_{\epsilon_{\text{th}}}^{\infty} d\epsilon_r \sigma_\pi(\epsilon_r) \xi(\epsilon_r) \epsilon_r \frac{1}{1+\delta} \left( \frac{\epsilon_r}{2\Gamma_p' \epsilon'_{\gamma, \text{break}}} \right)^{-(1+\delta)} \frac{U'_\gamma}{2(\epsilon_\gamma^b)^3} \\
 &= \frac{1}{\delta+1} 2^\delta \Gamma_p'^{\delta-1} (\epsilon'_{\gamma, \text{break}})^{\delta-1} c \frac{U'_\gamma}{2\epsilon'_{\gamma, \text{break}}} \sigma_\Delta \chi \epsilon_\Delta^{-\delta} \Delta\epsilon_\Delta \\
 &= \frac{2}{\delta+1} \left( \frac{2\Gamma_p' \epsilon_\gamma^b}{\epsilon_\Delta} \right)^{\delta-1} c \frac{U'_\gamma}{2\epsilon'_{\gamma, \text{break}}} \sigma_\Delta \chi \frac{\Delta\epsilon_\Delta}{\epsilon_\Delta} \\
 &= c \frac{U'_\gamma}{2\epsilon_\gamma^b} \sigma_\Delta \chi \frac{\Delta\epsilon_\Delta}{\epsilon_\Delta} \text{Min} \left( \frac{2}{3} \frac{2\Gamma_p' \epsilon'_{\gamma, \text{break}}}{\epsilon_\Delta}, 1 \right).
 \end{aligned} \tag{5.8}$$

Das Ergebnis unterscheidet sich von dem Ergebnis in Gl. (3) von [2] durch den Faktor  $2/3$  in der Minimumfunktion, der in der Referenz vernachlässigt wird. Als nächstes definieren wir die Größe  $f_\pi$ , die die Energie beschreibt, die Protonen in Pionen verlieren, während sie sich durch das Photonfeld bewegen. Die Zeit, die den Protonen zur Verfügung steht, ist gegeben durch die Expansionszeit des Windes im SRF  $t'_d \simeq R/(c\Gamma)$ . Wir können  $f_\pi$  dann durch den Quotienten von Expansionszeit und Energieverlustzeit beschreiben. Mit den beiden Relationen  $L_\gamma = 4\pi R^2 \Gamma^2 c U'_\gamma$  und  $R \approx \Gamma^2 c t_v$ , wobei  $\Gamma$  der Lorentzfaktor des Schocks und  $t_v$  die Variabilitätszeit



**Abbildung 5.2.:** Relative prozentuale Abweichung von der Näherung Gl. (5.6) bei Variation der Indizes  $\alpha$  und  $\beta$  des Photonspektrums für den BATSE Energiebereich (30 keV bis 3 MeV), links, beziehungsweise den GBM Energiebereich (10 keV-30 MeV), rechts.

ist, erhalten wir

$$\begin{aligned}
 f_\pi &= \frac{R}{\Gamma c} \frac{L_\gamma}{4\pi R^2 \Gamma^2 c} \frac{c}{2\varepsilon'_{\gamma,\text{break}}} \sigma_\Delta \chi \frac{\Delta\epsilon_\Delta}{\epsilon_\Delta} \text{Min} \left( \frac{2}{3} \frac{2\Gamma' \varepsilon'_{\gamma,\text{break}}}{\epsilon_\Delta}, 1 \right) \\
 &= \frac{L_\gamma}{8\pi \Gamma^3 \Gamma^2 c^2 t_v \varepsilon_\gamma^b \Gamma^{-1}} \frac{\sigma_\Delta \chi \Delta\epsilon_\Delta}{\epsilon_\Delta} \text{Min} \left( \frac{2}{3} \frac{2\Gamma' \varepsilon'_{\gamma,\text{break}}}{\epsilon_\Delta}, 1 \right) \\
 &= \frac{L_\gamma}{\Gamma^4 t_v \varepsilon_\gamma^b} \frac{\sigma_\Delta \chi \Delta\epsilon_\Delta}{8\pi c^2 \epsilon_\Delta} \text{Min} \left( \frac{2}{3} \frac{2\Gamma' \varepsilon'_{\gamma,\text{break}}}{\epsilon_\Delta}, 1 \right) \\
 &= 0.23 \frac{L_{51}}{\Gamma_{300}^4 t_{v,-3} \varepsilon_{\gamma,\text{MeV}}^b} \begin{cases} \frac{2}{3} \frac{E'_p}{E_p^b} & \text{für } E'_p < \frac{3}{2} E_p^b \\ 1 & \text{für } E'_p > \frac{3}{2} E_p^b, \end{cases} \quad (5.9)
 \end{aligned}$$

mit  $E_p^b = \epsilon_\Delta m_p / (2\varepsilon'_{\gamma,\text{break}})$ ,  $\varepsilon_{\gamma,\text{break}} = \varepsilon_{\gamma,\text{MeV}}^b \text{ MeV}$ ,  $L_\gamma = 10^{51} L_{51} \text{ erg/s}$ ,  $\Gamma = 300 \Gamma_{300}$  und  $t_v = 10^{-3} t_{v,-3} \text{ s}$ . Das Ergebnis unterscheidet sich von dem Ergebnis in [2] durch die erhöhte Knickenergie und den numerischen Faktor 0.23 anstatt 0.20. Mit Hilfe des bestimmten Faktors  $f_\pi$  wird der Neutrinofluss in der Referenz von Waxman und Bahcall auf das beobachtete Spektrum der kosmischen Strahlung normiert. Dies ist hier nicht weiter von Interesse, da wir das Neutrinospektrum über die beobachteten Photonflüsse normieren.

### 5.1.2. Berechnung von Guetta et al.

In dem Artikel von Guetta et al. aus dem Jahr 2003 [3] wird die Größe  $f_\pi$  für Protonen mit der Energie  $E_p^b$  berechnet, die - wie bereits im vorausgegangenen Abschnitt beschrieben - den Anteil der Protonenergie beschreibt, der insgesamt in die produzierten Pionen geht. Die Größe kann darüber abgeschätzt werden, dass man den Anteil der Protonenergie  $\chi$ , der in einer einzelnen Wechselwirkung an Pionen abgegeben wird, mit der mittleren Anzahl an Wechselwirkungen multipliziert:

$$f_\pi \simeq \frac{\Delta R'}{\lambda'_{p\gamma}} \chi. \quad (5.10)$$

Die Anzahl an Wechselwirkungen wird durch den Quotienten aus der Ausdehnung der Region, Hüllbreite  $\Delta R'$ , mit der mittleren freien Weglänge der Protonen bezüglich photohadronischer Pionproduktion  $\lambda'_{p\gamma}$  berechnet, welche im Folgenden durch  $\lambda'_{p\gamma} = 1/(n'_\gamma \sigma_\Delta)$  genähert wird. Hier beschreibt  $n'_\gamma$  die Anzahldichte der Photonen, die im Artikel von Guetta et al. durch folgende Formel bestimmt wird:

$$n'_\gamma = \frac{U'_\gamma}{\epsilon'_{\gamma,\text{break}}} = \frac{\frac{L_\gamma t_v / \Gamma}{4\pi R^2 \Delta R'}}{\epsilon_{\gamma,\text{break}} / \Gamma} = \frac{L_\gamma}{16\pi c^2 t_v \Gamma^4 \Delta R' \epsilon_{\gamma,\text{break}}}. \quad (5.11)$$

In die Berechnung gehen die Feuerball-Relationen  $U'_\gamma \simeq L_\gamma(t_v/\Gamma)/(4\pi R^2 \Delta R')$  und  $R \simeq 2\Gamma^2 c t_v$  ein. Zusätzlich geht die Annahme ein, dass die Energie im Photonspektrum durch die Energie in Photonen mit der Knickenergie bestimmt ist. Das Photonspektrum wird also durch ein  $\delta$ -förmiges Photonspektrum genähert. Mit Hilfe von Gl. (5.11) erhalten wir in Gl. (5.10) für  $f_\pi$ :

$$f_\pi = \frac{L_\gamma}{\epsilon_{\gamma,\text{break}}} \frac{1}{\Gamma^4 t_v} \frac{\sigma_\Delta \chi}{16\pi c^2} \sim 0.138 \times \frac{L_{\gamma,52}}{\Gamma_{2.5}^4 t_{v,-2} \epsilon_{\gamma,\text{MeV}}^b}, \quad (5.12)$$

wobei  $L_\gamma = 10^{52} L_{\gamma,52}$  erg/s,  $\Gamma = 10^{2.5} \Gamma_{2.5}$  und  $t_v = 10^{-2} t_{v,-2}$  s. In Guetta et al. ist der numerische Vorfaktor auf 0.2 gerundet worden, so dass sich dieses Ergebnis um einen Faktor 0.69 unterscheidet. Gl. (5.12) beschreibt den Energieverlust für Protonen, die mit Photonen mit der Knickenergie wechselwirken. Mit Hilfe der Berechnung von Waxman und Bahcall in [2] kann  $f_\pi$  für allgemeine Protonenergien angegeben werden:

$$f_\pi(E_p) \approx 0.138 \times \frac{L_{\gamma,52}}{\Gamma_{2.5}^4 t_{v,-2} \epsilon_{\gamma,\text{MeV}}^b} \times \begin{cases} (E_p/E_p^b)^{\beta-1} & \text{für } E_p < E_p^b \\ (E_p/E_p^b)^{\alpha-1} & \text{für } E_p > E_p^b \end{cases}. \quad (5.13)$$

Dieses Ergebnis unterscheidet sich von Gl. (A16) in Guetta durch den Index des Potenzgesetzes und den numerischen Faktor. In Guetta et al. steht fälschlicherweise  $\beta$  und  $\alpha$  anstatt  $\beta - 1$  und  $\alpha - 1$  sowie 0.2 anstatt 0.14, wie bereits zu Gl. (5.12) erwähnt. Die Normierung des Neutrinospektrums erfolgt dann anhand des gemessenen Photonspektrums im Energiebereich  $0.02 \text{ MeV} - 2 \text{ MeV}$ , das einem Energiebereich von einer Dekade für die abstrahlenden Elektronen entspricht<sup>1</sup>. Man erhält dann:

$$E_\nu^2 \frac{dN_\nu}{dE_\nu} \simeq \frac{1}{8} \frac{1}{\epsilon_e} \frac{F_\gamma}{\ln(10)} 0.14 \times \frac{L_{\gamma,52}}{\Gamma_{2.5}^4 t_{v,-2} \epsilon_{\gamma,\text{MeV}}^b} \times \begin{cases} (E_\nu/E_{\nu,\text{break}})^{\beta-1} & \text{für } E_\nu < E_{\nu,\text{break}} \\ (E_\nu/E_{\nu,\text{break}})^{\alpha-1} & \text{für } E_{\nu,\text{break}} < E_\nu < E_\nu^{\text{cool}} \\ (E_\nu/E_{\nu,\text{break}})^{\alpha-1} (E_\nu/E_\nu^{\text{cool}})^{-2} & \text{für } E_\nu > E_\nu^{\text{cool}}, \end{cases} \quad (5.14)$$

wobei der Faktor  $1/8$  sich aus einem Faktor  $1/2$ , der die Anzahl produzierter geladener Pionen pro Wechselwirkung beschreibt, und einem Faktor  $1/4$  zusammensetzt, der den Anteil der in Neutrinos übergehenden Pionenergie beschreibt. Die Größe  $\epsilon_e$  beschreibt den Anteil der Gesamtenergie, der in den relativistischen Elektronen steckt. Der zusätzliche Knick im Neutrinospektrum oberhalb der Energie  $E_\nu^{\text{cool}}$  folgt aus den dominierenden Synchrotronverluste der Sekundärteilchen oberhalb dieser Energie (siehe Gl. (3.49)). Die phänomenologischen Gleichungen für die Knickenergien im Rahmen des Feuerball-Modells ergeben sich mit  $4\pi R^2 c \Gamma^2 B'^2 / 8\pi = \epsilon_B / \epsilon_e L_\gamma$  gerundet zu (Gln. (A10) und (A11) in [3]):

$$E_{\nu,\text{break}} = 7 \times 10^5 \text{ GeV} \frac{1}{(1+z)^2} \left( \frac{\Gamma}{10^{2.5}} \right)^2 \left( \frac{\text{MeV}}{\epsilon_{\gamma,\text{break}}} \right) \quad (5.15)$$

$$E_{\nu,\mu} = 10^7 \text{ GeV} \frac{1}{(1+z)} \sqrt{\frac{\epsilon_e}{\epsilon_B}} \left( \frac{\Gamma}{10^{2.5}} \right)^4 \left( \frac{t_v}{0.01 \text{ s}} \right) \sqrt{\frac{10^{52} \text{ erg s}^{-1}}{L_\gamma^{\text{iso}}}} \quad (5.16)$$

$$E_{\nu,\pi} = 10^8 \text{ GeV} \frac{1}{(1+z)} \sqrt{\frac{\epsilon_e}{\epsilon_B}} \left( \frac{\Gamma}{10^{2.5}} \right)^4 \left( \frac{t_v}{0.01 \text{ s}} \right) \sqrt{\frac{10^{52} \text{ erg s}^{-1}}{L_\gamma^{\text{iso}}}}, \quad (5.17)$$

wobei  $\epsilon_B$  den Anteil der Gesamtenergie bezeichnet, der im Magnetfeld steckt.

### 5.1.3. Berechnung von IceCube

Die letzte der drei analytischen Neutrinoflussberechnungen ist die der modellabhängigen IceCube-GRB-Analysen. Die notwendigen Gleichungen sind im Detail in

<sup>1</sup>Dies liegt daran, dass die Synchrotronfrequenz proportional zum Quadrat der Elektronenergie ist (siehe Gl. (4.5)).

Anhang A der Referenz [149] gezeigt. Diese Methode verwendet die Ergebnisse von Waxman und Bahcall beziehungsweise Guetta et al., normiert jedoch mit einer neuen Methode auf das beobachtete Photonspektrum. Für die weiteren Abschnitte in diesem Kapitel über Neutrinos von GRBs ist die nun diskutierte Methode die Vergleichsmethode, da IceCube das „state-of-the-art“ Neutrinoobservatorium ist und mit seinen Analysen die besten Grenzen an den Neutrinofluss aus GRBs setzen kann.

Die Form des Neutrinospektrums ist durch folgende Gleichung gegeben [3]:

$$F_\nu(E_\nu) = f_\nu \times \begin{cases} \left(\frac{E_\nu}{E_{\nu,\text{break}}}\right)^{-\alpha_\nu} & \text{für } E_\nu < E_{\nu,\text{break}} \\ \left(\frac{E_\nu}{E_{\nu,\text{break}}}\right)^{-\beta_\nu} & \text{für } E_{\nu,\text{break}} \leq E_\nu < E_{\nu,\mu} \\ \left(\frac{E_\nu}{E_{\nu,\text{break}}}\right)^{-\beta_\nu} \left(\frac{E_\nu}{E_{\nu,\mu}}\right)^{-2} & \text{für } E_\nu \geq E_{\nu,\mu}, \end{cases} \quad (5.18)$$

mit dem Knick infolge des Knicks im Photonspektrum in Gl. (5.15) und auf Grund der Synchrotronverluste der Myonen in Gl. (5.16). Die Indizes des Neutrinospektrums sind funktional von dem Index des Photonspektrums abhängig. Es gilt für ein Protonenspektrum mit Index 2, siehe Gl. (3.10):

$$\alpha_\nu = 3 - \beta_\gamma, \quad \beta_\nu = 3 - \alpha_\gamma. \quad (5.19)$$

Die in dem Artikel der IceCube Kollaboration eingeführte Normierung zum Photonspektrum wird durch folgende Gleichung beschrieben:

$$\int_0^\infty dE_\nu E_\nu F_\nu(E_\nu) = M_\pi \chi_\nu \underbrace{\left(1 - (1 - \chi)^{\Delta R'/\lambda'_{p\gamma}}\right)}_{f_\pi^{\text{IC}}} \frac{1}{f_e} \int_{1 \text{ keV}}^{10 \text{ MeV}} d\varepsilon \varepsilon F_\gamma(\varepsilon), \quad (5.20)$$

$$\text{mit } \frac{\Delta R'}{\lambda'_{p\gamma}} = \left(\frac{L_\gamma^{\text{iso}}}{10^{52} \text{ erg s}^{-1}}\right) \left(\frac{0.01}{t_v}\right) \left(\frac{10^{2.5}}{\Gamma}\right)^4 \left(\frac{\text{MeV}}{\varepsilon_{\gamma,\text{break}}}\right). \quad (5.21)$$

Dabei beschreibt  $M_\pi$  die Anzahl produzierter geladener Pionen in einer photohadronischen Wechselwirkung,  $\chi_\nu$  den Bruchteil der Pionenergie, der in Neutrinos geht,  $\chi$  den Bruchteil der Energie, der in einer Wechselwirkung von der Protonenergie an das Pion gegeben wird, und  $f_e$  den Quotienten aus Energie im Elektronenspektrum zur Energie im Protonenspektrum.

Die linke Seite von Gl. (5.20) beschreibt die Energie im Neutrinospektrum. Die rechte Seite berechnet die Energie der Neutrinos aus der Energie im Photonspektrum. Dafür wird angenommen, dass die Energie im Photonspektrum genauso groß ist wie die Energie im Elektronenspektrum, das die Photonen abstrahlt. Multipliziert



man die Elektronenergie mit dem Faktor  $1/f_e$ , erhält man die Energie im Protonenspektrum. Die Energie im Pionspektrum wird mit Hilfe von  $f_\pi^{\text{IC}}$  berechnet, das hier leicht abgewandelt zu Gl. (5.10) berechnet wird, um sicher zu gehen, dass der Faktor immer kleiner als eins ist. Es ist hier anzumerken, dass  $f_\pi^{\text{IC}}$  beziehungsweise die mittlere freie Weglänge der Protonen  $\lambda'_{p\gamma}$  eine Funktion der Protonenergie ist und hier durch eine Konstante genähert wird. Durch die Multiplikation mit  $M_\pi$  wird sichergestellt, dass nur die Energie in geladenen und nicht die in neutralen Pionen berücksichtigt wird. Der letzte Faktor  $\chi_\nu$  macht aus der Energie in den geladenen Pionen die Energie in Neutrinos. Die Bestimmungsgleichung für  $\Delta R'/\lambda'_{p\gamma}$  Gl. (5.21) ist aus Guetta et al. übernommen (siehe Gl. (5.12)).

#### 5.1.4. Vergleich der Methoden

Wir möchten hier noch einmal die Unterschiede der drei Methoden klar herausstellen. Die Methode von Waxman und Bahcall normiert im Vergleich zu den anderen beiden Methoden das Neutrinospektrum auf das Spektrum der hochenergetischen kosmischen Strahlung und nicht auf das beobachtete Photonspektrum. Aus diesem Grund haben wir lediglich die Berechnung der Pionproduktions-effizienz  $f_\pi$  in dieser Methode betrachtet. Vergleichen wir das Ergebnis in Gl. (5.9) aus Abschnitt 5.1.1 mit dem in Gl. (5.13) aus Abschnitt 5.1.2, so erkennen wir, dass der Vorfaktor in Gl. (5.9) etwa einen Faktor zwei größer ist als in Gl. (5.13)<sup>2</sup>. Die Ursache für den Unterschied liegt in den verschiedenen Näherungen und Annahmen, die in den beiden Methoden verwendet werden. In Abschnitt 5.1.1 wird die Normierung des Photonspektrums - wie in Gl. (5.6) dargestellt - genähert, wohingegen in Gl. (5.11) die Näherung völlig anders ist. Des Weiteren werden unterschiedliche Relationen für den Radius  $R$  verwendet, nämlich  $R = \Gamma^2 ct_\nu$  bei Waxman und Bahcall und  $R = 2\Gamma^2 ct_\nu$  bei Guetta et al. Der letzte Unterschied ist die Bestimmung der mittleren freien Weglänge beziehungsweise der Energieverlustzeitskala in Abschnitt 5.1.1 in Gl. (5.3) über das Integral und in Abschnitt 5.1.2 durch die Näherung  $\lambda_{p\gamma} = 1/(n_\gamma \sigma_\Delta)$ . Es ist also erstaunlich, dass trotz der verschiedenen Näherungen ähnliche Ergebnisse folgen.

Vergleichen wir nun die Methode von Guetta et al. in Abschnitt 5.1.2 mit der Methode in Abschnitt 5.1.3, die in den modellabhängigen IceCube-Analysen verwendet wird, so erkennen wir, dass  $f_\pi$  von  $f_\pi^{\text{IC}}$  abweicht. Die Formel für  $f_\pi$  erhält man als ersten Term der Reihenentwicklung von  $f_\pi^{\text{IC}}$  für kleine  $\chi$ , wenn man die

---

<sup>2</sup>Hierbei haben wir berücksichtigt, dass in Gl. (5.9)  $\Gamma_{300}$  verwendet wird und in Gl. (5.13)  $\Gamma_{2.5}$ .

falsche Rundung  $0.138 \approx 0.2$  in [3] und  $\chi = 0.2$  berücksichtigt. Das heißt solange die Breite der Hülle  $\Delta R'$  nicht viel größer ist als die mittlere freie Weglänge der Protonen bezüglich photohadronischer Wechselwirkungen  $\lambda'_{p\gamma}$ , beträgt der Unterschied maximal  $\approx 10\%$ . Für typische GRB Parameter ist die Photondichte nicht so hoch, so dass der Unterschied nicht signifikant ist. Würde jedoch der Fall eintreten, dass  $\lambda'_{p\gamma} \lesssim \Delta R'$ , so müsste man den Effekt der photohadronischen Prozesse auf den stationären Zustand des Protonenspektrums berücksichtigen und könnte nicht einfach die Formel für  $f_\pi$  umwandeln, wie es in Gl. (5.21) durchgeführt wurde.

Ein signifikanter Unterschied ergibt sich durch die Normierung des Spektrums auf das Photonspektrum. Im Fall von Guetta et al. beschreibt der Term  $\mathcal{F}_\gamma/\ln(10)$  in Gl. (5.14) die Energie pro Energieintervall im Elektronenspektrum und über  $1/\epsilon_e$  wird dieses in die Protonenergie umgerechnet. Dabei wird implizit angenommen, dass  $\epsilon_e$  nicht über das Verhältnis der Gesamtenergien in Elektronen und Protonen bestimmt ist, sondern differenziell pro Energie. Die Methode in Abschnitt 5.1.3 umgeht dieses Problem, indem die Normierung über die Neutrino fluenz bestimmt wird. Damit ist  $1/f_e$  wie sonst üblich über das Verhältnis der Gesamtenergien definiert. Wir erkennen also, dass starke Unterschiede vorliegen, obwohl alle drei Methoden aufeinander aufbauen. Im Folgenden beschränken wir uns auf die analytische Methode, die von der IceCube-Kollaboration verwendet wird, da wir die Auswirkungen der Näherungen und Annahmen auf die IceCube-Ergebnisse untersuchen wollen.

## 5.2. Das numerische Modell der Neutrino flußberechnung

Hier beschreiben wir die Verwendung des in Kapitel 3.5 vorgestellten numerischen Modells für die Berechnung der erwarteten Neutrino flüsse von beobachteten Photon flüssen von GRBs. In diesem Fall berechnen wir nicht generisch die Photonspektren als Synchrotronspektren der Elektronen (siehe Kapitel 4), sondern wir verwenden den Standardansatz für GRB-Berechnungen, dass das beobachtete Photonspektrum das Targetspektrum ist. Aus Abb. 3.11 erkennen wir, dass wir das Photonspektrum, das Protonenspektrum und das Magnetfeld im Ruhesystem des Schocks benötigen, um das Neutrinospektrum im SRF zu bestimmen. Dieses muss dann in das Ruhesystem des Beobachters transformiert werden. Des Weiteren muss bei der Umrechnung in das Ruhesystem des Beobachters die kosmische Expansion und Flavor-Mischung berücksichtigt werden.

Da man im Feuerball-Modell von einer isotropen Ausstrahlung ausgeht, können wir die beobachtete Fluenz wie folgt in eine isotrope Energie im Ruhesystem der Quelle (RdQ) umrechnen:

$$E_{\text{iso,bol}} = \frac{4\pi d_L^2}{(1+z)} S_{\text{bol}} \quad . \quad (5.22)$$

Das isotrope Volumen im RdQ, beschreibt das Wechselwirkungsvolumen bestehend aus einer Hülle der Breite  $\Delta R = t_v/c$  bei einem Kollisionsradius  $R_C = 2\Gamma^2 t_v/c$ :

$$V_{\text{iso}} = 4\pi R_C^2 \cdot \Delta R \quad . \quad (5.23)$$

Man nimmt an, dass die starke Variabilität des GRBs durch viele Kollisionen entsteht. Die Anzahl  $N$  kann man dadurch abschätzen, dass man annimmt, dass eine Kollision durch die Variabilitätszeit  $t_v$  und die Gesamtdauer durch die Summe aller Kollisionen gegeben ist. Wir erhalten folglich  $N \approx T_{90}/t_v$ . Wenn wir nun die Energiedichte der Photonen in einer Kollision bestimmen wollen, müssen wir die isotrope Energie, die über die gesamte Dauer des Ausbruchs gemessen wird, durch die Anzahl an Kollisionen teilen. Des Weiteren benötigen wir für die Berechnung des Neutrinospektrums die Energiedichte der Photonen im SRF, so dass wir die isotrope Energie und das isotrope Volumen noch in das SRF transformieren müssen:

$$U'_\gamma = \int \varepsilon' N'_\gamma(\varepsilon') d\varepsilon' = \frac{E'_{\text{iso,bol}}}{N V'_{\text{iso}}} \quad , \quad (5.24)$$

mit

$$E'_{\text{iso,bol}} = \frac{E_{\text{iso,bol}}}{\Gamma} \quad \text{und} \quad V'_{\text{iso}} = 4\pi R_C^2 \cdot \Gamma \Delta R \quad . \quad (5.25)$$

Dieses Ergebnis entspricht gerade der Feuerball-Relation von Guetta et al. (siehe unterhalb Gl. (5.11)). Mit der gemessenen Form des Photonspektrums kann über Gl. (5.24) der Normierungsfaktor des Photonspektrums  $C'_\gamma$  im SRF bestimmt werden. Es fehlt noch die Normierung des Protonspektrums und das Magnetfeld im SRF. Diese werden analog zur Normierung des Photonspektrums über die isotrope Energie berechnet:

$$\int E'_p N'_p(E'_p) dE'_p = \frac{1}{f_e} \frac{E'_{\text{iso,bol}}}{N V'_{\text{iso}}} \quad , \quad (5.26)$$

für das Protonspektrum mit einer minimalen Energie von 1 GeV und einer maximalen Energie bestimmt durch Abwägen von Energieverlusten und Beschleunigung

und

$$U'_B = \frac{\epsilon_B}{\epsilon_e} \cdot \frac{E'_{\text{iso,bol}}}{N V'_{\text{iso}}} \quad \text{beziehungsweise} \quad B' = \sqrt{8\pi \frac{\epsilon_B}{\epsilon_e} \cdot \frac{E'_{\text{iso,bol}}}{N V'_{\text{iso}}}} \quad (5.27)$$

für die Bestimmung des Magnetfelds. In Gl. (5.26) geht die Annahme ein, dass die Energie im Elektronspektrum in etwa so groß ist wie die Energie im Photonspektrum, motiviert durch die Vermutung, dass die Photonen Synchrotronstrahlung der Elektronen sind. Der Faktor  $1/f_e$  verknüpft dann die Energie im Protonenspektrum mit der Energie im Elektronspektrum und beschreibt den Quotienten aus Energie im Elektronspektrum zur Energie im Protonenspektrum. In Gl. (5.27) treten die Faktoren  $\epsilon_B$  und  $\epsilon_e$  auf. Sie beschreiben den Quotienten aus der Energie im Magnetfeld beziehungsweise Elektronspektrum zur Gesamtenergie.

Die Transformation der Neutrinoenergie und die Umrechnung und Transformation des Neutrinospektrums pro Energie, Volumen und Zeit im SRF in das Neutrinospektrum pro Energie und Fläche im OF, unter Berücksichtigung der kosmologischen Expansion und Flavor-Mischungen, wird durch folgende Gleichungen beschrieben:

$$F_{\nu\alpha} = \sum_{\beta=e,\mu,\tau} P_{\alpha\beta} \frac{(1+z)^2}{4\pi d_L^2} V'_{\text{iso}} T_{90} Q'_{\nu\beta}, \quad E_\nu = \frac{\Gamma}{1+z} E'_\nu \quad (5.28)$$

Mit den Gln. (5.24), (5.26), (5.27) und (5.28) haben wir alles Notwendige, um im Rahmen des Feuerball-Modells Neutrinoflüsse von beobachteten Photonflüssen mit Hilfe des numerischen Modells in Abschnitt 3.5 zu berechnen.

### 5.3. Vergleich des analytischen und numerischen Modells

In diesem Abschnitt möchten wir die Ergebnisse der IceCube-Methode in Abschnitt 5.1.3 mit den numerischen Ergebnissen vergleichen. Dafür betrachten wir im Folgenden vier verschiedene GRBs, einen theoretisch motivierten GRB und drei gemessene. Die Parameter für den ersten Burst sind so gewählt, dass er in der IceCube-Methode den in Fig. 1 von [94] dargestellten Standardburst erzeugt. Es ist dabei aber zu beachten, dass die Wahl der Parameter nicht eindeutig ist. Der zweite Ausbruch GRB080916C ist, obwohl er eine große Rotverschiebung hat, einer der hellsten Ausbrüche, die jemals gesehen wurden. Das Photonspektrum des dritten Gammablitzes GRB090902B kann sowohl durch ein abgebrochenes Potenzgesetz (Cutoff-Powerlaw,

	SB	GRB080916c	GRB090902b		GRB091024
$\alpha$	1	0.91	0.61	0.63	1.01
$\beta$	2	2.08	3.8	–	2.17
$\epsilon_\gamma^b$ [MeV]	1.244	0.167	0.613	0.716	0.081
$\Gamma$	400	1090	1000	1000	195
$t_v$ [s]	0.03	0.1	0.053	0.053	0.032
$T_{90}$ [s]	70	66	22	30	196
$z$	2	4.35	1.822	1.822	1.09
$\mathcal{F}_\gamma$ [erg cm $^{-2}$ ]	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$1.6 \cdot 10^{-4}$	$3.3 \cdot 10^{-4}$	$3.3 \cdot 10^{-4}$	$5.1 \cdot 10^{-5}$
$L$ [erg s $^{-1}$ ]	$6.6 \cdot 10^{52}$	$4.9 \cdot 10^{53}$	$3.6 \cdot 10^{53}$	$2.6 \cdot 10^{53}$	$1.7 \cdot 10^{51}$

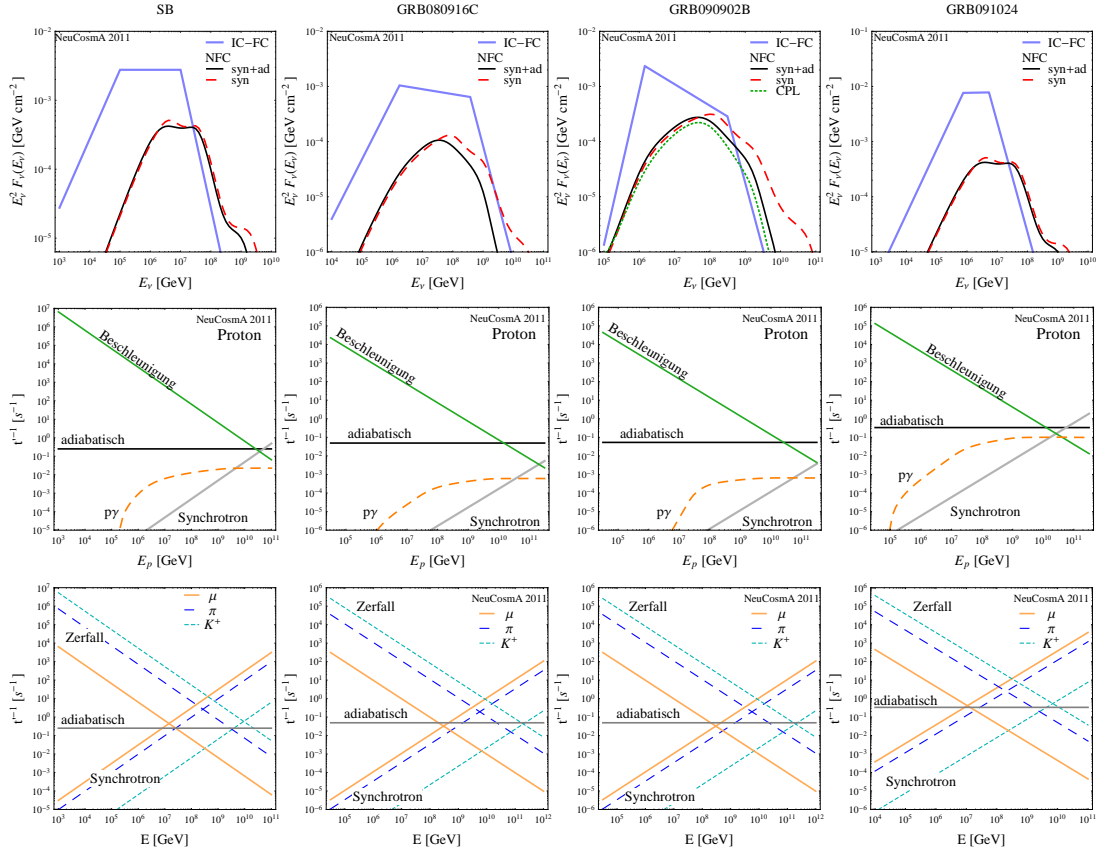
**Tabelle 5.1.:** Parameter der vier Beispielblitze. Die Parameter für den Ausbruch SB sind so gewählt, dass das in Fig. 1 von [94] dargestellte Spektrum entsteht, für GRB080916C, GRB090902B und GRB091024 sind die Parameter aus [150, 151], [150, 152] beziehungsweise [150, 153] entnommen. Die Luminosität ist mit  $L = 4\pi d_L^2 \cdot \mathcal{F}_\gamma / T_{90}$  berechnet, wobei  $\mathcal{F}_\gamma$  die Fluenz im Energiefenster 1 keV–10 MeV ist. Die Knickenergie wird mit  $\epsilon_\gamma^b = \frac{\beta - \alpha}{2 - \alpha} \frac{1}{e} E_{peak}$  aus der in den Referenzen angegebenen Peak-Energie bestimmt.

CPL, siehe Gl. (C.2)) als auch ein gebrochenes Potenzgesetz gefittet werden, so dass wir den Effekt der unterschiedlichen Parametrisierungen des Photonspektrums anhand dieses Ausbruchs verdeutlichen können. Der letzte Ausbruch GRB091024 hat bis auf die lange Dauer typische Werte eines vom GBM gemessenen Ausbruchs. Die Parameter der vier Ausbrüche sind in Tab. 5.1 angegeben.

Die Ergebnisse der IceCube-Methode (breite, blaue Kurve) und das der numerischen Berechnungen (schwarze durchgezogene Kurve) sind in Abb. 5.3 in der oberen Zeile für die vier Ausbrüche gezeigt. Wir erkennen, dass sich sowohl die Normierung als auch die Form der Spektren bei den zwei Methoden stark unterscheidet. Bei den numerischen Ergebnissen ist das gebrochene Potenzgesetz, das für die IceCube-Methode klar erkennbar ist, nicht vorhanden. Dies liegt sowohl an dem Einfluss der photohadronischen Wechselwirkungen als auch an den „pile-up“-Effekten der Sekundärteilchen bei den kritischen Energien. Für den Standardausbruch und GRB091024 ist die spektrale Aufspaltung durch die verschiedenen kritischen Energien der Sekundärteilchen gut zu sehen. Sogar der Kaon-Hügel ist sichtbar. Für GRB080916C und GRB090902B ist der Kaon-Hügel durch die zu kleine maximale Protonenergie unterdrückt. Vernachlässigt man die adiabatischen Energieverluste sowohl für die Protonen als auch die Sekundärteilchen (rote gestrichelte Kurve in Abb. 5.3) so kann für alle vier Ausbrüche die spektrale Aufspaltung infolge der unterschiedlichen kritischen Energien gesehen werden.

Jeweils unterhalb der Spektren der vier Ausbrüche in Abb. 5.3 sind die Zeitskalen für Protonen (mittig) und die Sekundärteilchen (unten) dargestellt. Zusätzlich zur

## 5. Neutrinos aus Gammablitzen



**Abbildung 5.3.:** Oben: Myon-neutrinospektren auf der Erde für die vier Beispielblitze (von links nach rechts: SB, GRB080916C, GRB090902B, GRB091024). Dargestellt sind die Ergebnisse der Methode aus Abschnitt 5.1.3 als dicke blaue Kurve und die Ergebnisse der numerischen Methode mit (ohne) adiabatischen Verlusten als schwarze (rot gestrichelte) Kurve. Für GRB090902B ist zusätzlich das Ergebnis für die Cutoff-Potenzgesetz Parametrisierung als grün gepunktete Kurve gezeigt. Mitte: Beschleunigungs- und Verlustzeitraten der Protonen. Unten: Verlustraten für Myonen, Pionen und Kaonen

Beschleunigungsrate (grün), der adiabatischen Verlustrate (schwarz) und der Synchrotronverlustrate (grau) zeigen wir die Energieverlustrate durch photohadronische Wechselwirkungen (orange gestrichelt). Sie kann mit

$$t_{p\gamma}^{-1} = \int_{\epsilon_{\text{th}}}^{\infty} d\epsilon' N_{\gamma}'(\epsilon') \frac{m_p c^2}{2E_p'^2 \epsilon'^2} \int_0^{2E_p' \epsilon' / m_p c^2} d\epsilon_r \epsilon_r \sigma(\epsilon_r) K(\epsilon_r), \quad (5.29)$$

wobei  $K$  die Inelastizität beschreibt, berechnet werden. In der mittleren Zeile von Abb. 5.3 erkennen wir, dass die photohadronische Verlustrate nicht dominant ist und sie aus diesem Grund für die Bestimmung der maximalen Energie der Protonen vernachlässigt werden kann. Ansonsten zeigt sich, dass die adiabatischen Verluste für GRB080916C und GRB090902B die maximale Energie der Protonen signifikant

verringern, so dass der Kaon-Hügel nicht mehr auftritt. Im Fall der Sekundärteilchen führt die Einführung der adiabatischen Verluste zu einer stärkeren Dämpfung an den kritischen Energien, da dort die adiabatische Rate von der Größenordnung der Synchrotronrate ist (siehe Abb. 5.3 unten). Der Effekt ist für Myonen stärker als für Pionen. Dies lässt sich gut für GRB091024 beim Vergleich der gestrichelten roten mit der durchgezogenen schwarzen Kurve erkennen. Für GRB090902B ist zusätzlich das Ergebnis inklusive adiabatischer Verluste für die CPL-Parametrisierung dargestellt (grün gepunktet). Wir stellen fest, dass der Effekt auf das Spektrum nicht gravierend ist.

Beim Vergleich der numerischen Ergebnisse mit den Ergebnissen der IceCube-Methode fällt vor allem ins Auge, dass die numerischen Ergebnisse bis zu einer Größenordnung unterhalb der Ergebnisse der IceCube-Methode liegen. Um die Ursache für diese Differenz zu finden, berechnen wir nun das Neutrinospektrum analytisch mit den Formeln der numerischen Berechnung in der WB- $\Delta$ -Näherung.

Das Pionspektrum erhalten wir aus dem Photonspektrum und dem Protonspektrum im SRF (siehe Abb. 3.11 und Gl. (3.9)):

$$\begin{aligned} Q'_\pi(E'_\pi) &= \int dE'_p N'_p(E'_p) \frac{c (m_p c^2)^2}{2 E_p'^2} \int d\varepsilon' \frac{N'_\gamma(\varepsilon')}{\varepsilon'^2} \int_{\varepsilon_{th}}^{2E'_p \varepsilon' / m_p c^2} d\epsilon_r \epsilon_r \sigma(\epsilon_r) M_\pi \delta(E'_\pi - \chi E'_p) \\ &= M_\pi \epsilon_\Delta \sigma_\Delta \Delta \epsilon_\Delta \frac{1}{\chi} N'_p \left( \frac{E'_\pi}{\chi} \right) \frac{c (m_p c^2)^2 \chi^2}{2 E_\pi'^2} \int_{\epsilon_\Delta m_p c^2 \chi / 2 E'_\pi}^{\infty} d\varepsilon' \frac{N'_\gamma(\varepsilon')}{\varepsilon'^2}. \end{aligned} \quad (5.30)$$

Setzen wir ein Photonspektrum der Form Gl. (5.1) ein und nähern das Integral analog zu Waxman und Bahcall in Gl. (5.8) durch ein gebrochenes Potenzgesetz, hier dargestellt durch die Minimumfunktion, erhalten wir:

$$\begin{aligned} Q'_\pi(E'_\pi) &= M_\pi \epsilon_\Delta \sigma_\Delta \Delta \epsilon_\Delta \frac{1}{\chi} N'_p \left( \frac{E'_\pi}{\chi} \right) \frac{c (m_p c^2)^2 \chi^2}{2 E_\pi'^2} C'_\gamma \times \\ &\times \text{Min} \left[ \frac{1}{\varepsilon_{\gamma,\text{break}}'^{-\alpha}} \frac{1}{\alpha + 1} \left( \frac{\epsilon_\Delta m_p c^2 \chi}{2 E_\pi'} \right)^{-(\alpha+1)} \frac{1}{\beta + 1} \frac{1}{\varepsilon_{\gamma,\text{break}}'^{-\beta}} \left( \frac{\epsilon_\Delta m_p c^2 \chi}{2 E_\pi'} \right)^{-(\beta+1)} \right]. \end{aligned} \quad (5.31)$$

Die Näherung ist für große  $\varepsilon'_{\gamma,\text{max}}$  gut, da sie sich darauf stützt, dass das Integral bis unendlich geht. Als Nächstes möchten wir die Knickenergie des Pionspektrums bestimmen. Dies tun wir, indem wir die beiden Terme in der Minimumfunktion gleichsetzen:

$$E'_{\pi,\text{break}} = \frac{\epsilon_\Delta m_p c^2 \chi}{2 \varepsilon'_{\gamma,\text{break}}} \left( \frac{\alpha + 1}{\beta + 1} \right)^{\frac{1}{\alpha - \beta}}. \quad (5.32)$$

Mit einem Protonenspektrum der Form Gl. (5.2) erhalten wir für das Pionspektrum:

$$\begin{aligned}
 Q'_\pi(E'_\pi) = & \underbrace{\chi C'_p C'_\gamma M_\pi \sigma_\Delta \Delta \epsilon_\Delta c \frac{2 \epsilon'_{\gamma,\text{break}}}{\epsilon_\Delta} \left( \frac{E'_{p,\text{min}}}{E'_{\pi,\text{break}}} \right)^2 \frac{1}{\alpha + 1} \left( \frac{\alpha + 1}{\beta + 1} \right)^{\frac{\alpha-1}{\alpha-\beta}}}_{C'_\pi} \\
 & \times \text{Min} \left[ \left( \frac{E'_\pi}{E'_{\pi,\text{break}}} \right)^{\alpha-3}, \left( \frac{E'_\pi}{E'_{\pi,\text{break}}} \right)^{\beta-3} \right]. \quad (5.33)
 \end{aligned}$$

Lässt man den Index des Protonenspektrums frei, erhält man als Indizes für das Pionspektrum  $\alpha - 1 - \alpha_p$  und  $\beta - 1 - \alpha_p$ . Des Weiteren verändert sich der Index des Quotienten der minimalen Protonenergie und der Knickenergie der Pionen von 2 zu  $\alpha_p$ .

Im nächsten Schritt nehmen wir an, dass das Neutrinospektrum mit dem Pionspektrum skaliert und jedes Neutrino  $\chi_\nu = 1/4$  der Energie der Pionen erhält (siehe Gln. (3.25-3.27)). Für jedes im Pionzerfall erzeugte Neutrino erhalten wir ein Spektrum, das durch folgende Gleichung beschrieben werden kann:

$$Q'_\nu = \int dE'_\pi Q'_\pi(E'_\pi) \delta(E'_\nu - \chi_\nu E'_\pi) = \frac{1}{\chi_\nu} Q'_\pi \left( \frac{E'_\nu}{\chi_\nu} \right). \quad (5.34)$$

Bisher haben wir nicht den Effekt durch die Energieverluste der Sekundärteilchen Pionen und Myonen berücksichtigt. Da typischerweise die kritische Energie auf Grund der Energieverluste höher liegt als die “photohadronische“ Knickenergie, beeinflusst der Effekt nicht den Normierungsfaktor, der am photohadronischen Knick definiert ist. Liegt der Knick auf Grund der Synchrotronverluste unterhalb des photohadronischen Knicks, muss dies extra berücksichtigt werden. Wir erhalten für das Neutrinospektrum von Pion-(Myon-)Zerfällen:

$$Q'_{\nu,\pi(\mu)}(E'_\pi) = C'_\nu \times \begin{cases} \left( \frac{E'_\nu}{E'_{\nu,\text{break}}} \right)^{\beta-3} & \text{für } E'_\nu < E'_{\nu,\text{break}} \\ \left( \frac{E'_\nu}{E'_{\nu,\text{break}}} \right)^{\alpha-3} & \text{für } E'_{\nu,\text{break}} \leq E'_\nu < E'_{\nu,\pi(\mu)} \\ \left( \frac{E'_\nu}{E'_{\nu,\text{break}}} \right)^{\alpha-3} \left( \frac{E'_\nu}{E'_{\nu,\pi(\mu)}} \right)^{-2} & \text{für } E'_\nu \geq E'_{\nu,\pi(\mu)}, \end{cases} \quad (5.35)$$

mit  $C'_\nu = C'_\pi / \chi_\nu$ .



Mit Gl. (5.28) ergibt sich als Myonneutrinospektrum auf der Erde:

$$F_\nu = f_\nu^{\text{RFB}} \begin{cases} \left(\frac{E_\nu}{E_{\nu,\text{break}}}\right)^{\beta-3} & \text{für } E_\nu < E_{\nu,\text{break}} \\ \left(\frac{E_\nu}{E_{\nu,\text{break}}}\right)^{\alpha-3} & \text{für } E_{\nu,\text{break}} \leq E_\nu < E_{\nu,\mu} \\ \left(\frac{E_\nu}{E_{\nu,\text{break}}}\right)^{\alpha-3} \left(0.39 + 0.61 \left(\frac{E_\nu}{E_{\nu,\mu}}\right)^{-2}\right) & \text{für } E_\nu \geq E_{\nu,\mu} \\ \left(\frac{E_\nu}{E_{\nu,\text{break}}}\right)^{\alpha-3} \left(0.39 \left(\frac{E_\nu}{E_{\nu,\pi}}\right)^{-2} + 0.61 \left(\frac{E_\nu}{E_{\nu,\mu}}\right)^{-2}\right) & \text{für } E_\nu \geq E_{\nu,\pi}, \end{cases} \quad (5.36)$$

mit den Knickenergien

$$E_{\nu,\text{break}} = \frac{\Gamma}{1+z} \chi_\nu E'_{\pi,\text{break}} = \frac{\Gamma^2}{(1+z)^2} \frac{\epsilon_\Delta m_p c^2 \chi \chi_\nu}{2 \epsilon_{\gamma,\text{break}}} \left(\frac{\beta+1}{\alpha+1}\right)^{\frac{1}{\beta-\alpha}} \quad (5.37)$$

$$E_{\nu,\mu} = 1.4 \cdot 10^7 \text{ GeV} \frac{1}{(1+z)^2} \sqrt{\frac{\epsilon_e}{\epsilon_B}} \left(\frac{\Gamma}{10^{2.5}}\right)^4 \left(\frac{t_v}{0.01 \text{ s}}\right) \sqrt{\frac{10^{52} \text{ erg s}^{-1}}{L_\gamma^{\text{iso}}}} \quad (5.38)$$

$$E_{\nu,\pi} = 2.0 \cdot 10^8 \text{ GeV} \frac{1}{(1+z)^2} \sqrt{\frac{\epsilon_e}{\epsilon_B}} \left(\frac{\Gamma}{10^{2.5}}\right)^4 \left(\frac{t_v}{0.01 \text{ s}}\right) \sqrt{\frac{10^{52} \text{ erg s}^{-1}}{L_\gamma^{\text{iso}}}} \quad (5.39)$$

Die Formeln für  $E_{\nu,\mu}$  und  $E_{\nu,\pi}$  erhält man, wenn man mit Hilfe von Gl. (5.27) die kritische Energie (siehe Gl. (3.49)) für Myonen, beziehungsweise Pionen bestimmt und dann ein Drittel bzw. ein Viertel dieser Energie betrachtet. Vergleichen wir nun das hier erhaltene Ergebnis in den Gln. (5.36)-(5.39) mit den Gleichungen der IceCube-Methode in den Gln. (5.16),(5.18) und (5.15), sehen wir bereits einige Unterschiede. So hat das hier berechnete Spektrum drei Knicke im Vergleich zu den zwei in der IceCube-Methode. Dies ist eine Konsequenz daraus, dass wir die Neutrinos aus Pionzerfällen unabhängig von denen aus Myonzerfällen betrachten. Des Weiteren unterscheiden sich Gl. (5.15) und Gl. (5.37) durch den Faktor, der abhängig von den Photonindizes  $\alpha$  und  $\beta$  ist. Dieser Faktor folgt aus Gl. (5.32). Betrachten wir Gl. (5.16) und Gl. (5.38), fällt uns auf, dass eine unterschiedliche Potenz von  $(1+z)$  auftaucht. Dies ist eine Konsequenz der kosmologischen Zeitdilatation, die in der IceCube-Methode nicht berücksichtigt ist.

Um die Ursache des großen Unterschieds in der Normierung zu finden, betrachten wir jetzt den Normierungsfaktor im Detail:

$$f_\nu^{\text{RFB}} = \frac{(1+z)^2}{4\pi d_L^2} V'_{\text{iso}} T_{90} \frac{C'_\pi}{\chi_\nu} \quad (5.40)$$

Für die Berechnung von  $C'_\pi$  benötigen wir die Normierungsfaktoren des Photon- und

des Protonenspektrums. Wir erhalten mit den Gln. (5.24) und (5.26):

$$\begin{aligned} C'_\gamma &= \frac{L_{\text{iso}}(1+z)^2}{16\pi \Gamma^6 c^3 t_v^2 \int d\varepsilon' \varepsilon' \tilde{N}'_\gamma(\varepsilon')} \\ C'_p &= \frac{4\pi d_L^2 \mathcal{F}_\gamma t_v}{f_e T_{90} V'_{\text{iso}} \Gamma(1+z) \int dE'_p E'_p \tilde{N}'_p(E'_p)} \end{aligned} \quad (5.41)$$

Wir haben bewusst die Photonnormierung als eine Funktion der Luminosität bestimmt und die Protonnormierung als Funktion der Fluenz, um dem Umstand Rechnung zu tragen, dass in der IceCube-Methode die Energie in den Protonen aus der Fluenz und  $f_\pi$  aus der Luminosität berechnet wird. Wir erhalten für die Neutrino-normierung in Gl. (5.40) mit den Gln. (5.33) und (5.41):

$$\begin{aligned} f_\nu^{\text{RFB}} &= V'_{\text{iso}} \frac{\chi}{\chi_\nu} \frac{4\pi d_L^2 \mathcal{F}_\gamma t_v}{f_e T_{90} V'_{\text{iso}} \Gamma(1+z) \int dE'_p E'_p \tilde{N}'_p(E'_p)} \frac{L_{\text{iso}}(1+z)^2}{16\pi \Gamma^6 c^3 t_v^2 \int d\varepsilon' \varepsilon' \tilde{N}'_\gamma(\varepsilon')} \\ &\times \frac{(1+z)^2}{4\pi d_L^2} T_{90} M_\pi \sigma_\Delta \Delta\epsilon_\Delta c \frac{2\varepsilon'_{\gamma,\text{break}}}{\epsilon_\Delta} \left( \frac{E'_{p,\text{min}}}{E'_{\pi,\text{break}}} \right)^2 \frac{1}{\alpha+1} \left( \frac{\alpha+1}{\beta+1} \right)^{\frac{\alpha-1}{\alpha-\beta}} \end{aligned} \quad (5.42)$$

Nach Kürzen und Umsortieren ergibt sich:

$$\begin{aligned} f_\nu^{\text{RFB}} &= M_\pi \frac{L_{\text{iso}}}{\Gamma^4 t_v} \frac{\sigma_\Delta \chi}{16\pi c^2} \frac{1}{f_e} \mathcal{F}_\gamma \times \frac{\Delta\epsilon_\Delta}{\epsilon_\Delta} \frac{2}{\alpha+1} \left( \frac{\alpha+1}{\beta+1} \right)^{\frac{\alpha-1}{\alpha-\beta}} \frac{1}{\chi_\nu} \left( \frac{E'_{p,\text{min}}}{E'_{\pi,\text{break}}} \right)^2 \\ &\times \frac{(1+z)^3}{\Gamma^3} \frac{\varepsilon'_{\gamma,\text{break}}}{\int d\varepsilon' \varepsilon' \tilde{N}'_\gamma(\varepsilon') \int dE'_p E'_p \tilde{N}'_p(E'_p)} \end{aligned} \quad (5.43)$$

Die zweite Zeile beschreibt die Transformation der Energien in das OF. Als nächstes erweitern wir mit  $\chi_\nu$  und  $\varepsilon_{\gamma,\text{break}}$  für einen einfacheren Vergleich mit der IceCube-Methode:

$$\begin{aligned} f_\nu^{\text{RFB}} &= M_\pi \chi_\nu \frac{L_{\text{iso}}}{\Gamma^4 t_v \varepsilon_{\gamma,\text{break}}} \frac{\sigma_\Delta \chi}{16\pi c^2} \frac{1}{f_e} \mathcal{F}_\gamma \times \frac{\Delta\epsilon_\Delta}{\epsilon_\Delta} \frac{2}{\alpha+1} \left( \frac{\alpha+1}{\beta+1} \right)^{\frac{\alpha-1}{\alpha-\beta}} \frac{1}{\chi_\nu^2} \\ &\left( \frac{E_{p,\text{min}}}{E_{\pi,\text{break}}} \right)^2 \frac{\varepsilon_{\gamma,\text{break}}^2}{\int d\varepsilon \varepsilon \tilde{N}_\gamma(\varepsilon) \int dE_p E_p \tilde{N}_p(E_p)} \end{aligned} \quad (5.44)$$

Als letzten Schritt betrachten wir die in Abschnitt 5.1.3 gemachte Annahme, dass die mittlere freie Weglänge der Protonen energieunabhängig ist. Dies führt dazu, dass das Neutrinospektrum bis auf Skalierungsfaktoren direkt dem Protonenspektrum folgt:

$$\chi_\nu^2 \left( \frac{E_{\pi,\text{break}}}{E_{p,\text{min}}} \right)^2 \int dE_p E_p \tilde{N}_p(E_p) = \int dE_\nu E_\nu \left( \frac{E_\nu}{E_{\nu,\text{break}}} \right)^{-2}, \quad (5.45)$$

wobei für das Protonenspektrum hier  $\tilde{N}_p(E_p) = (E_p/E_{p,\min})^{-2}$  angenommen ist. Verwenden wir einen beliebigen Protonindex  $\alpha_p$ , so hat auch das Neutrinospektrum den Index  $\alpha_p$  und zusätzlich muss ein Faktor  $\chi^{\alpha_p-2}$  auf der rechten Seite der Gleichung berücksichtigt werden<sup>3</sup>. Jetzt können wir den Normierungsfaktor so umschreiben, dass er von derselben Form ist wie Gl. (5.20), und  $f_\pi$  aus Gl. (5.12) identifizieren

$$\int dE_\nu E_\nu n_\nu(E_\nu) = M_\pi \chi_\nu \underbrace{\frac{L_{\text{iso}}}{\Gamma^4 t_\nu \varepsilon_{\gamma,\text{break}}} \frac{\sigma_\Delta \chi}{16\pi c^2}}_{f_\pi^{\text{Guetta}}} \frac{1}{f_e} \mathcal{F}_\gamma \times$$

$$\times \underbrace{\frac{f_\sigma}{\frac{\Delta \epsilon_\Delta}{\epsilon_\Delta}} \cdot \frac{f_{C_\gamma}}{\int d\varepsilon \varepsilon \tilde{N}_\gamma(\varepsilon)}}_{c_{f_\pi}/f_\approx} \cdot \frac{2}{\alpha+1} \left( \frac{\alpha+1}{\beta+1} \right)^{\frac{\alpha-1}{\alpha-\beta}}, \quad (5.46)$$

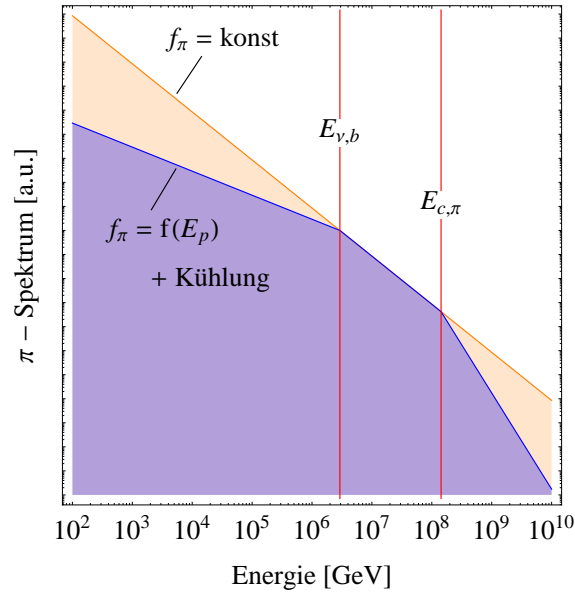
wobei

$$n_\nu(E_\nu) = f_\nu^{\text{RFB}} \left( \frac{E_\nu}{E_{\nu,\text{break}}} \right)^{-2} \quad (5.47)$$

das Neutrinospektrum ist, das direkt dem Protonenspektrum folgt. Wir vergleichen nun die Normierung der numerischen Berechnung in Gl. (5.46) direkt mit der Normierung in der IceCube-Methode in Gl. (5.20). Beginnen wir mit der linken Seite der beiden Gleichungen. In Gl. (5.20) steht das Integral über das Neutrinospektrum der Form Gl. (5.18), wohingegen im numerischen Fall in Gl. (5.46) das Integral über das Neutrinospektrum steht, das direkt dem Protonenspektrum folgt (siehe Gl. (5.47)). Um zu erläutern, warum es sinnvoll ist, das Neutrinospektrum in Protonform zu verwenden, betrachten wir noch einmal die Annahmen, die in die Berechnung der rechten Seite von Gl. (5.20) eingehen. Es wird angenommen, dass der Anteil  $f_\pi$  der Protonenergie in Pionen geht, wobei jedes zweite Pion ein geladenes Pion ist, das wiederum ein Viertel seiner Energie in Neutrinos abgibt. Es wird also nicht berücksichtigt, dass  $f_\pi$  eine Funktion der Protonenergie ist. Die unterschiedliche Form des Pionspektrums im Vergleich zum Protonenspektrum wird also vernachlässigt. Des Weiteren bleiben auch die Synchrotronverluste der Sekundärteilchen unbeachtet. Berechnen wir nun mit diesen Annahmen das Neutrinospektrum, erhalten wir gerade eines der Form von Gl. (5.47). Also werden in Gl. (5.46) auf beiden Seiten dieselben Annahmen gemacht, wohingegen in Gl. (5.20) auf der linken Seite die Energieabhängigkeit von  $f_\pi$  und Synchrotronverluste berücksichtigt werden auf der rechten Seite hingegen nicht.

<sup>3</sup>Man kann zeigen, dass gilt:

$$\chi_\nu^2 E_{\pi,\text{break}}^{\alpha_p} \int dE_p E_p E_p^{-\alpha_p} = \frac{\chi_\nu^2}{(\chi_\nu \chi)^2} \int dE_\nu E_\nu \left( \frac{E_\nu}{E_{\pi,\text{break}} \chi_\nu \chi} \right)^{-\alpha_p} = \frac{\chi_\nu^{\alpha_p}}{\chi^2} \int dE_\nu E_\nu \left( \frac{E_\nu}{E_{\nu,\text{break}}} \right)^{-\alpha_p}.$$



**Abbildung 5.4.:** Pionspektrum unter der Annahme, dass  $f_\pi$  unabhängig von der Protonenergie ist (orange), und unter Berücksichtigung der Energieabhängigkeit und Synchrotronverlusten (blau).

In Abb. 5.4 sehen wir die Auswirkung der Energieabhängigkeit von  $f_\pi$  und der Synchrotronverluste auf das Pionspektrum für ein Photonspektrum mit Indizes  $\alpha = 1$  und  $\beta = 2$ . Für die orange Kurve ist die Energieabhängigkeit vernachlässigt, wohingegen für die blaue Kurve selbige und die Synchrotronverluste der Pionen berücksichtigt sind. Die Fläche unter der Kurve bezeichnet die Energie in den Pionen und wir sehen gut, dass bei Verwendung der orangenen Kurve (rechte Seite von Gl. (5.20)) die Energie im Vergleich zur blauen Kurve (linke Seite von Gl. (5.20)) überschätzt wird. Wir nennen diesen Korrekturfaktor  $c_s$ . Aus dem Vergleich von Gl. (5.20) mit Gl. (5.46) erhalten wir:

$$c_s = \frac{\int dE_\nu E_\nu \left( \frac{E_\nu}{E_{\nu,\text{break}}} \right)^{-2}}{\frac{1}{f_\nu} \int dE_\nu E_\nu F_\nu(E_\nu)}. \quad (5.48)$$

Dieser Korrekturfaktor ist gleichzeitig zu unserer Diskussion auch in [154] diskutiert worden.

Vergleichen wir jetzt die rechten Seiten der beiden Gleichungen (5.20) und (5.46), erkennen wir zum einen, dass in Gl. (5.46)  $f_\pi$  anstatt  $f_\pi^{\text{IC}}$  steht und zum anderen, dass wir zusätzliche Terme in der zweiten Zeile von Gl. (5.46) haben. In Gl. (5.46) sind die numerischen Werte für die Parameter in  $f_\pi$  noch nicht eingesetzt, so dass es mit der linken Seite der Gl. (A15) in [3] beziehungsweise Gl. (5.12) übereinstimmt. Wie bereits unterhalb von Gl. (5.12) erwähnt, erhält man jedoch einen Korrekturfaktor  $f_\approx = 0.69$  beim direkten Vergleich der numerischen Werte durch eine ungenaue Run-

dung in [3]. Wenden wir uns nun der zweiten Zeile in Gl. (5.46) zu, die die Korrektur zu  $f_\pi$  bis auf die Rundungskorrektur enthält. Der erste Faktor  $f_\sigma$  kommt aus der Näherung in [3], in der  $\lambda_{p\gamma}^{-1} = n_\gamma \sigma_\Delta$  angenommen wird, anstatt  $\lambda_{p\gamma}^{-1} = \Gamma_{p\gamma \rightarrow p'b}(E_p)/c$  mit  $\Gamma_{p\gamma \rightarrow p'b}$  aus Gl. (3.4) beziehungsweise Gl. (49) in [12] zu berechnen. Der zweite Faktor  $f_{C_\gamma}$  ist die Folge der Näherung  $n_\gamma = U_\gamma/\varepsilon_{\gamma,\text{break}}$ , die in Gl. (5.11) beschrieben ist. Der dritte Faktor kommt aus der Verschiebung des photohadronischen Knicks zu höheren Energien. Dieser Faktor ist jedoch vernachlässigbar, da er für typische Photonspektren nicht stark um 1 variiert.

In Abb. 5.5 sind die Effekte der Korrekturen für die vier Beispielausbrüche gezeigt: die der veränderten Form des Spektrums und die der Normierung. Wir erkennen, dass alle Korrekturen in eine Richtung wirken, so dass das Spektrum der revidierten analytischen Berechnung (RFB) bis zu mehr als einer Größenordnung unterhalb des Resultats der IceCube-Methode liegt. Vergleichen wir nun das Ergebnis der RFC mit dem numerischen Resultat in der WB- $\Delta$ -Näherung (schwarze dünne Kurve), sehen wir, dass sie gut übereinstimmen. Wir haben also die Ursachen für den großen Unterschied in der Normierung in Abb. 5.3 gefunden.

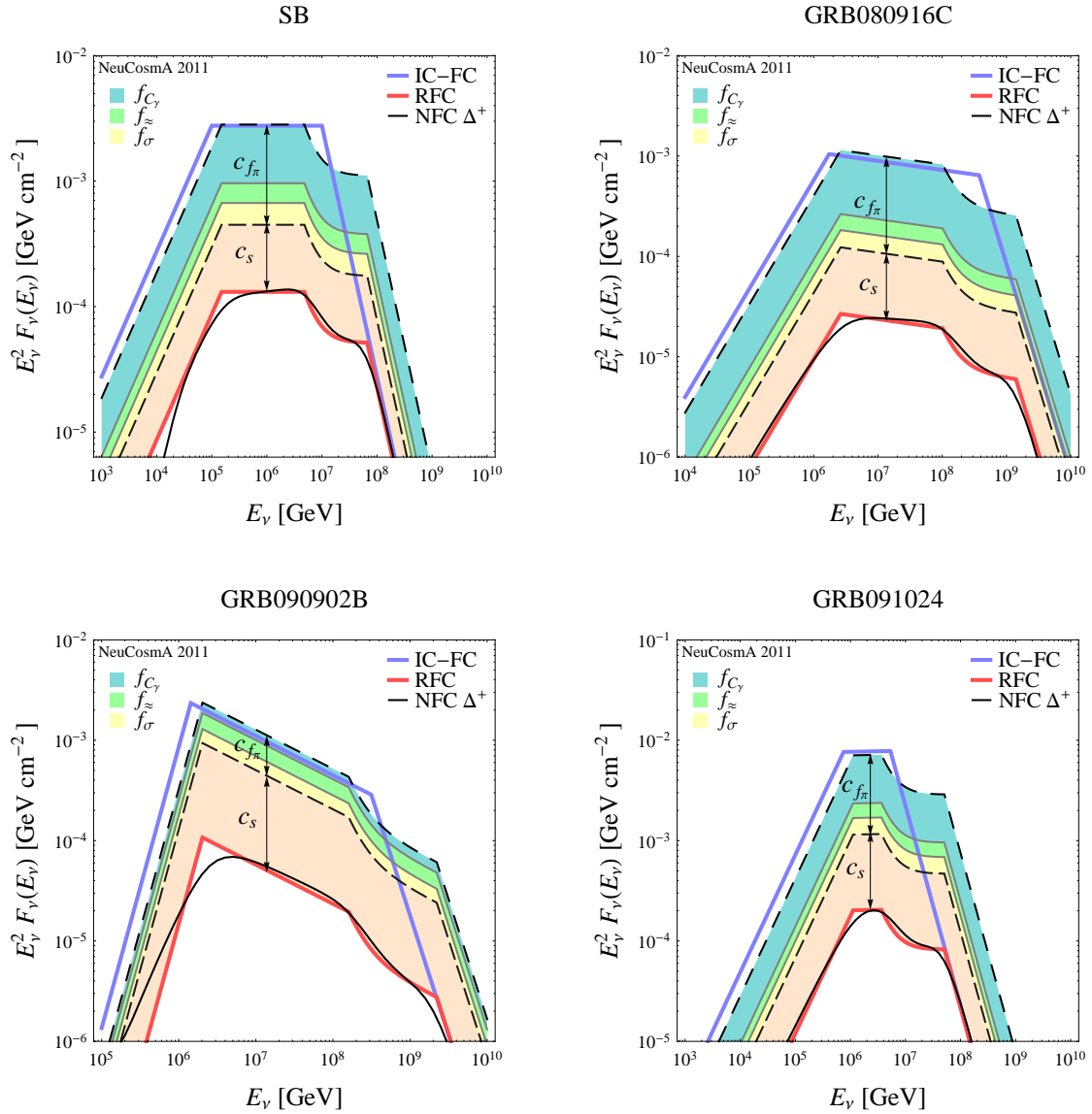
Das Neutrinospektrum der revidierten analytischen Berechnung ist wie folgt definiert:

$$\phi_\mu = f_\nu^{\text{RFB}} \begin{cases} \left(\frac{E_\nu}{E_{\nu,\text{break}}}\right)^{\beta-3} & \text{für } E_\nu < E_{\nu,\text{break}} \\ \left(\frac{E_\nu}{E_{\nu,\text{break}}}\right)^{\alpha-3} & \text{für } E_{\nu,\text{break}} \leq E_\nu < E_{\nu,\mu} \\ \left(\frac{E_\nu}{E_{\nu,\text{break}}}\right)^{\alpha-3} \left(0.39 + 0.61 \left(\frac{E_\nu}{E_{\nu,\mu}}\right)^{-2}\right) & \text{für } E_\nu \geq E_{\nu,\mu} \\ \left(\frac{E_\nu}{E_{\nu,\text{break}}}\right)^{\alpha-3} \left(0.39 \left(\frac{E_\nu}{E_{\nu,\pi}}\right)^{-2} + 0.61 \left(\frac{E_\nu}{E_{\nu,\mu}}\right)^{-2}\right) & \text{für } E_\nu \geq E_{\nu,\pi}, \end{cases} \quad (5.49)$$

mit

$$f_\nu^{\text{RFB}} \simeq 0.012 \left(\frac{L_\gamma^{\text{iso}}}{10^{52} \text{ erg s}^{-1}}\right) \left(\frac{0.01}{t_\nu}\right) \left(\frac{10^{2.5}}{\Gamma}\right)^4 \left(\frac{\text{MeV}}{\varepsilon_{\gamma,\text{break}}}\right) \frac{1}{f_e} \mathcal{F}_\gamma \times \\ \times \frac{\varepsilon_{\gamma,\text{break}}^2}{\int d\varepsilon \varepsilon \tilde{N}_\gamma(\varepsilon)} \frac{2}{\alpha+1} \left(\frac{\alpha+1}{\beta+1}\right)^{\frac{\alpha-1}{\alpha-\beta}} \frac{1}{\int dE_\nu E_\nu \left(\frac{E_\nu}{E_{\nu,\text{break}}}\right)^{-2}}. \quad (5.50)$$

Die Integrationsgrenzen sind durch 1 keV und 10 MeV für das Photonspektrum gegeben und  $E_{\nu,\text{min},(\text{max})} = \frac{1}{20} \frac{\Gamma}{1+z} E'_{p,\text{min},(\text{max})}$  mit  $E'_{p,\text{min}} = 1 \text{ GeV}$  und  $E'_{p,\text{max}}$  berechnet aus dem Gleichgewicht von Beschleunigung und Energieverlust.



**Abbildung 5.5.:** Korrekturen zum Myon-neutrinospektrum auf der Erde für die vier Beispielausbrüche (von links nach rechts: SB, GRB080916C, GRB090902B, GRB091024). Des Weiteren ist das Ergebnis des numerischen Modells gezeigt, wobei die photohadronischen Wechselwirkungen durch die WB- $\Delta$ -Resonanz beschrieben sind.

## 5.4. Die IceCube-40 Analyse

In diesem Abschnitt möchten wir zunächst die IC40-Analyse bezüglich GRBs vorstellen und dann zeigen, wie sich das Ergebnis verändert, wenn man anstelle der IceCube-Methode aus Abschnitt 5.1.3 zur Berechnung der Neutrinospektren die numerische Berechnung aus Abschnitt 5.2 verwendet. Ferner möchten wir die Unsicherheiten aufzeigen, mit denen die Neutrinoflussvorhersage behaftet ist.

### 5.4.1. Die Analyse im Detail

Hier stellen wir die von IceCube gemachte Analyse im Detail vor [15]. Für die Analyse werden 117 Ausbrüche in dem Zeitraum vom 5. April 2008 bis zum 20. Mai 2009 verwendet. Die Daten werden aus den Einträgen im GRB Coordinates Network [155] gewonnen. Es wird dann für jeden Ausbruch individuell das Neutrinospektrum mit den Gleichungen der IceCube-Methode aus Abschnitt 5.1.3 bestimmt. Da nicht alle notwendigen Parameter für jeden Ausbruch gemessen sind, werden gemittelte Werte für die betroffenen Parameter angenommen. Diese Standardwerte sind in Tab. 5.2 zusammengefasst. Hier wird zwischen langen Ausbrüchen (Long Soft Burst, LSB), kurzen Ausbrüchen (Short Hard Burst, SHB) und Röntgenblitzen (X-ray Flash, XRF), deren Emission im Röntgenenergiebereich am stärksten ist, unterschieden. In der Analyse wird als Form des Photonspektrums immer ein gebrochenes Potenzgesetz angenommen (siehe Gl. (5.1)). An die Photondaten werden jedoch durch die dem messenden Experiment zugehörige Kollaboration je nach Datensatz eine der drei Sorten Photonspektren an die Daten gefittet: einfaches Potenzgesetz (PL) (siehe Gl. (C.1)), einfaches Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall (CPL) (siehe Gl. (C.2)) oder Band-Funktion (B) (siehe Gl. (C.3)). Das heißt, dass zunächst aus dem PL, CPL beziehungsweise B-Spektrum ein gebrochenes Potenzgesetz erstellt werden muss. Für das PL bedeutet das im Detail, dass als Knickenergie der größere Wert von Standardknickenergie, siehe Tab. 5.2, und maximaler gemessener Photonenergie verwendet wird. Der zweite Photonindex  $\beta$  wird mit  $\beta^{\text{PL}} = \alpha + 1$  bestimmt. Im Falle eines CPL wird die Abbruchenergie als Knickenergie verwendet und der zweite Photonindex durch  $\beta^{\text{CPL}} = \alpha + 2$  berechnet. Liegt eine Band-Parametrisierung für das Photonspektrum vor, wird aus der dort definierten Peak-Energie die Knickenergie mit folgender Formel bestimmt  $\varepsilon_{\gamma, \text{break}} = \frac{\beta - \alpha}{2 - \alpha} \frac{1}{e} E_{\text{peak}}$ . Um die Normierungskonstante  $f_{\gamma}$  zu erhalten, wird als nächstes die Fluenz des gebrochenen Potenzgesetzes im gemessenen Energiebereich bestimmt und zur gemessenen Fluenz normiert. Eine weitere Unterscheidung bei der Bestimmung der notwendigen

	LSB	SHB	XRF
Anzahl	99	17	1
$\mathcal{F}_\gamma$	$10^{-5} \text{ erg cm}^{-2}$	$10^{-5} \text{ erg cm}^{-2}$	$10^{-4} \text{ erg cm}^{-2}$
$z$	2.15	0.5	2.15
$\epsilon_\gamma^b$	200 keV	1000 keV	20 keV
$\alpha$	1	1	1
$\beta^{\text{PL}}$	$\alpha + 1$	$\alpha + 1$	$\alpha + 1$
$\beta^{\text{CPL}}$	$\alpha + 2$	$\alpha + 2$	$\alpha + 2$
$L_{\text{iso}}$	$10^{52} \text{ erg s}^{-1}$	$10^{51} \text{ erg s}^{-1}$	$10^{51} \text{ erg s}^{-1}$
$\Gamma$	316	316	316
$t_v$	0.01	0.001	0.01
$\epsilon_e$	0.1	0.1	0.1
$\epsilon_B$	0.1	0.1	0.1
$f_e$	0.1	0.1	0.1

**Tabelle 5.2.:** Standardwerte für die Parameter zur Bestimmung der Neutrinospektren in der IC40-Analyse.  $\beta^{\text{PL}}$  wird verwendet, wenn das gemessene Spektrum durch ein Potenzgesetz mit einem Index gefittet wurde, und  $\beta^{\text{CPL}}$ , wenn ein Potenzgesetz mit exponentiellem Abfall verwendet wurde.

Parameter zur Berechnung des Neutrinospektrums wird zwischen Ausbrüchen mit gemessener und Ausbrüchen mit unbekannter Rotverschiebung gemacht. Im ersten Fall wird die isotrope Luminosität mit

$$L = 4\pi d_L^2 \cdot \frac{\mathcal{F}_\gamma(1 \text{ keV} - 10 \text{ MeV})}{T_{90}} \quad (5.51)$$

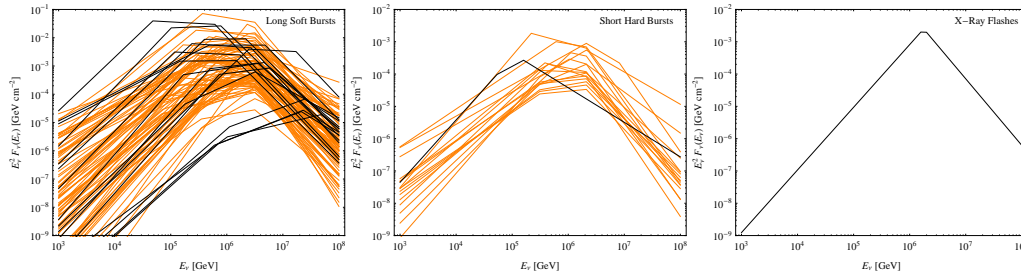
bestimmt, wobei bei unbekanntem  $T_{90}$ ,  $T_{\text{stop}} - T_{\text{start}}$  verwendet wird<sup>4</sup>. Im zweiten Fall wird sowohl für die Rotverschiebung als auch die Luminosität der Standardwert aus Tab. 5.2 benutzt. Das bedeutet, dass Gl. (5.51), die Fluenz, Dauer, Rotverschiebung und Luminosität verknüpft, hier nicht gilt.

Die gemessenen Parameter der einzelnen Ausbrüche sind in Anhang C in Tab. C.1 und Tab. C.2 dargestellt. Zusätzlich sind in Abb. C.1-C.11 die Photonspektren und die korrespondierenden Neutrinospektren, berechnet mit der IceCube beziehungsweise der numerischen Methode, gezeigt. Hier sind alle Spektren der LSB, SHB und des XRF in Abb. 5.6 dargestellt. Die leichten Abweichungen zu Fig. 1 in [15] folgen aus der Verwendung der Fluenz des Potenzgesetzes für die Luminositätsberechnung in Gl. (5.51) im Gegensatz zur Fluenz des extrapolierten originalen Photonspektrums in [15]. In Abb. 5.6 sind die Ausbrüche mit gemessener Rotverschiebung schwarz und die mit unbekannter Rotverschiebung orange dargestellt. Wir können erkennen,

---

<sup>4</sup>In der IceCube-Analyse in [15] wird fälschlicherweise die Fluenz des extrapolierten Originalen Photonspektrums verwendet und nicht das des gebrochenen Potenzgesetzes [156].





**Abbildung 5.6.:** Vorhersage für die Neutrinospektren der 117 Ausbrüche in der IC40-Analyse unterschieden nach langen Ausbrüchen (links), kurzen Ausbrüchen (Mitte) und Röntgenstrahlenblitz (rechts) mit der IceCube-Methode. Die schwarzen Kurven bedeuten, dass für diese Ausbrüche im Vergleich zu den orangen Kurven die Rotverschiebung gemessen ist.

dass nur für wenige Ausbrüche die Rotverschiebung bestimmt ist und dass im Fall unbekannter Rotverschiebung die Knickenergie auf Grund der Synchrotronverluste der Myonen immer auf dieselbe Energie fällt. Dies lässt sich anhand von Gl. (5.16) nachvollziehen. Die Knickenergie wird durch die Parameter  $\epsilon_e$ ,  $\epsilon_B$ ,  $\Gamma$ ,  $t_\nu$ ,  $z$  und  $L_{\text{iso}}$  berechnet. Die ersten vier Parameter sind nie gemessen, so dass dort immer die Standardwerte aus Tab. 5.2 eingesetzt werden. Ist nun die Rotverschiebung nicht gemessen, werden auch für  $z$  und  $L_{\text{iso}}$  die Standardwerte verwendet und die Knickenergie ist für alle Ausbrüche gleich.

Da IceCube keine Neutrinos gemessen hat, kann mit Hilfe der effektiven Fläche der 40-Leinen-Konfiguration von IceCube (IC40) ein Limit berechnet werden. Die über die Deklination der Ausbrüche gemittelte effektive Fläche ist im linken Feld von Abb. 5.7 gezeigt. Zunächst wird die Anzahl an Neutrinos, die von der Summe der einzelnen vorhergesagten Neutrinospektren erwartet wird, mit folgender Formel bestimmt:

$$N_\nu = \int dE_\nu A_{\text{eff}}(E_\nu) F_\nu(E_\nu). \quad (5.52)$$

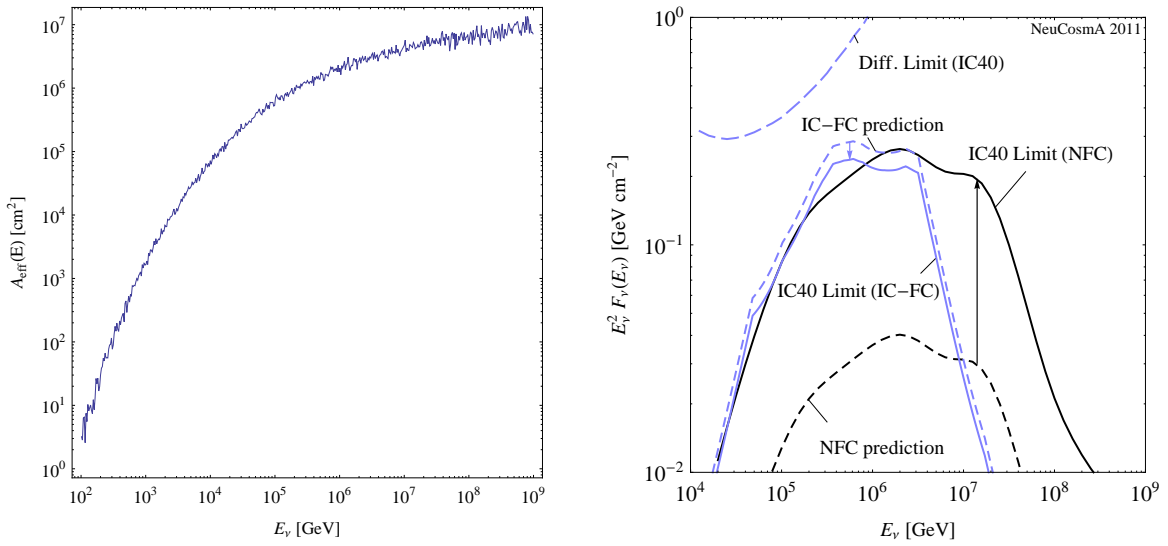
Es ergeben sich  $\approx 4$  Neutrinos. Vergleichen wir dieses Ergebnis mit der Anzahl 2.99 gegeben in [15], so erkennen wir, dass dieser Wert um den Faktor 0.74 kleiner ist als unser Ergebnis. Der Grund dafür ist, dass in [15] die deklinationsabhängige effektive Fläche verwendet wurde und stärkere Cuts gemacht wurden. Wir reskalieren also unsere effektive Fläche mit dem Faktor 0.74, um vergleichbare Ergebnisse zu bekommen. Das 90% C.L. Limit erhalten wir, indem wir das erwartete Neutrinospektrum so skalieren, dass es  $\approx 2.5$  Neutrinos erzeugt [157].

Als nächsten Schritt berechnen wir das erwartete Neutrinospektrum mit dem numerischen Modell aus Abschnitt 5.2, wobei wir dieselben Ausbrüche mit denselben Parametern verwenden. Mit dieser Vorhersage berechnen wir analog zu der IceCube-

Methode mit der skalierten effektiven Fläche das 90% C.L. Limit. Das Ergebnis können wir in Abb. 5.7 in der rechten Darstellung sehen. In blau sind die Ergebnisse der IceCube-Methode (IC-FC) und in schwarz die der numerischen Methode (NFC) gezeigt. Die gestrichelte Kurve ist dabei die Vorhersage für das Neutrinospektrum und die durchgezogene das Limit. Des Weiteren ist das differenzielle Limit  $2.3E_\nu/A_{\text{eff}}$  als gestrichelte Kurve dargestellt. Wir erkennen, dass die Vorhersage des numerischen Modells fast eine Größenordnung unter der Vorhersage der IceCube-Methode liegt und zu höheren Neutrinoenergien geht. Dies verwundert nicht, da wir ja bereits in Abschnitt 5.3 beim Vergleich der numerischen Ergebnisse mit den Ergebnissen der IceCube-Methode festgestellt haben, dass die analytische Methode den Neutrinofluss stark überschätzt und durch die Berücksichtigung der höheren kritischen Energien bezüglich Synchrotronverlusten von Pionen und Kaonen das numerisch bestimmte Neutrinospektrum zu höheren Energien reicht. Der Unterschied in den Limits ist das Resultat der unterschiedlichen Form der Neutrinospektren, da es lediglich ein reskaliertes Neutrinospektrum ist. Wichtig ist hier, dass im Fall der IceCube-Methode die Vorhersage oberhalb des Limits liegt, so dass man daraus schließen kann, dass das Modell, das durch die IceCube-Methode beschrieben wird, mit den verwendeten Parametern ausgeschlossen werden kann. Vergleichen wir jetzt die numerische Vorhersage mit dem zugehörigen Limit, erkennen wir, dass die Vorhersage fast eine Größenordnung unterhalb des Limits liegt und somit das Feuerball-Modell als solches mit den gewählten Parametern nicht ausgeschlossen werden kann. Dass es in der IC40-Analyse so scheint, als ob das Feuerball-Modell ausgeschlossen sei, liegt daran, dass durch die vielen Näherungen in der Berechnung der Neutrinofluss stark überschätzt wird. Die Behauptung, dass IceCube das Feuerball-Modell ausgeschlossen hat, gilt also nur für die stark näherungsbelastete Methode in Abschnitt 5.1.3. Ohne diese Näherungen ist das Feuerball-Modell noch nicht unter Zwang. Bestätigt wurde dieses Ergebnis in Bezug auf die IC40+59-Analyse in [16].

#### 5.4.2. Unsicherheiten in der Analyse

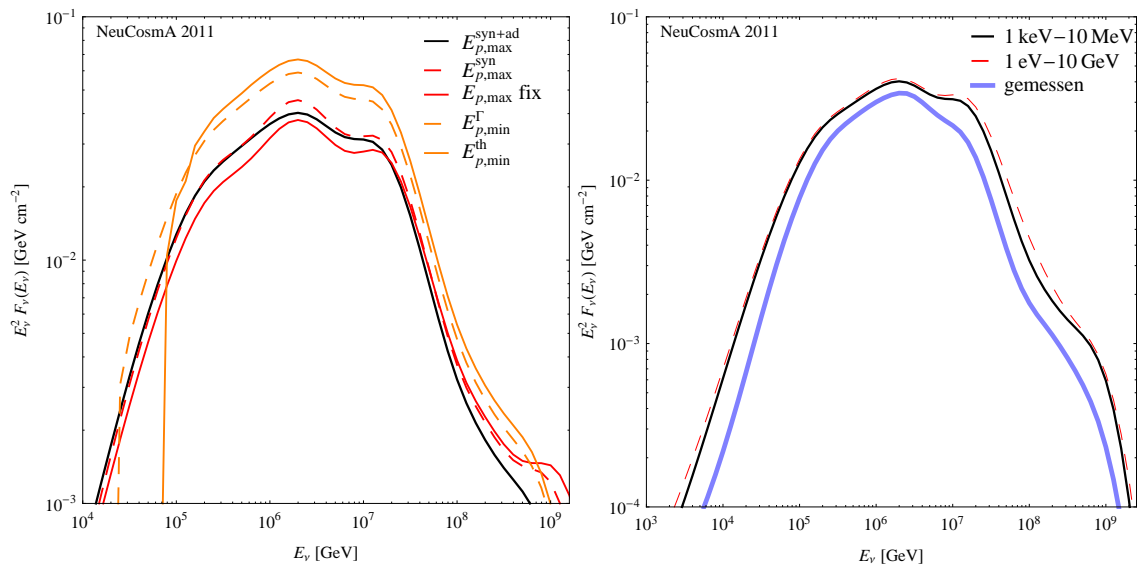
In diesem Abschnitt möchten wir verschiedene Unsicherheiten aufzeigen, mit denen die IC40-Analyse behaftet ist. Dazu fassen wir hier noch einmal die Annahmen zusammen, die in die Analyse mit dem numerischen Modell eingehen: die maximale Protonenergie ist mit Synchrotron- und adiabatischen Verlusten bestimmt, die minimale Protonenergie auf die Ruhemasse fixiert, die minimale und die maximale Photonenergie sind auf 1 keV beziehungsweise 10 MeV fixiert,  $\Gamma$ ,  $t_v$ ,  $\epsilon_e/\epsilon_B$ ,  $1/f_e$  und  $\alpha_p$  sind auf Standardwerte gesetzt und  $z$  und  $L_{\text{iso}}$  sind, wenn  $z$  nicht gemessen ist,



**Abbildung 5.7.:** Die reskalierte effektive Fläche von IceCube (links) und der Vergleich der reproduzierten Vorhersage (gestrichelt) und des Limits (durchgezogen) in der IceCube-Methode (blau) zu den Ergebnissen der numerischen Analyse (schwarz).

auch auf einen Standardwert gesetzt, so dass Gl. (5.51) nicht mehr gilt.

Im Folgenden untersuchen wir die Auswirkungen dieser Annahmen, indem wir die Annahmen etwas lockern. Beginnen wir mit der maximalen Protonenergie. Für die Analyse im vorangegangenen Abschnitt wird sie durch Vergleich der Zeitskalen von Energieverlusten durch Synchrotronstrahlung und adiabatischer Expansion zu der Beschleunigungszeitskala bestimmt. In Abb. 5.8 links sehen wir nun die Veränderung des Spektrums, wenn auf der einen Seite eine feste maximale Energie von  $E_p^{\text{max}} = 10^{10}$  GeV (rote durchgezogene Kurve) verwendet wird oder auf der anderen Seite nur Synchrotronverluste bei der Berechnung berücksichtigt werden (rote gestrichelte Kurve), also auch keine adiabatischen Energieverluste der Sekundärteilchen. Wir erkennen, dass die alleinige Berücksichtigung von Synchrotronverlusten wie auch schon für die vier Beispiel-Blitze in Abschnitt 5.3 zu höheren maximalen Protonenergien führt. Der Kaon-Pile-up ist viel ausgeprägter. Zusätzlich führt die Vernachlässigung adiabatischer Verluste zu einem höheren Myon-Aufstau. Mit der festen maximalen Protonenergie erhält man erneut einen leicht ausgeprägteren Kaon-Aufstau, da die maximale Energie nochmal höher ist und die Kaonen dadurch nicht durch den exponentiellen Abfall der Protonen unterdrückt werden. Was wir außerdem sehen können ist, dass die Normierung des Spektrums niedriger ist. Dies ist eine Folge von Gl. (5.41). Je größer die maximale Protonenergie ist, umso größer ist das Integral über das unnormierte Protonenspektrum und damit umso kleiner die Normierungskonstante  $C'_p$ . Aus demselben Grund erhöht sich die Normierung,



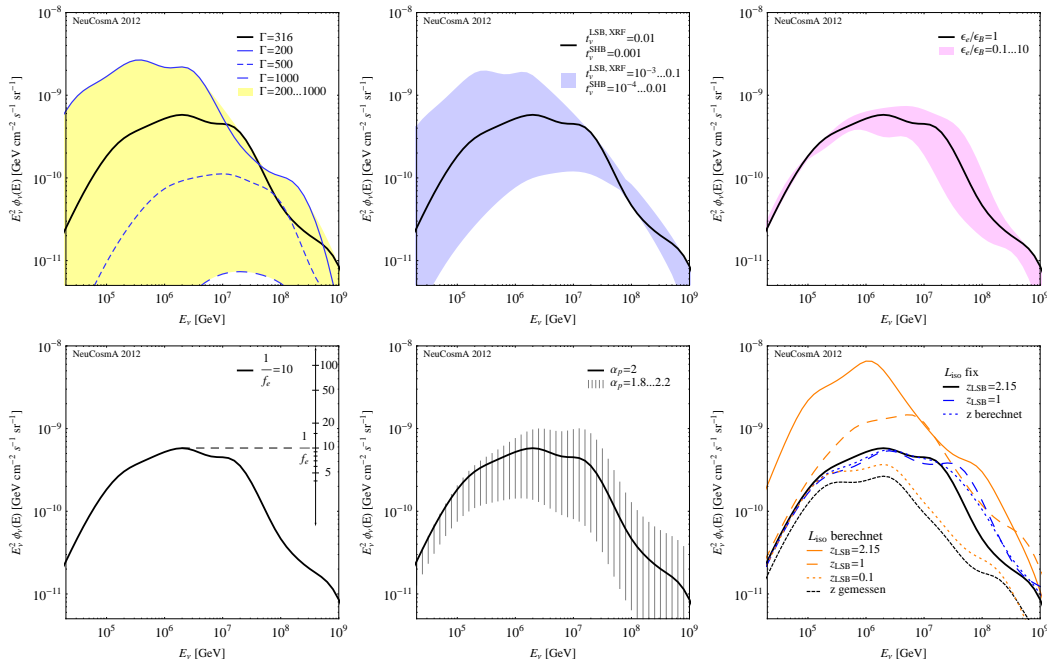
**Abbildung 5.8.:** Auswirkungen verschiedener Annahmen über den Energiebereich des Protonenspektrums (links) und des Photonspektrums (rechts).

wenn man die minimale Protonenergie erhöht. Je kleiner der Energiebereich des Spektrums, umso kleiner das Integral über das Spektrum und umso größer  $C'_p$ . Dies können wir an den Kurven für  $E_p^{\text{min}} = \Gamma$  (orange gestrichelte Kurve) beziehungsweise  $E_p^{\text{min}} = E_p^{\text{th}}$  (orange durchgezogene Kurve) - die minimale Energie, die nötig ist, photohadronisch wechselzuwirken - im linken Feld von Abb. 5.8 erkennen. Der letzte Fall ist implizit in der Berechnung von IceCube angenommen, wenn  $f_e$  die gesamte Protonenergie zur Elektronenergie in Beziehung setzt. Wir erkennen, dass sich die Normierung des Neutrinospektrums erhöht und zwar logarithmisch mit der minimalen Energie.

Die nächste Annahme, deren Effekt hier näher betrachtet werden soll, betrifft die minimale und maximale Photonenergie beziehungsweise die Frage, was sich ändert, wenn man die Grenzen des Photonspektrums nicht auf 1 keV-10 MeV, sondern jeweils um drei Größenordnungen nach oben und unten vergrößert. Der Effekt zeigt sich in der Form des Spektrums durch die Grenze der photohadronischen Wechselwirkungen. Die Erweiterung der unteren Grenze ermöglicht es auch hochenergetischen Protonen an der  $\Delta$ -Resonanz zu wechselwirken, so dass das Neutrinospektrum dort verstärkt wird (siehe rote gestrichelte Kurve in der rechten Darstellung von Abb. 5.8). Das Erhöhen der oberen Grenze beeinflusst den Niederenergiebereich des Neutrinospektrums, da in dem Fall Protonen mit niedriger Energie mit den hochenergetischen Photonen wechselwirken können. Das Spektrum bricht also bei niedrigeren Neutrinoenergien erst später ab, siehe rote gestrichelte Kurve in der rechten Darstellung von Abb. 5.8. Des Weiteren beeinflusst die Veränderung der

Grenzen die Normierung des Spektrums. Betrachten wir Gl. (5.46), so erkennen wir  $f_\nu \propto L_{\text{iso}} \mathcal{F}_\gamma / \int d\varepsilon \varepsilon \tilde{N}_\gamma(\varepsilon)$ . Da die Abhängigkeit von den Photonspektrumsgrenzen in der Fluenz und dem Integral über Energie mal das unnormierte Photonspektrum gleich ist, ist die Abhängigkeit der Normierung des Neutrinospektrums lediglich durch die Abhängigkeit der Luminosität von den Photonspektrumsgrenzen gegeben. Für Ausbrüche mit unbekannter Rotverschiebung, bei denen die Standardluminosität verwendet wird, ändert sich die Normierung daher überhaupt nicht. Für Ausbrüche mit gemessener Rotverschiebung, bei der Gl. (5.51) zur Berechnung herangezogen wird, skaliert die Neutrionormierung mit der Fluenz. Das heißt, die Abhängigkeit durch die minimale und maximale Photonenergie ist durch  $f_\nu \propto \int d\varepsilon \varepsilon F_\gamma(\varepsilon)$  gegeben. Die helle dicke Kurve in der rechten Darstellung von Abb. 5.8 zeigt das erwartete Neutrinospektrum, wenn man das gemessene Photonspektrum im Messbereich verwendet. Dies führt einerseits zu den bereits besprochenen Effekten auf Grund der Veränderung des Energiebereichs. Zusätzlich ändert sich teilweise die Form des Spektrums, da das Photonspektrum hier nicht ein gebrochenes Potenzgesetz ist, sondern ein PL, ein CPL beziehungsweise eine B-Funktion ist. Die Effekte durch die Veränderung des Energiebereichs sind in Abb. C.1-C.11 zusammen mit den Photonspektren für die einzelnen Ausbrüche dargestellt.

Wenden wir uns nun den angenommenen Standardwerten zu. Um den Einfluss auf das Spektrum darzustellen, variieren wir die Größen  $\Gamma$ ,  $t_v$ ,  $\epsilon_e/\epsilon_B$ ,  $1/f_e$  und  $\alpha_p$  unabhängig voneinander. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.9 gezeigt. Links oben ist  $\Gamma$  zwischen 200 und 1000 variiert. Die Kurven für die Werte 200, 500 und 1000 sind zusätzlich zur Standardkurve mit eingezeichnet. Wir erkennen, dass die eingezeichneten Kurven stark mit  $\Gamma$  skalieren. Als weiteren Effekt erkennt man, dass durch die Erhöhung des Wertes von  $\Gamma$  das Magnetfeld kleiner wird und somit sich die Knickenergie im Neutrinospektrum auf Grund der Synchrotronverluste zu höheren Energien verschieben (siehe Gl. (5.38)). Als zweiten Parameter variieren wir die Variabilitätszeit um eine Größenordnung um den Standardwert, das bedeutet für LSB und XRF von 0.001 s bis 0.1 s und für SHB von 0.0001 s bis 0.01 s. Das Spektrum skaliert mit  $t_v^{-1}$  und die Knickenergie auf Grund der Synchrotronverluste mit  $t_v$ . Diesen Effekt können wir gut in der Abbildung erkennen, wobei die obere Grenze des gefüllten Bereichs durch  $t_v^{\text{min}}$  und die untere durch  $t_v^{\text{max}}$  gegeben ist. Die Darstellung oben rechts in Abb. 5.9 zeigt die Auswirkung der Variation des Verhältnisses der Energie im Magnetfeld zur Energie in den Elektronen. Typischerweise wird hier Gleichheit der Energien angenommen. Wir variieren hier das Verhältnis um eine Größenordnung. Durch die Variation verändert sich lediglich das Magnetfeld, so dass der Effekt eine Verschiebung der magnetfeldabhängigen Knickenergie durch Synchrotronverluste



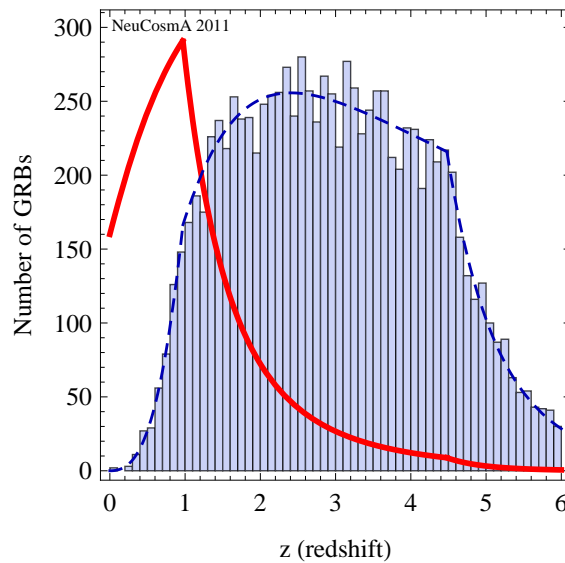
**Abbildung 5.9.:** Astrophysikalische Unsicherheiten in der Vorhersage der Neutrinoﬂüsse im Rahmen des Feuerball-Modells.

der Pionen, Myonen und Kaonen ist und eine stärkere Unterdrückung des Spektrums für hohe Magnetfelder durch stärkere Energieverluste der Sekundärteilchen. In Abb. 5.9 rechts oben sind beide Effekte gut erkennbar, wobei die obere Grenze durch  $\epsilon_e/\epsilon_B = 10$  und die untere durch  $\epsilon_e/\epsilon_B = 0.1$  gegeben ist. Als vierten Parameter variieren wir das Verhältnis der Energie in Elektronen im Vergleich zur Energie in Protonen. In Gl. (5.46) sehen wir die Abhängigkeit des Neutrinospektrums von diesem Parameter  $\propto f_e^{-1}$ . In der numerischen Berechnung geht  $f_e$  also lediglich in die Normierungskonstante des Protonenspektrums ein. In Abb. 5.9 unten links ist die Antiproportionalität durch die Skala im rechten Bereich der Darstellung gezeigt. Als vorletzten Parameter variieren wir den Index des Protonenspektrums zwischen 1.8 und 2.2. Die Auswirkung ist in Abb. 5.9 unten mittig zu sehen. Die flachere obere Grenze folgt aus  $\alpha_p = 1.8$  und die stärker abfallende untere aus  $\alpha_p = 2.2$ . Wir erkennen, dass je kleiner  $\alpha_p$  ist, desto weniger fällt das Neutrinospektrum ab. Dies ist leicht nachzuvollziehen, wenn man bedenkt, dass der Index des Pionspektrums für ein Photonspektrum mit Index  $\alpha_\gamma$  durch  $\alpha_\nu = \alpha_p + 1 - \alpha_\gamma$  gegeben ist (siehe Gl. (3.10)).

Bei der Variation des letzten Parameters, der Rotverschiebung, unterscheiden wir zwei Fälle: Erstens, dass wie in der IceCube-Methode die Luminosität auf den Standardwert gesetzt ist und dann  $z$  variiert wird und zweitens, dass  $z$  variiert wird und die Luminosität mit Gl. (5.51) jeweils berechnet wird. Für Ausbrüche, bei denen die

Rotverschiebung gemessen ist, wird immer der gemessene Wert verwendet. Fixieren wir die Luminosität der Ausbrüche auf den Standardwert, so verändern sich durch die Variation der Rotverschiebung nur die Knickenergien und zwar  $\propto (1+z)^{-2}$  (siehe Gln. (5.37-5.39)). Dies kann man auch gut beim Vergleich der Standardkurve (schwarze Kurve) mit der Kurve  $z = 1$  (blau gestrichelte Kurve) erkennen. Nehmen wir nun an, dass die Luminosität den Standardwert hat, aber Gl. (5.51) trotzdem gelten soll, so können wir aus Gl. (5.51) die Rotverschiebung berechnen. Wir erhalten die blau gepunktete Kurve in Abb. 5.9 rechts unten, die zwischen den Kurven  $z = 2.15$  und  $z = 1$  liegt. Im zweiten Fall, in dem die Luminosität mit Gl. (5.51) aus der Rotverschiebung berechnet wird, verwenden wir drei verschiedene Rotverschiebungen  $z = 0.1, 1$  und  $2.15$ . Wir stellen fest, dass der Neutrinofluss umso höher ist, je größer die Rotverschiebung ist. Dies liegt daran, dass aus Gl. (5.51) direkt folgt, dass die Luminosität für gleiche Fluenz bei größerer Rotverschiebung größer wird. Da die Normierung proportional zur Luminosität ist (siehe Gl. (5.46)), erhöht sich das Neutrinospektrum. Auf Grund der Abhängigkeit der Knickenergie durch Synchrotronverluste von der Luminosität verschiebt sich auch die Knickenergie zu niedrigeren Energien bei größerer Rotverschiebung. Genau das ist in Abb. 5.9 unten rechts zu erkennen. Es ist dabei anzumerken, dass für  $z = 2.15$  und  $z = 1$  der Fluss durch einen Gammablitzz (GRB090408B) dominiert ist. Dieser Ausbruch zeichnet sich dadurch aus, dass er eine hohe Fluenz und eine kurze Dauer hat (siehe Tab. C.2) und deshalb zu einer hohen Luminosität führt. Dadurch, dass die Kurve für  $z = 1$  oberhalb der Standardkurve liegt, schließen wir, dass die Luminosität von GRB090408B für  $z = 1$  noch größer als die Standardluminosität ist. Aus der Diskussion ist klar geworden, dass die Wahl der Standardrotverschiebung einen großen Einfluss auf die Normierung des Neutrinospektrums hat, wenn man Gl. (5.51) berücksichtigt. Eine sinnvolle untere Grenze erhält man deshalb, wenn man lediglich die Spektren der Ausbrüche mit gemessener Rotverschiebung betrachtet. Dies ist äquivalent dazu eine kleine Rotverschiebung als Standardrotverschiebung zu verwenden. So ist das Spektrum, das man für  $z = 0.1$  erhält, gerade durch die Ausbrüche dominiert, für die die Rotverschiebung bekannt ist. Wir erkennen, dass die Messung der Rotverschiebungen vieler GRBs in diesem Zusammenhang extrem wichtig ist.

Wir haben gesehen, dass die Unsicherheiten, die in den astrophysikalischen Parametern liegen, zu großen Unsicherheiten in der Vorhersage der Neutrinoflüsse führen. Jedoch können auch durch die Messung der Neutrinoflüsse, beziehungsweise das Setzen von Limits an die Neutrinoflüsse, astrophysikalische Parameter im Rahmen des Feuerball-Modells beschränkt werden.



**Abbildung 5.10.:** Verteilung von 10 000 Gammablitzen als Funktion der Rotverschiebung (Histogramm) und der relative Beitrag zum diffusen Fluss als Funktion der Rotverschiebung (durchgezogene Kurve). Die gestrichelte Kurve zeigt die exakte Verteilungsfunktion, die der Sternentstehungsrate von Hopkins und Beacom [158] mit der Korrektionsfunktion von Kistler et al. [159] folgt. Aus [121].

Um Vorhersagen von Neutrinoströmen spezieller Samples mit verschiedenen experimentellen Grenzen zu vergleichen beziehungsweise mit dem Fluss kosmischer Strahlung, ist es notwendig, die Vorhersage in einen diffusen Neutrinoström umzurechnen. Dabei nimmt man an, dass 667 gleichförmig verteilte Ausbrüche pro Jahr<sup>5</sup> stattfinden [15]. Der diffuse Fluss für das IC40-Sample erhält man dann mit folgender Formel:

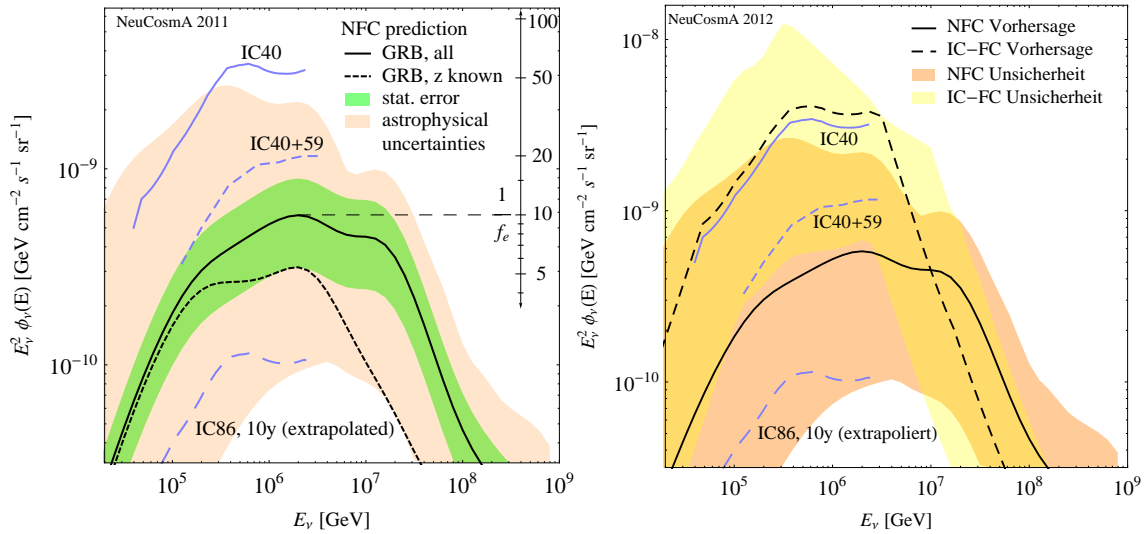
$$\phi_\nu(E_\nu) = F_\nu(E_\nu) \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{1}{117} \cdot \frac{667 \text{ bursts}}{1 \text{ y}}. \quad (5.53)$$

Jedoch führt man durch diese Extrapolation auf einen quasi-diffusen Fluss einen statistischen Fehler ein, wie in [121] ausführlich diskutiert wird. Kurz zusammengefasst wird in der Referenz die Auswirkung von Parameterverteilungen auf den quasi-diffusen Fluss untersucht. Es werden dabei Verteilungen der Rotverschiebung  $z$ , des Lorentzfaktors  $\Gamma$  und des Magnetfeldes  $B$  untersucht. Es stellt sich heraus, dass der größte Beitrag zu dem diffusen Fluss eines Samples von Ausbrüchen nicht von dem Maximum der Verteilung der Parameter herrührt. Nimmt man beispielsweise eine Rotverschiebungsverteilung von GRBs an, die der Sternentstehungsrate folgt, so liegt das Maximum der Verteilung bei  $z \approx 2 - 3$ . Der Hauptbeitrag zum

---

<sup>5</sup>Die Zahl 667 kommt daher, dass man annimmt, dass 1000 Ausbrüche pro Jahr stattfinden und zwei Drittel davon lange Blitze sind.





**Abbildung 5.11.:** Die Unsicherheiten der Vorhersage des diffusen Neutrino fluxes im Rahmen des Feuerball-Modells für das numerische Modell (NFC, links) und die IceCube-Methode (IC-FC rechts). Zusätzlich zu den astrophysikalischen Unsicherheiten (orange Fläche) ist für die numerische Methode der statistische Fehler auf Grund der Extrapolation auf einen diffusen Fluss (grüne Fläche) dargestellt. Die Vorhersage für die Summe aller Ausbrüche mit gemessener Rotverschiebung ist durch die schwarze gestrichelte Kurve gezeigt. Die experimentellen Ausschlussgrenzen für verschiedene Konfigurationen sind durch die durchgezogenen Kurven dargestellt. Linke Darstellung aus [160].

diffusen Fluss kommt jedoch von Ausbrüchen mit  $z \approx 1$  (siehe Abb. 5.10). Der Grund dafür ist, dass  $E^2\phi_\nu$  mit  $d_L^{-2}$  skaliert, wobei  $d_L$  die Luminositätsdistanz ist. Das heißt also, je näher der Ausbruch ist, desto höher ist der Fluss bei gleichartigen Ausbrüchen. In Kombination mit der Rotverschiebungsverteilung führt dies zu dem Hauptbeitrag bei  $z \approx 1$ .

In Abb. 5.10 erkennen wir, dass die Statistik für  $z \approx 1$  relativ gering ist und für kleine Sample hohe Fluktuationen erwartet werden können. In der Referenz werden diese Fluktuationen quantifiziert und man erhält für ein Sample mit 100 Ausbrüchen allein durch die Rotverschiebungsverteilung einen statistischen Fehler von 50%. Im Fall der IceCube-Analyse beinhaltet das Sample 117 Ausbrüche, so dass der Fehler mit 50% abgeschätzt werden kann.

Dieses Ergebnis ist in der linken Darstellung von Abb. 5.11 durch das grüne Fehlerband gekennzeichnet. Das orange Fehlerband bezeichnet die Unsicherheiten durch die in Abb. 5.9 dargestellten astrophysikalischen Unsicherheiten. Als größten Wert für  $\Gamma$  verwenden wir hier 500, da der Neutrino flux durch GRBs mit kleinem  $\Gamma$  dominiert ist. Solange etwa jeder fünfte Ausbruch den Standardlorentzfaktor von

$\approx 300$  hat, bleibt der quasidiffuse Fluss innerhalb des Unsicherheitenbandes<sup>6</sup>. Blitze mit hohen Lorentzfaktoren, die durch Detektionen im *Fermi* LAT erkannt werden, machen nur einen Anteil an etwa 6% der gemessenen Blitze aus [161], so dass die Begrenzung auf  $\Gamma \lesssim 500$  sinnvoll ist. Ferner ist die Kurve für die Ausbrüche mit gemessener Rotverschiebung als gestrichelte Kurve gezeigt. Anhand der eingezeichneten Limits können wir sehen, dass die IC40-Analyse das Feuerball-Modell noch nicht beschränkt. Die kombinierte Grenze aus IC40 und IC59 schneidet bereits in die Unsicherheiten ein. Das bedeutet, dass nicht alle GRBs kleine  $\Gamma$ -Faktoren und kurze Variabilitätszeiten haben. Bei einer Messzeit von zehn Jahren kann das volle IceCube-Experiment IC86 die Standardwerte ausschliessen und das Verhältnis von Protonen zu Elektronen  $1/f_e$  stark beschränken. Der Parameter  $f_e$  ist ein wichtiger Parameter für die Verbindung von Protonen in der kosmischen Strahlung zu Neutrinos. In zukünftigen Analysen, in denen die Verbindung zu den hoch energetischen Teilchen der kosmischen Strahlung näher untersucht werden soll (ähnlich zu Ahlers et al. [162]), kann mit Hilfe dieses Parameters das Paradigma geprüft werden, dass GRBs die Quellen der kosmischen Strahlung höchster Energien sind.

Die gleiche Analyse bezüglich der astrophysikalischen Unsicherheiten führen wir für die IceCube-Methode durch. In diesem Fall variieren wir die Variabilitätszeit, den Lorentzfaktor und die Energie in Elektronen im Vergleich zur Energie im Magnetfeld in denselben Bereichen wie für das numerische Modell. Es ergibt sich das helle Unsicherheitenband im rechten Feld von Abb. 5.11. Wir erkennen, dass die Vorhersage des numerischen Modells zu großen Teilen unterhalb des Unsicherheitenbandes der IceCube-Methode ist. Der geringe Fluss im numerischen Modell kann also nicht durch die Variation der Parameter  $t_v$ ,  $\epsilon_e/\epsilon_B$  oder  $\Gamma$  in der IceCube-Methode erzeugt werden.

---

<sup>6</sup>Bei Dominanz der Blitze mit Standardlorentzfaktor folgt aus Gl. (5.53), dass der quasidiffuse Fluss mit dem Anteil der Standardblitze zu allen Blitzen skaliert. Um einen Neutrinofluss zu erhalten, der mehr als einen Faktor  $\approx 6$  unterhalb des Standardflusses liegt (siehe Kurve  $\Gamma = 500$  in Abb. 5.9 unten rechts), darf nur maximal jeder fünfte Ausbruch den Standardlorentzfaktor haben. Alle anderen Blitze benötigen einen höheren Lorentzfaktor (die Normierung skaliert mit  $\Gamma^{-4}$ ), um nicht signifikant zum Gesamtfluss beizutragen.

---

## 6. Zusammenfassung und Ausblick

Durch die Fertigstellung von IceCube am Südpol, dem ersten Neutrino-Teleskop mit einem Volumen von  $1 \text{ km}^3$ , dringen die experimentellen Grenzen an den hochenergetischen astrophysikalischen Neutrino-Fluss in die Regionen der Vorhersagen der Quellmodelle ein. Es ist also notwendig, die Annahmen und die Unsicherheiten in den Berechnungen kritisch zu untersuchen, um aus den experimentellen Ergebnissen die richtigen Schlüsse zu ziehen. So hat sich durch die detaillierte Betrachtung der Vorhersagen für Neutrinos aus Gammablitz in dieser Arbeit gezeigt, dass die Aussage der IceCube-Kollaboration bezüglich des Ausschlusses des Feuerball-Modells keinen Bestand hat, da die vorhergesagten Neutrino-Flüsse dort durch grobe Näherungen in der Berechnung stark überschätzt werden. Um zu diesem Ergebnis zu kommen, haben wir in dieser Arbeit die Produktion von Neutrinos in photohadronischen Wechselwirkungen im astrophysikalischen Umfeld aus der teilchenphysikalischen Perspektive betrachtet.

Zu diesem Zweck haben wir ein numerisches Modell erstellt, das aus einem Photon- und einem Protonenspektrum ein Neutrinospektrum bestimmt. Dafür haben wir zunächst die einzelnen Komponenten des Produktionsprozesses betrachtet, beginnend mit einer Beschreibung der photohadronischen Wechselwirkungen. Diese neue Beschreibung, basierend auf dem Monte-Carlo-Code SOPHIA, ermöglicht eine effektive und dabei genaue Beschreibung der Wechselwirkungen für Photon- und Protonenspektren, die einem Potenzgesetz folgen. Es wird dabei nicht nur die  $\Delta(1232)$ -Resonanz berücksichtigt, sondern zusätzliche Pionproduktionskanäle wie höhere Resonanzen, direkte Produktion und Multipion-Produktion. Weiterhin ist eine einfache Beschreibung der Produktion positiv geladener Kaonen und die Produktion von Neutronen implementiert. Wir haben gesehen, dass für die drei Beispielspektren in Abschnitt 3.1.2 die zusätzlichen Produktionskanäle eine relevante Rolle für die Spektren der geladenen Pionen spielen, da die Beiträge durch die Resonanzen das Spektrum nicht dominieren. Des Weiteren hat sich gezeigt, dass der Anteil an negativ geladenen Pionen, die in der  $\Delta(1232)$ -Näherung überhaupt nicht produziert werden, nicht vernachlässigbar ist. Um das Neutrinospektrum aus den Pion-, Kaon- und Neutronenspektren zu erhalten, haben wir die Zerfälle der Pionen, Kaonen, Neutronen und

Myonen aus den Pionzerfällen betrachtet. Da die geladenen Teilchen in magnetisierter Umgebung schon vor dem Zerfall Energie durch Synchrotronstrahlung verlieren können, haben wir diesen Effekt in Form von stationären Spektren der Sekundärteilchen berücksichtigt. Es hat sich gezeigt, dass das stationäre Spektrum bei der Energie knickt, bei der die Energieverlustrate höher ist als die Zerfallsrate. Oberhalb dieser kritischen Energie verlieren die Teilchen also schneller Energie als zu zerfallen. Dieser Knick liegt für Myonen auf Grund der geringen Masse und der langen Lebensdauer bei den kleinsten Energien und bei Kaonen auf Grund der großen Masse und kurzen Lebensdauer bei den größten Energien. Für die Neutrinos aus den verschiedenen Zerfällen ergibt sich dadurch eine spektrale Aufspaltung je nach Mutterteilchen. Da Neutrinos mischen, haben wir zur Bestimmung der Neutrinospektren auf der Erde Flavor-Mischung betrachtet. Das hier vorgestellte numerische Modell kann man für verschiedenste astrophysikalische Quellen verwenden. Je nach Quelle werden passende Anfangsphoton- und -protonspektren und Energieverlustmechanismen gewählt. In dieser Arbeit haben wir zwei Anwendungen dieses numerischen Modells betrachtet.

Die erste Anwendung ist die Einführung eines generischen Modells astrophysikalischer Neutrinos in Kapitel 4. Das generische Modell beschreibt Quellen, in denen Protonen und Elektronen miteinander beschleunigt werden. Die Protonen wechselwirken mit den Synchrotronphotonen der Elektronen und produzieren Pionen, Kaonen und Neutronen. Die betrachteten Energieverluste für die geladenen Teilchen sind Synchrotronverluste und Verluste auf Grund von adiabatischer Expansion. Es wird angenommen, dass die in den photohadronischen Prozessen produzierten Neutronen zerfallen ohne vorher wechselzuwirken. Die Parameter des Modells sind das Magnetfeld in der Quelle, der Radius der Quelle, die Beschleunigungseffizienz, der Index des Injektionsspektrums von Protonen und Elektronen, sowie deren minimale Energie. Die ersten beiden Parameter - das Magnetfeld und den Radius - haben wir im Parameterraum des Hillas-Plots variiert, wohingegen die anderen vier Parameter fixiert wurden. Bei der Betrachtung der Flavor-Verhältnisse hat sich gezeigt, dass lediglich für große Radien und kleine Magnetfelder die üblicherweise angenommene Pion-Quelle mit einem Flavor-Verhältnis von  $(\nu_e:\nu_\mu:\nu_\tau)=(1:2:0)$  vorliegt. Für Magnetfelder  $\gtrsim 1$  kG verändert sich das Flavor-Verhältnis als Funktion der Energie zum Beispiel von Pion-Quelle zu Myon gedämpfter Quelle für große Radien und mittlere Magnetfelder. In diesem Fall werden die Neutrinos aus Myonzerfällen bei hohen Energien durch die stärkeren Synchrotronverluste unterdrückt. Wir haben ferner eine Region bei kleinen Radien und mittleren Magnetfeldern gefunden, in der für niedrige Energien eine Myon-Quelle und für hohe eine Myon gedämpfte Quel-

---

le vorliegt. Für sehr hohe Magnetfelder werden die geladenen Sekundärteilchen so stark gedämpft, dass die Neutrinos aus Neutronzerfällen den Neutrinofluss dominieren und eine Neutron-Quelle vorliegt. Weiterhin haben wir mit Hilfe des generischen Modells den Unterschied im Neutrinospektrum bei der Verwendung eines Ein-Zonen- im Vergleich zu einem Zwei-Zonen-Modell untersucht. Im Fall des Zwei-Zonen-Modells werden die Elektronen und Protonen in einer Zone beschleunigt. In der zweiten Zone finden dann die Wechselwirkungen und die Energieverluste statt, so dass das stationäre Spektrum eine andere Form haben kann als das Injektionspektrum. Im Ein-Zonen-Modell finden Wechselwirkungen, Energieverluste und Beschleunigung in einer Zone statt, so dass sich das stationäre Spektrum in der Form nicht vom Injektionspektrum unterscheidet. Es hat sich gezeigt, dass sich die Form der Neutrinospektren ändert und dass der Beitrag von Neutrinos aus Neutronzerfällen im Ein-Zonen-Modell geringer wird, wodurch sich die Klassifizierung für zwei der betrachteten Testpunkte geändert hat. Das hier vorgestellte generische Modell wurde ferner in [163] dazu verwendet, die Effekte von neuer Physik auf den Neutrinofluss astrophysikalischer Neutrinos zu untersuchen und in [164] zur Untersuchung der Sensitivität von IceCube für Quellen im Hillas-Plot.

Die zweite Anwendung des numerischen Modells in Kapitel 5 sind Gammablitzte. Da die aktuellen experimentellen Grenzen von IceCube in die Regionen der theoretischen Vorhersagen eindringen, ist es sinnvoll, die auf groben Abschätzungen basierenden theoretischen Vorhersagen zu überprüfen. Wir haben deshalb mit Hilfe des numerischen Modells die erwarteten Neutrino Flüsse aus den beobachteten Photonflüssen berechnet. Dazu haben wir zunächst das Photon- und das Protonenspektrum im Ruhesystem des Schocks im Rahmen des Feuerball-Modells aus den gemessenen Parametern bestimmt. Unter Berücksichtigung von adiabatischen Verlusten und Synchrotronverlusten haben wir die Neutrinospektren im Ruhesystem des Schocks bestimmt, aus denen die zu beobachtenden Neutrinospektren berechnet wurden. Es hat sich herausgestellt, dass die theoretischen Vorhersagen, basierend auf groben Abschätzungen, den Neutrinofluss um etwa eine Größenordnung überschätzen. Für die Ergebnisse der IC40-Analyse bedeutet dies, dass das Feuerball-Modell als solches nicht ausgeschlossen ist. Dies lässt sich auch auf die Ergebnisse der aktuellen IC40+59-Analyse übertragen. Wir haben weiterhin die Unsicherheiten aufgezeigt, mit denen die Bestimmung des quasi-diffusen Flusses belastet ist. Zum einen ergibt sich ein systematischer Fehler durch die Extrapolation eines kleinen Samples auf einen quasi-diffusen Fluss und zum anderen eine große Unsicherheit infolge der Unsicherheiten in den astrophysikalischen Parametern. Wir haben gesehen, dass diese Unsicherheiten dazu führen, dass für den Fall großer Lorentzfaktoren  $\gtrsim 500$  der voll

installierte IceCube-Detektor nach 10 Jahren das Feuerball-Modell nicht ausschließen kann. Für Standardparameter von Gammablitzes ist es jedoch möglich, den Anteil der Baryonen im Jet nach 10 Jahren zu beschränken. Dieser Parameter ist wichtig für die Verbindung zur kosmischen Strahlung.

Für die Zukunft ist es mit Sicherheit von Interesse die Verbindung von kosmischer Strahlung und Neutrinos genauer zu betrachten, um der Frage auf den Grund zu gehen, ob Gammablitzes die Quellen der hochenergetischen kosmischen Strahlung sind. Die kosmische Strahlung kann einerseits durch Protonen, die aus der Quelle entkommen, bestehen oder aber auch durch Neutronen, die in photohadronischen Wechselwirkungen produziert werden und außerhalb der Quelle zerfallen. Im ersten Fall spielen die Eigenschaften der Quelle eine relevante Rolle, die ein Verlassen der Protonen ermöglichen, sowie die Anzahl an Protonen in der Quelle. Im zweiten Fall ist die kosmische Strahlung direkt an den Neutrinofluss gekoppelt, da Neutronen in photohadronischen Prozessen stets mit geladenen Pionen produziert werden. Jedoch passt die einfache Annahme, dass pro Myon neutrino auf der Erde ein Neutron erzeugt wird, nicht mehr, sobald nicht nur die Ein-Pion-Produktion betrachtet wird. Eine weitere interessante Anwendung des numerischen Modells ist in diesem Zusammenhang die Berechnung von kosmischen Neutrinos aus der Wechselwirkung der höchstenergetischen Protonen mit dem Mikrowellenhintergrund während der Propagation zur Erde. Ferner können auch Effekte durch neue Physik, wie zum Beispiel Neutrinozerfall, auf den diffusen Fluss untersucht werden.

Insgesamt lässt sich sagen, dass das Gebiet der hochenergetischen astrophysikalischen Neutrinos derzeit sehr interessant ist, da durch den aktuellen Stand der Experimente eine detaillierte Betrachtung auf dem Gebiet der „multimessenger“-Physik notwendig ist. Auch die Detektion der zwei Hochenergie-Events im IceCube-Detektor deutet auf eine spannende Zukunft der Neutrinoastronomie hin.

---

# A. Photohadronische Wechselwirkungen

In diesem Kapitel beschreiben wir im ersten Abschnitt die Details der neuen effektiven Beschreibung photohadronischer Wechselwirkungen und im zweiten den Vergleich der effektiven Beschreibung mit den Ergebnissen von SOPHIA anhand dreier Beispielspektren (siehe auch [108]). Im Folgenden ist  $c = 1$  gesetzt.

## A.1. Eine neue effektive Beschreibung

Wir betrachten hier die Bestimmung der verschiedenen Wechselwirkungstypen und ihrer Eigenschaften. Dazu betrachten wir zunächst die drei Produktionsprozesse resonante, direkte und Multipion-Produktion im Detail. Danach gehen wir kurz auf die Produktion positiv geladener Kaonen sowie Neutronen ein.

Wir beginnen hier mit der resonanten Pionproduktion. Die Hauptresonanz der photohadronischen Prozesse ist die  $\Delta(1232)$ -Resonanz, die in den  $\Delta$ -Resonanz-Näherungen verwendet wird. Der Prozess kann folgendermaßen beschrieben werden:

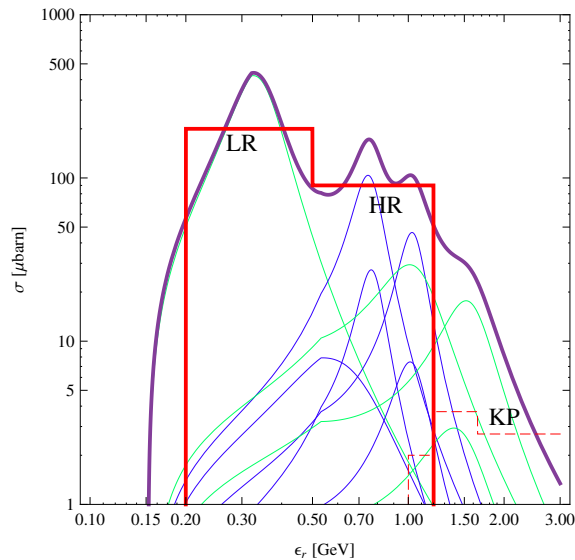
$$p + \gamma \xrightarrow{\Delta(1232)} p' + \pi, \quad (\text{A.1})$$

wobei ein neutrales Pion produziert wird, wenn  $p' = p$ , und sonst ein positiv geladenes Pion. Dieser Prozess findet auch für die höheren Resonanzen statt, jedoch sind dort auch noch die folgenden beiden von uns betrachteten Prozesse möglich

$$\gamma + p \xrightarrow{\Delta, N} \Delta' + \pi, \quad \Delta' \rightarrow p' + \pi' \quad (\text{A.2})$$

$$\gamma + p \xrightarrow{\Delta, N} \rho + p', \quad \rho \rightarrow \pi + \pi', \quad (\text{A.3})$$

in denen zwei Pionen produziert werden. Wir vernachlässigen hier den Zerfall in  $\eta$ , da dieser nur zu einem sehr geringen Beitrag führt und weiterhin hauptsächlich neutral in  $\gamma\gamma$  beziehungsweise  $3\pi^0$  zerfällt [165]. Der Wechselwirkungsquerschnitt für die Anregung und den Zerfall von Resonanzen beschreibt man durch die Breit-



**Abbildung A.1.:** Resonanter Wirkungsquerschnitt und vereinfachter Wirkungsquerschnitt des Modells Sim-B. Darstellungen aus Referenz [108]

Wigner-Formel

$$\begin{aligned}
\sigma_{\text{BW}}^{\text{IT}}(\epsilon_r) &= \frac{s}{(s - m_p^2)^2} \frac{4\pi(2J + 1)B_\gamma B_{\text{out}} s \Gamma^2}{(s - M^2)^2 + s \Gamma^2} \\
&= B_{\text{out}}^{\text{IT}} \frac{s}{\epsilon_r^2} \frac{\sigma_0^{\text{IT}} (\Gamma^{\text{IT}})^2 s}{(s - (M^{\text{IT}})^2)^2 + (\Gamma^{\text{IT}})^2 s}
\end{aligned} \tag{A.4}$$

mit  $s(\epsilon_r) = m_p^2 + 2m_p \epsilon_r$ ,  $B_{\text{out}}^{\text{IT}}$  dem Verzweigungsverhältnis und  $J$  dem Spin,  $M$  der Masse und  $\Gamma$  der Breite der Resonanz. Für schmale Resonanzen kann der Wirkungsquerschnitt auch durch eine  $\delta$ -Funktion in  $\epsilon_r$  genähert werden. Das bedeutet, dass wir mit der Näherung einer konstanten Multiplizität und einer Konstanten  $\chi^{\text{IT}}$ , wie sie für die Faktorisierung der Responsefunktion nötig ist, keinen großen Fehler machen, wenn wir die einzelnen Resonanzen als einzelne Wechselwirkungstypen betrachten. Dies entspricht Modell Sim-A in [108].

Die Kinematik des Prozesses in Gl. (A.1) kann als Zwei-Körper-Prozess beschrieben werden. Wir folgen hier der Beschreibung in Referenz [166] für  $E_\gamma \ll E_p$ . Die Pionenergie kann der Pionenergie  $E_\pi^{\text{SPS}}$  im Schwerpunktsystem durch folgende Gleichung zugeordnet werden

$$E_\pi = \gamma_{\text{SPS}} E_\pi^{\text{SPS}} (1 + \beta_\pi^{\text{SPS}} \cos \theta_\pi) = E_p \frac{E_\pi^{\text{SPS}}}{\sqrt{s}} (1 + \beta_\pi^{\text{SPS}} \cos \theta_\pi) \tag{A.5}$$

mit  $p_\pi^{\text{SPS}}$  dem Pionimpuls und  $\theta_\pi$  dem Emissionswinkel im Schwerpunktsystem (SPS).



---

Die Pionenergie im Schwerpunktsystem ist durch [107]

$$E_{\pi}^{\text{SPS}} = \frac{s - m_p^2 + m_{\pi}^2}{2\sqrt{s}} \quad (\text{A.6})$$

bei einem Zwei-Körper-Zerfall gegeben. Der Anteil der Protonenergie, der in das Pion übergeht, ist folglich als Funktion des Emissionswinkels und der Photonenergie im PRF durch folgende Gleichung beschrieben:

$$\chi(\epsilon_r) = \frac{s(\epsilon_r) - m_p^2 + m_{\pi}^2}{2s(\epsilon_r)} (1 + \beta_{\pi}^{\text{SPS}} \cos \theta_{\pi}). \quad (\text{A.7})$$

Den Anteil der Protonenergie, der in das erste beziehungsweise zweite Pion in Gl. (A.2) geht, ist in Referenz [165] bestimmt worden zu

$$\chi_a(\epsilon_r) = \frac{s(\epsilon_r) - m_{\Delta}^2 + m_{\pi}^2}{2s(\epsilon_r)} (1 + \beta_{\pi}^{\text{SPS}} \cos \theta_{\pi}), \quad (\text{A.8})$$

$$\chi_b(\epsilon_r) = \frac{s(\epsilon_r) - m_{\pi}^2 + m_{\Delta}^2}{2s(\epsilon_r)} \frac{m_{\Delta}^2 - m_p^2 + m_{\pi}^2}{2m_{\Delta}^2} (1 + \beta_{\Delta}^{\text{SPS}} \cos \theta_{\Delta}) \quad (\text{A.9})$$

mit  $m_{\Delta}$  der Masse der Resonanz  $\Delta(1232)$ . Für die Energie der Pionen in Gl. (A.3) erhält man

$$\chi(\epsilon_r) = \frac{1}{2} \frac{s(\epsilon_r) - m_p^2 + m_{\rho}^2}{2s(\epsilon_r)} (1 + \beta_{\rho}^{\text{SPS}} \cos \theta_{\rho}) = \frac{K}{2}, \quad (\text{A.10})$$

wobei  $m_{\rho} \simeq 775 \text{ MeV}$ . Bei resonanter Produktion kann der Kosinus des mittleren Emissionswinkels unter der Annahme isotroper Emission im SPS durch  $\cos \theta \simeq 0$  genähert werden, siehe [165]. Wir können also nun für die einzelnen Resonanzen die zugehörigen  $\chi$ -Werte bestimmen, wobei wir für  $\epsilon_r$  die Position der Resonanz verwenden.

Da die Betrachtung jeder einzelnen Resonanz als eigenen Wechselwirkungstypen zu 28 Wechselwirkungstypen führt und damit zu einer langsamen Berechnung, führen wir ein zweites Modell ein, das etwas ungenauer, dafür aber viel schneller ist. Es ist das Modell Sim-B in [108]. Der in diesem Modell verwendete Wechselwirkungsquerschnitt ist in Abb. A.1 als rote Kurve dargestellt. Mit dem Wechselwirkungsquerschnitt können wir nun die Funktion  $f$  in Gl. (3.8) bestimmen. Es ergibt

IT	$\epsilon_r$ -Bereich [GeV]	$\sigma$ [ $\mu\text{barn}$ ]	$M_{\pi^0}$	$M_{\pi^+}$	$M_{\pi^-}$	$M_n$	K
			$\chi_{\pi^0}$	$\chi_{\pi^+}$	$\chi_{\pi^-}$	$M_p$	
LR	0.2 ... 0.5	200	2/3	1/3	-	1/3	0.22
			0.22	0.22	-	2/3	
HR	0.5 ... 1.2	90	0.47	0.77	0.34	0.43	0.39
			0.26	0.25	0.22	0.57	

**Tabelle A.1.:** Parameter für die genäherte resonante Pionproduktion. Aus [108].

sich:

$$f^{\text{LR}} = \begin{cases} 0 & 2y < 0.2 \text{ GeV} \\ 200 \mu\text{barn} \left(1 - \frac{(0.2 \text{ GeV})^2}{(2y)^2}\right) & 0.2 \text{ GeV} \leq 2y < 0.5 \text{ GeV} \\ 200 \mu\text{barn} \left(\frac{(0.5 \text{ GeV})^2 - (0.2 \text{ GeV})^2}{(2y)^2}\right) & 2y \geq 0.5 \text{ GeV} \end{cases} \quad (\text{A.11})$$

$$f^{\text{HR}} = \begin{cases} 0 & 2y < 0.5 \text{ GeV} \\ 90 \mu\text{barn} \left(1 - \frac{(0.5 \text{ GeV})^2}{(2y)^2}\right) & 0.5 \text{ GeV} \leq 2y < 1.2 \text{ GeV} \\ 90 \mu\text{barn} \left(\frac{(1.2 \text{ GeV})^2 - (0.5 \text{ GeV})^2}{(2y)^2}\right) & 2y \geq 1.2 \text{ GeV} \end{cases} \quad (\text{A.12})$$

Im Kontrast zu anderen Näherungen, wie zum Beispiel in [2, 47, 53], wird nicht nur die  $\Delta$ -Resonanz als resonanter Wechselwirkungstyp verwendet (hier mit LR bezeichnet), sondern zusätzlich ein zweiter Typ eingeführt, der die höheren Resonanzen und ihre Eigenschaften beinhaltet (hier mit HR bezeichnet). Zwar wird in dem Modell von Waxman und Bahcall durch das Verzweigungsverhältnis von 1:1 für geladene und neutrale Pionen berücksichtigt, dass die höheren  $N$ -Resonanzen im Verhältnis  $\pi^0 : \pi^+ = 1 : 2$  zerfallen, jedoch wird die Produktion von negativ geladenen Pionen in der 2-Pion-Produktion nicht einbezogen. Diese berücksichtigen wir im Wechselwirkungstypen HR. Die Eigenschaften der beiden Wechselwirkungstypen sind in Tab. A.1 zusammengefasst. Wir erkennen, dass der Wechselwirkungstyp LR die Eigenschaften der  $\Delta$ -Resonanz besitzt, mit einem Verzweigungsverhältnis von  $(\pi^0 : \pi^+) = (2 : 1)$ . Für den Wechselwirkungstypen HR ergibt sich im Mittel die Produktion von 1.5 Pionen, was deutlich macht, dass 2-Pion-Produktion hier eine große Rolle spielt. Des Weiteren zeigt sich, dass die Produktion von negativen Pionen nicht zu vernachlässigen ist. Die Pionspektren aus resonanter photohadronischer Wechselwirkung können also mit den Parametern in Tab. A.1 und den Gln. (A.11), (A.12) und (3.9) berechnet werden.

Wenden wir uns nun der direkten Pionproduktion zu. Für Protonen als Ausgangsteilchen ist die direkte Pionproduktion sowohl im t-Kanal als auch im u-Kanal mög-

lich. Jedoch skaliert der Wechselwirkungsquerschnitt mit dem Quadrat der inversen Masse des virtuellen Teilchens. Das bedeutet, dass der u-Kanal mit einem Proton als Austauscheteilchen im Vergleich zum t-Kanal mit dem Pion als Austauscheteilchen stark unterdrückt ist. Aus diesem Grund können wir hier den Beitrag des u-Kanals vernachlässigen. Den Wechselwirkungsquerschnitt für die direkte Ein-Pion- (T1) und Zwei-Pion-Produktion (T2) übernehmen wir aus SOPHIA. Der direkte Querschnitt wurde durch Fits an die Differenz aus Messwerten und resonanten Wechselwirkungsquerschnitten bestimmt. Es ergibt sich:

$$\sigma^{\text{T1}}(\epsilon_r) = 92.7 \text{Pl}(\epsilon_r, 0.152, 0.25, 2) + 40 \exp\left(-\frac{(\epsilon_r - 0.29)^2}{0.002}\right) - 15 \exp\left(-\frac{(\epsilon_r - 0.37)^2}{0.002}\right) \quad (\text{A.13})$$

$$\sigma^{\text{T2}}(\epsilon_r) = 37.7 \text{Pl}(\epsilon_r, 0.4, 0.6, 2) \quad (\text{A.14})$$

mit

$$\text{Pl}(\epsilon_r, \epsilon_{\text{th}}, \epsilon_{\text{max}}, \alpha) = \begin{cases} 0 & \epsilon_r \leq \epsilon_{\text{th}} \\ \left(\frac{\epsilon_r - \epsilon_{\text{th}}}{\epsilon_{\text{max}} - \epsilon_{\text{th}}}\right)^{A-\alpha} \left(\frac{\epsilon_r}{\epsilon_{\text{max}}}\right)^{-A} & \text{sonst.} \end{cases} \quad (\text{A.15})$$

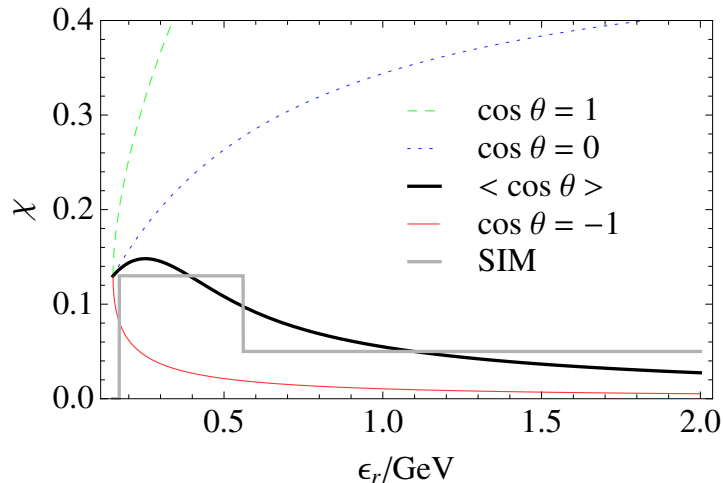
Die Kinematik können wir mit den Gln. (A.7)-(A.9) berechnen. In der direkten Produktion werden die Pionen hauptsächlich in Rückwärtsrichtung im SPS ausgesendet. Man kann als einfachste Näherung als mittleren Winkel  $\cos\theta = -1$  verwenden. Etwas präziser wird es, wenn man die Verteilung der Mandelstam-Variablen  $t$  - das Quadrat des Viererimpulsübertrags - berücksichtigt. Wir zeigen den Effekt der Berücksichtigung von  $t$  am Beispiel der Ein-Pion-Produktion. Für Ein-Pion-Produktion ist  $t$  als Funktion von  $\cos\theta$  durch

$$t(\cos\theta_\pi) = m_p^2 - 2 \frac{s + m_p^2}{2\sqrt{s}} \frac{s + m_p^2 - m_\pi^2}{2\sqrt{s}} - 2 \frac{s - m_p^2}{2\sqrt{s}} \sqrt{\left(\frac{s + m_p^2 - m_\pi^2}{2\sqrt{s}}\right)^2 - m_p^2} \cos\theta_\pi \quad (\text{A.16})$$

gegeben. Die Verteilung von  $t$  kann für kleine  $|t|$  durch:

$$\frac{dP}{dt} = b \frac{e^{bt(\cos\theta_\pi)}}{e^{bt(-1)} - e^{bt(1)}} \quad (\text{A.17})$$

mit  $b \approx 12 \text{ GeV}^{-2}$  [10] beschrieben werden. Wir wandeln die Verteilung in Gl. (A.17) mit Gl. (A.16) in eine Wahrscheinlichkeitsverteilung von  $\cos\theta_\pi$  um, die wir dann mit der kinetischen Gleichung Gl. (A.7) falten. So erhalten wir das mittlere  $\chi$ . In Abb. A.2 ist  $\chi$  als Funktion der Photonenergie im PRF für verschiedene Annahmen bezüglich  $\cos\theta_\pi$  gezeigt. Vergleichen wir beispielsweise die dicke schwarze Kurve



**Abbildung A.2.:** Anteil der Protonenergie, die in das Pion geht  $\chi$  als Funktion von  $\epsilon_r$  für direkte Ein-Pion-Produktion für verschiedene Werte des Emissionswinkels  $\cos \theta$ . Aus [108].

IT	$\epsilon_{\min}^{\text{IT}}$ [GeV]	$\epsilon_{\max}^{\text{IT}}$ [GeV]	$\chi$	K	$M_{\pi^0}$	$M_{\pi^+}$	$M_{\pi^-}$
T <sub>1L</sub>	0.17	0.56	0.13	0.13	-	1	-
T <sub>1M</sub>	0.56	10	0.05	0.05	-	1	-
T <sub>1H</sub>	10	$\infty$	0.001	0.001	-	1	-
T <sub>2aL</sub>	0.4	1.58	0.08	0.28	-	$\frac{1}{4}$	$\frac{3}{4}$
T <sub>2aM</sub>	1.58	10	0.02	0.22	-	$\frac{1}{4}$	$\frac{3}{4}$
T <sub>2aH</sub>	10	$\infty$	0.001	0.201	-	$\frac{1}{4}$	$\frac{3}{4}$
T <sub>2b</sub>	0.4	$\infty$	0.2	-	$\frac{1}{6}$	$\frac{3}{4}$	$\frac{1}{12}$

**Tabelle A.2.:** Parameter für die genäherte direkte Pionproduktion. Die Inelastizität  $K$  für  $T_{2b}$  ist in  $T_{2a}$  beinhaltet. Aus [108].

mit der dünnen Kurve, so erkennen wir den Unterschied zwischen der Annahme, dass der mittlere Winkel der Wahrscheinlichkeitsverteilung in Gl. (A.17) folgt, und der Annahme, dass  $\theta = 180^\circ$ . Wir stellen fest, dass die Verwendung der einfachen Näherung ( $\theta = 180^\circ$ ) den Wert von  $\chi$  unterschätzt. Was wir weiterhin wahrnehmen ist, dass es für das einfache Modell in Gl. (3.9) schwer ist, einen energieunabhängigen Wert von  $\chi$  zu wählen, da der Wechselwirkungsquerschnitt der direkten Produktion nicht stark gepeakt ist. Deshalb definieren wir jeweils drei Wechselwirkungstypen für die direkte Ein-Pion- ( $T_{1L}$ ,  $T_{1M}$  und  $T_{1H}$ ) und das erste Pion der Zwei-Pion-Produktion ( $T_{2L}$ ,  $T_{2M}$  und  $T_{2H}$ ) für geringe (L), mittlere (M) und hohe (H) Energien. Die Eigenschaften der Wechselwirkungstypen sind in Tab. A.2 dargestellt.

Aus den Wechselwirkungsquerschnitten in Gln. (A.13) und (A.14) erhalten wir

für die Wechselwirkungstypen folgende Funktion  $f$ :

$$f^{\text{IT}} = \begin{cases} 0 & 2y < \epsilon_{\text{min}}^{\text{IT}} \\ \frac{1}{2y^2} (I^{\text{IT}}(2y) - I^{\text{IT}}(\epsilon_{\text{min}}^{\text{IT}})) & \epsilon_{\text{min}}^{\text{IT}} \leq 2y < \epsilon_{\text{max}}^{\text{IT}} \\ \frac{1}{2y^2} (I^{\text{IT}}(\epsilon_{\text{max}}^{\text{IT}}) - I^{\text{IT}}(\epsilon_{\text{min}}^{\text{IT}})) & 2y \geq \epsilon_{\text{max}}^{\text{IT}} \end{cases} \quad (\text{A.18})$$

mit  $I^{\text{IT}}(2y)$ :

$$I^{\text{T}_1}(2y) = \begin{cases} 0 & 2y < 0.17 \text{ GeV} \\ 35.9533 + 84.0859x + 110.765x^2 + 102.728x^3 + 40.4699x^4 & 0.17 \text{ GeV} < 2y < 0.96 \text{ GeV} \\ 30.2004 + 40.5478x + 2.03074x^2 - 0.387884x^3 + 0.025044x^4 & 2y > 0.96 \text{ GeV} \end{cases} \quad (\text{A.19})$$

$$I^{\text{T}_2}(2y) = \begin{cases} 0 & 2y < 0.4 \text{ GeV} \\ -3.4083 + \frac{16.2864 \text{ GeV}}{2y} + 40.7160 \ln(2y/\text{GeV}) & 2y \geq 0.4 \text{ GeV} \end{cases} \quad (\text{A.20})$$

und  $x \equiv \log_{10}(y/\text{GeV})$ . Mit den Parametern aus Tab. A.2 und den Gln. (A.18)-(A.20) und (3.9) können nun die Pionspektren aus der direkten Produktion berechnet werden.

Die letzte Kategorie ist die Multipion-Produktion. Wir übernehmen hier die Formel für den Wechselwirkungsquerschnitt aus SOPHIA. Er ist durch die Summe von  $\sigma^{\text{Multi-}\pi_1}$  und  $\sigma^{\text{Multi-}\pi_2}$  gegeben, wobei

$$\sigma^{\text{Multi-}\pi_1}(\epsilon_r) = 80.3 Q_f(\epsilon_r, 0.5, 0.1) s^{-0.34} \quad (\text{A.21})$$

$$\sigma^{\text{Multi-}\pi_2}(\epsilon_r) = \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\epsilon_r - 0.85}{0.69}\right) \right] (29.3 s^{-0.34} + 59.3 s^{0.095}) \quad \epsilon_r > 0.85 \quad (\text{A.22})$$

mit

$$Q_f(\epsilon_r, \epsilon_{\text{th}}^{\text{IT}}, w^{\text{IT}}) = \begin{cases} 0 & \epsilon_r \leq \epsilon_{\text{th}}^{\text{IT}}, \\ \frac{\epsilon_r - \epsilon_{\text{th}}^{\text{IT}}}{w^{\text{IT}}} & \epsilon_{\text{th}}^{\text{IT}} < \epsilon_r < w^{\text{IT}} + \epsilon_{\text{th}}^{\text{IT}}, \\ 1 & \epsilon_r \geq w^{\text{IT}} + \epsilon_{\text{th}}^{\text{IT}}. \end{cases} \quad (\text{A.23})$$

Die einfachste Beschreibung der Kinematik der Multipion-Produktion ist analog zu der von [53] gegeben mit der Annahme, dass der Hauptteil der Energie, die das Proton verliert, an drei Pionen abgegeben wird. Jedes Pion erhält dabei ein Fünftel der Protonenergie. Mit den Wechselwirkungsquerschnitten in Gln. (A.21) und (A.22)

erhalten wir die Funktion  $f$  als Funktion von  $x = \log_{10}(y/\text{GeV})$

$$\frac{\hat{f}(x)_{\pi^{+,0}}}{\mu\text{barn}} = \begin{cases} 0 & 2y < 0.5 \text{ GeV} \\ 87.5538 + 120.894x - 98.4187x^2 - \\ \quad -59.6965x^3 + 67.2251x^4 & 0.5 \text{ GeV} \leq 2y \leq 14 \text{ GeV} \\ 131.839 - 25.3296x + 10.612x^2 - \\ \quad -0.858307x^3 + 0.0493614x^4 & 2y > 14 \text{ GeV} \end{cases} \quad (\text{A.24})$$

für  $\pi^0$  und  $\pi^+$  und

$$\frac{\hat{f}(x)_{\pi^-}}{\mu\text{barn}} = \begin{cases} 0 & 2y < 1 \text{ GeV} \\ 73.9037 + 187.526x - 161.587x^2 - 206.268x^3 + \\ \quad +354.02x^4 - 129.759x^5 & 1 \text{ GeV} \leq 2y \leq 10 \text{ GeV} \\ 131.839 - 25.3296x + 10.612x^2 - 0.858307x^3 + \\ \quad +0.0493614x^4 & 2y > 10 \text{ GeV} \end{cases} \quad (\text{A.25})$$

für  $\pi^-$ . Wir nehmen an, dass unterhalb von 1 GeV nur zwei Pionen produziert werden, so dass in diesem Energiebereich keine  $\pi^-$  produziert werden. Die Multiplizitäten, die in [53] für die verschiedenen Ladungszustände des Pions gleichverteilt ( $\pi^0 : \pi^+ : \pi^-$ )=(1:1:1) sind, setzen wir hier auf ( $\pi^0 : \pi^+ : \pi^-$ )=(1:1.2:0.85). Mit diesen Werten lassen sich die Darstellungen der Pionmultiplizitäten multipliziert mit dem Wechselwirkungsquerschnitt in Abb. 9 und 10 von [10] besser reproduzieren. Es stellt sich heraus, dass diese sehr vereinfachte Beschreibung der Multipion-Produktion zu starken Abweichungen von den Ergebnissen von SOPHIA bei hohen Pionenergien führt. Die  $\delta$ -Näherung in Gl. (3.5) ist hier also nicht geeignet. Deshalb betrachten wir eine zweite Beschreibung der Multipion-Produktion, für die die Kinematik direkt aus SOPHIA genommen wird. Analog zur direkten Produktion werden für verschiedene Energiebereiche Wechselwirkungstypen definiert, um unter anderem der ansteigenden Multiplizität Rechnung zu tragen. Die Parameter der einzelnen Typen sind in Tab. A.3 zusammengefasst. Dabei werden für jeden Energiebereich zwei Typen definiert L und H, um die Weite der Verteilung bei gleichem  $\epsilon_r$  zu beschreiben. Der Typ L beschreibt dabei den Teil der Pionen, die bei niedrigen Energien rekonstruiert werden, was vor allem bei hohen Energien dem Peak der Verteilung entspricht. Der Typ H beschreibt den Teil, der bei hohen Energien rekonstruiert wird und dem Schwanz der Verteilung entspricht. Die Multiplizitäten und die  $\chi$ -Werte werden aus den Simulationsergebnissen von SOPHIA gewonnen. Im Rahmen dieser Näherung ist des Weiteren der Wechselwirkungsquerschnitt durch Stufenfunktionen genähert. Die Funktion  $f^M$  ergibt sich analog zur resonanten, für

IT	$\epsilon_{\min}^{\text{IT}}$ [GeV]	$\epsilon_{\max}^{\text{IT}}$ [GeV]	$\sigma$	$\chi$	K	$M_{\pi^0}$	$M_{\pi^+}$	$M_{\pi^-}$
M <sub>1L</sub>	0.5	0.9	60	0.1	0.27	0.32	0.34	0.04
M <sub>1H</sub>	0.5	0.9	60	0.4	–	0.17	0.29	0.05
M <sub>2L</sub>	0.9	1.5	85	0.15	0.34	0.42	0.31	0.07
M <sub>2H</sub>	0.9	1.5	85	0.35	–	0.19	0.35	0.08
M <sub>3L</sub>	1.5	5.0	120	0.15	0.39	0.59	0.57	0.30
M <sub>3H</sub>	1.5	5.0	120	0.35	–	0.16	0.21	0.13
M <sub>4L</sub>	5.0	50	120	0.07	0.49	1.38	1.37	1.11
M <sub>4H</sub>	5.0	50	120	0.35	–	0.16	0.25	0.23
M <sub>5L</sub>	50	500	120	0.02	0.45	3.01	2.86	2.64
M <sub>5H</sub>	50	500	120	0.5	–	0.20	0.21	0.14
M <sub>6L</sub>	500	5000	120	0.007	0.44	5.13	4.68	4.57
M <sub>6H</sub>	500	5000	120	0.5	–	0.27	0.29	0.12
M <sub>7L</sub>	5000	$\infty$	120	0.002	0.44	7.59	6.80	6.65
M <sub>7H</sub>	5000	$\infty$	120	0.6	–	0.26	0.27	0.13

**Tabelle A.3.:** Parameter für die genäherte Multipion-Pionproduktion. Die Inelastizitäten für die H-Typen sind in den L-Typen enthalten. Aus [108].

die auch ein Wirkungsquerschnitt als Stufenfunktion vorliegt, zu

$$f^{M_i} = \begin{cases} 0 & 2y < \epsilon_{\min}^{M_i} \\ \frac{\sigma^{M_i}}{(2y)^2} \left( (2y)^2 - (\epsilon_{\min}^{M_i})^2 \right) & \epsilon_{\min}^{M_i} \leq 2y < \epsilon_{\max}^{M_i} \\ \frac{\sigma^{M_i}}{(2y)^2} \left( (\epsilon_{\max}^{M_i})^2 - (\epsilon_{\min}^{M_i})^2 \right) & 2y \geq \epsilon_{\max}^{M_i} \end{cases} \quad (\text{A.26})$$

Wir können nun die Pionspektren aus resonanter, direkter und Multipion-Produktion berechnen.

Als ein Beispiel, wie man zusätzliche Teilchenproduktionen einführen kann, betrachten wir hier die  $K^+$ -Produktion. Aus Sicht der Neutrinos sind  $K^+$  interessant, da sie mit einer Wahrscheinlichkeit von 63.5% in ein positiv geladenes Myon und ein Myonneutrino zerfallen. Auf Grund der hohen Masse leiden Kaonen nicht so stark unter Synchrotronverlusten, so dass die Neutrinos aus Kaonzerfällen bei hohen Energien signifikante Beiträge liefern können. Im Gegensatz zur Pionproduktion betrachten wir für Kaonen nicht die einzelnen Beiträge einzelner Produktionsprozesse. Der Wechselwirkungsquerschnitt für Kaon-Produktion ist bis  $\epsilon_r \simeq 2$  GeV gemessen [167]. Es existieren Extrapolationen in verschiedenen Modellen [65, 168]. Der Wechselwirkungsquerschnitt, in Abb. A.1 als gestrichelte Linie dargestellt, ist aus den

Daten in [168] genähert und extrapoliert anhand des in [168] betrachteten Modells:

$$\sigma^{\text{KP}} = \begin{cases} 0 & \epsilon_r < 1.0 \text{ GeV} \\ 2.0 \mu\text{barn} & 1.0 \text{ GeV} \leq \epsilon_r < 1.2 \text{ GeV} \\ 3.7 \mu\text{barn} & 1.2 \text{ GeV} \leq \epsilon_r < 1.65 \text{ GeV} \\ 2.7 \mu\text{barn} & \epsilon_r \geq 1.65 \text{ GeV}. \end{cases} \quad (\text{A.27})$$

Für die Funktion  $f$  in Gl. (3.8) ergibt sich damit:

$$f^{\text{KP}} = \begin{cases} 0 & 2y < 1.0 \text{ GeV} \\ 2.0 \mu\text{barn} \left(1 - \frac{1.0 \text{ GeV}^2}{(2y)^2}\right) & 1.0 \text{ GeV} \leq 2y < 1.2 \text{ GeV} \\ 3.7 \mu\text{barn} \left(1 - \frac{0.3 \text{ GeV}^2}{(2y)^2}\right) & 1.2 \text{ GeV} \leq 2y < 1.65 \text{ GeV} \\ 2.7 \mu\text{barn} \left(1 - \frac{0.16 \text{ GeV}^2}{(2y)^2}\right) & 2y \geq 1.65 \text{ GeV}. \end{cases} \quad (\text{A.28})$$

Ersetzen wir in Gl. (A.7)  $m_p$  durch  $m_\Lambda$  und  $m_\pi$  durch  $m_K$ , erhalten wir  $\chi_{K^+} \simeq 0.35$  beim Maximum des Wechselwirkungsquerschnittes  $\epsilon_r \simeq 1.4 \text{ GeV}$ . Die Multiplizität ist  $M_K = 1$ .

In den photohadronischen Prozessen werden auch Neutronen produziert, die über den Betazerfall zum Neutrinofluss beitragen. Das Neutronspektrum lässt sich analog zu den Pionspektren für die einzelnen Wechselwirkungstypen im vereinfachten Modell mit folgender Formel bestimmen:

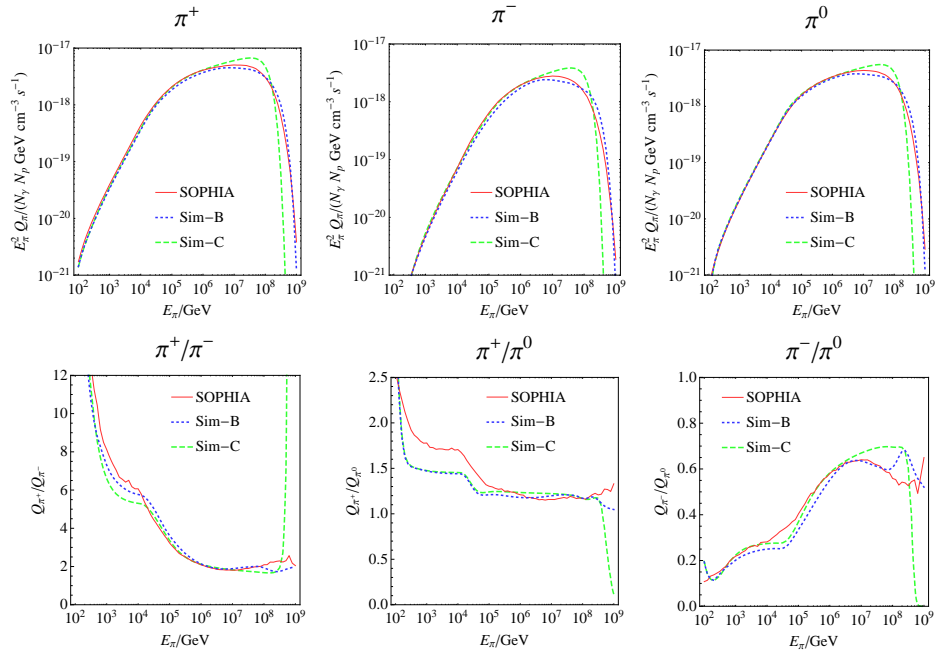
$$Q_{p'}^{\text{IT}} = N_p \left( \frac{E_{p'}}{1 - K^{\text{IT}}} \right) \frac{m_p}{E_{p'}} \int_{\epsilon_{\text{th}}/2}^{\infty} dy N_\gamma \left( \frac{m_p y (1 - K^{\text{IT}})}{E_{p'}} \right) M_{p'}^{\text{IT}} f^{\text{IT}}(y), \quad (\text{A.29})$$

wobei  $K^{\text{IT}} = \sum \chi_{p \rightarrow \pi}^{\text{IT}} M_\pi^{\text{IT}}$  die Inelastizität, sprich den Anteil der Energie, beschreibt, der in das Neutron geht. Die Werte der Inelastizitäten der einzelnen Wechselwirkungstypen sind in den zugehörigen Tabellen angegeben.

## A.2. Vergleich mit SOPHIA

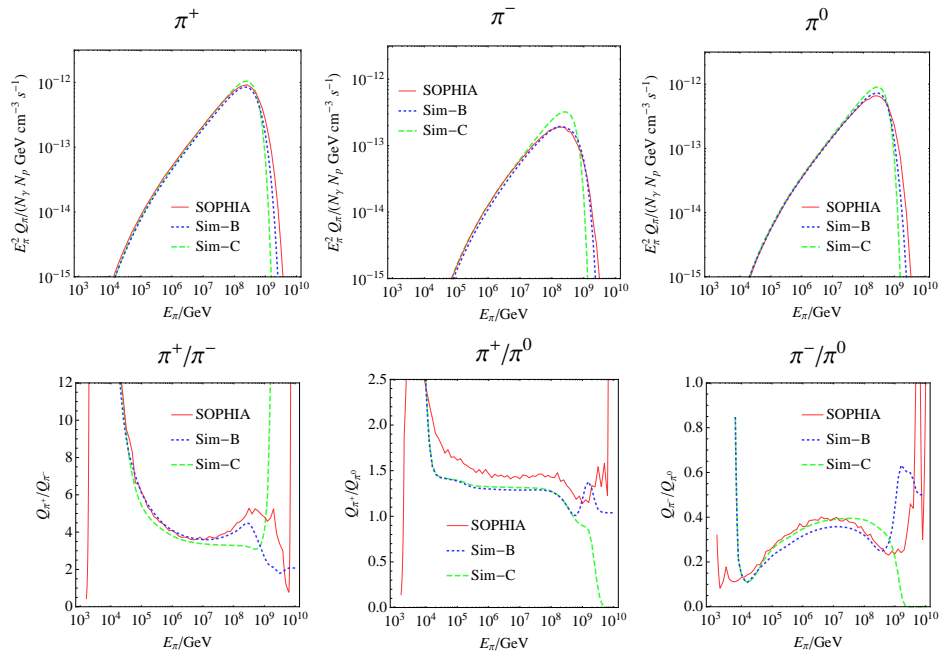
In diesem Abschnitt vergleichen wir die Ergebnisse des vereinfachten Modells mit den Ergebnissen von SOPHIA. Dabei betrachten wir zwei Versionen des vereinfachten Modells. Der Unterschied der beiden Versionen liegt in der Beschreibung der Multipion-Produktion. Im Fall Sim-C wird die stark vereinfachte Beschreibung in Gln. (A.24) und (A.25) und im Fall Sim-B die präzisere Beschreibung aus Gl. (A.26)





**Abbildung A.3.:** Vergleich der Pionspektren (oben) und Pion-Verhältnisse (unten) der Modelle Sim-B und Sim-C mit SOPHIA für das GRB-Beispiel. Aus [108].

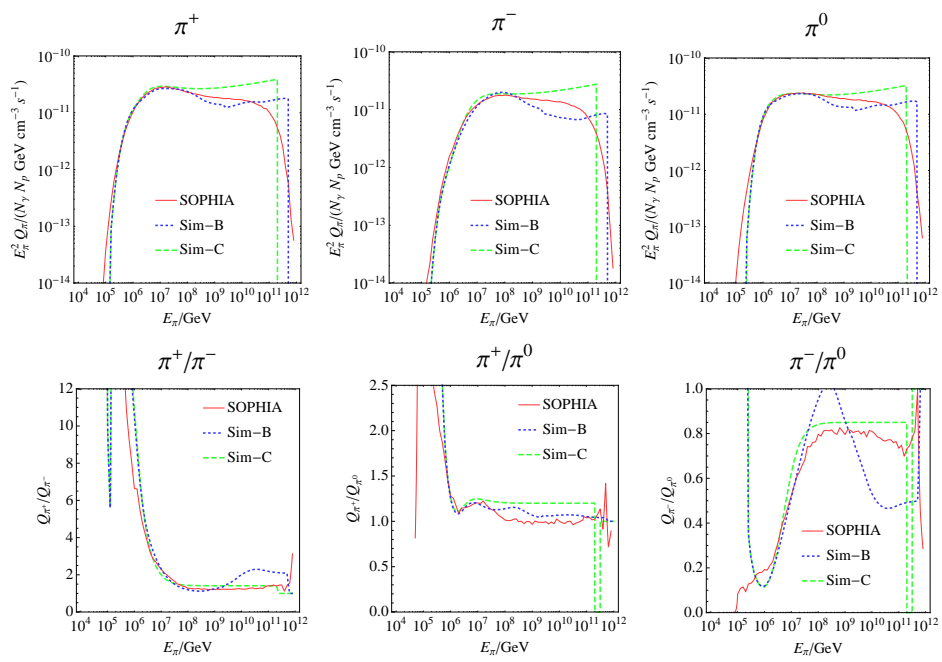
und Tab. A.3 verwendet. Die Ergebnisse für die drei Beispiele sind in Abb. A.3 für die GRB-, Abb. A.4 für die AGN- und Abb. A.5 für die BB-Spektren dargestellt. In der oberen Zeile der Figuren sind jeweils von links nach rechts die  $\pi^+$ -,  $\pi^-$ - und  $\pi^0$ -Spektren gezeigt. In der unteren Zeile sehen wir das  $\pi^+/\pi^-$ -Verhältnis (links), das das Verhältnis von Elektronneutrinos zu Antineutrinos beeinflusst, das  $\pi^+/\pi^0$ -Verhältnis (mittig), das in führender Ordnung das Verhältnis von Photonen zu Neutrinos bestimmt und das  $\pi^-/\pi^0$ -Verhältnis (rechts). Insgesamt können wir sagen, dass die Pionspektren aus dem vereinfachten Modell gut zu den Pionspektren aus SOPHIA passen. Wir erkennen an dem Unterschied von Sim-C zu Sim-B bei hohen Energien, dass sich eine Verbesserung der Beschreibung durch die Einführung der komplizierteren Multipion-Produktion ergibt. Wir sehen jedoch auch, dass die Abweichungen bei dominierender Multipion-Produktion, wie es bei den hohen Energien der Fall ist, beziehungsweise bei dem  $\pi^-$ -Spektrum ist, größer sind als bei dominierender resonanter beziehungsweise direkter Produktion. Vergleichen wir die drei Beispiele, so zeigt sich wie erwartet, dass für das BB-Beispiel das vereinfachte Modell die Ergebnisse von SOPHIA am schlechtesten reproduziert. Dies liegt an dem scharfen Abbruch im Protonenspektrum, der Dominanz der Multipion-Produktion und an dem gepeakten Photonspektrum. Durch die Einführung diskreter  $\chi$ -Werte sind die Ergebnisse nicht so ausgeschmiedet, wie es bei SOPHIA der Fall ist. Wir erkennen, dass sich durch die Wahl der zwei Typen L und H eine Struktur mit zwei Hügeln



**Abbildung A.4.:** Vergleich der Pionspektren (oben) und Pion-Verhältnisse (unten) der Modelle Sim-B und Sim-C mit SOPHIA für das AGN-Beispiel. Aus [108].

ausbildet, wobei der erste die Pionen beinhaltet, die bei niedriger Energie und der zweite diejenigen beinhaltet, die bei hoher Energie rekonstruiert werden. Des Weiteren sind die  $\chi$ -Werte für alle Ladungszustände der Pionen gleich gewählt. Dies beeinflusst hauptsächlich die  $\pi^-$ -Spektren, die in SOPHIA leicht andere Kinematik haben als  $\pi^+$  und  $\pi^0$ .

Betrachten wir nun die Verhältnisse der Pionspektren, so erkennen wir, dass es auch im Niederenergiebereich Abweichungen gibt. So zeigt sich, dass das Ergebnis von SOPHIA für das Verhältnis von  $\pi^+/\pi^0$  im Niederenergiebereich des GRB-Beispiels von dem von Sim-B und im mittleren Energiebereich des AGN-Beispiels um etwa 20% nach oben abweicht. Wir haben überprüft, dass diese Abweichung nicht aus der Beschreibung der resonanten und direkten Produktion folgt, sondern dass für manche Prozesse unsere Kinematik zu vereinfacht ist, für die SOPHIA Pionen bei niedriger Energie rekonstruiert. Für das BB-Beispiel zeigt sich auch in den Verhältnissen die schlechteste Übereinstimmung, ein Resultat der Vereinfachung der Kinematik. Insgesamt zeigt sich für Modell Sim-B vor allem für Potenzgesetze eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen von SOPHIA, so dass wir im Rahmen dieser Arbeit das Modell Sim-B für die Berechnung photohadronischer Wechselwirkungen verwenden.



**Abbildung A.5.:** Vergleich der Pionspektren (oben) und Pion-Verhältnisse (unten) der Modelle Sim-B und Sim-C mit SOPHIA für das BB-Beispiel. Aus [108].

## B. NeuCosmA

NeuCosmA (Neutrinos from Cosmic Accelerators) ist ein in Kollaboration mit Philipp Baerwald, Michele Maltoni, Walter Winter und Carlos Yaguna entwickelter C-Code. Der Code ermöglicht es, Neutrinospektren aus photohadronischen Prozessen zu bestimmen. Bei der Beschreibung der photohadronischen Prozesse besteht die Auswahl zwischen der  $\Delta$ -Resonanz-Näherung von Waxman und Bahcall [2] oder Modell Sim-B aus [108], das höhere Resonanzen, direkte und Multipion-Produktion beinhaltet. Die Beiträge der einzelnen Produktionskanäle in Modell Sim-B können dabei einzeln ausgegeben werden. Es kann ferner zwischen Proton und Neutron als Primärteilchen unterschieden werden. Funktionen, die die Energieverlustrate und die Fluchtrate von Protonen beziehungsweise Neutronen berechnen, sind ebenfalls implementiert. Ferner enthält der Code die Beschreibung der schwachen Zerfälle von Pionen, Kaonen, Myonen und Neutronen basierend auf [12] und die zugehörigen Zerfallsraten. Um die Auswirkungen von Energieverlusten der Sekundärteilchen auf die Neutrinospektren berücksichtigen zu können, sind verschiedene Algorithmen zur Lösung der Differenzialgleichung des stationären Zustands implementiert. Ebenfalls relevant ist in diesem Zusammenhang die Energieverlustzeitskala auf Grund von Synchrotronstrahlung, die gemeinsam mit den Synchrotronspektren strahlender Teilchenspektren im Code enthalten ist. Des Weiteren existieren zwei Funktionen zur Bestimmung der maximalen Energie der Primärteilchen, wobei die eine nur Synchrotronverluste berücksichtigt und die andere zusätzlich adiabatische Verluste. Mit Hilfe des Codes können außerdem die Effekte der Lorentztransformation und der Flavor-Mischung bestimmt werden. Speziell für die Berechnung der Neutrinospektren aus Gammablitzern sind die phänomenologischen Formeln des Feuerball-Modells implementiert. Die im Code enthaltenen Funktionen sind dabei in thematisch sortierten Dateien aufgeteilt. Ein Überblick über die Dateien und deren Inhalte wird in Tab. B.1 gegeben.

Mit Hilfe der Funktionen des Codes kann dann ein Quellmodell erstellt werden. Betrachten wir hier als Beispiel das generische Modell aus Kap. 4. Vereinfacht sieht das Modell dann folgendermaßen aus:

- Bestimmung der Injektionsspektren: `proton_in`, `electron_in`

---

Datei	Funktionen
nco_photo.c	photohadronische Wechselwirkungen (Pion-, Kaon-, Neutronspektren, Energieverlustrate, Escape-Rate)
nco_synchr.c	Synchrotronstrahlung (Photonspektren, Energieverlustrate, maximale Energie mit/ohne Berücksichtigung adiabatischer Verluste)
nco_decays.c	schwache Zerfälle (Pion-, Kaon-, Myon- und Neutronzerfälle, Zerfallsraten)
nco_steady.c	verschiedene Algorithmen zur Lösung der Differenzialgleichung des stationären Zustands
nco_boost.c	Lorentz-Transformation des Spektrums und Flavor-Mischung
nco_utils.c	Definition der Teilchen, interpolierender Funktionen und einfacher Integrationsmethode
nco_icecube.c	Feuerball-Modell (IC-FC-Berechnung)

---

**Tabelle B.1.:** *Inhalt der verschiedenen Dateien von NeuCosmA.*

- Berechnung der maximalen Energie
- Bestimmung der stationären Spektren: proton\_steady, electron\_steady
  - Lösen der stationären Gleichung mit Synchrotron- und adiabatischen Verlusten ohne Flucht der Teilchen
- Bestimmung des Injektionsspektrums: photon\_in
  - Berechnung des Synchrotronspektrums aus electron\_steady
- Bestimmung des stationären Spektrums: photon\_steady
  - Lösen der stationären Gleichung ohne Energieverluste mit Flucht der Teilchen
- Bestimmung der Injektionsspektren: piplus\_in, piminus\_in, kplus\_in, neutron\_in
  - Berechnung der photohadronischen Wechselwirkungen mit proton\_steady und photon\_steady
- Bestimmung der stationären Spektren: piplus\_steady, piminus\_steady, kplus\_steady
  - Lösen der stationären Gleichungen mit Synchrotron- und adiabatischen Verlusten und Zerfall der Teilchen
- Bestimmung des stationären Spektrums: neutron\_steady
  - Lösen der stationären Gleichung ohne Energieverluste mit Zerfall der Teil-

chen

- Bestimmung der Injektionsspektren: numupi\_in, numubarpi\_in, numuk\_in, nuebarn\_in
  - Berechnung der schwachen Zerfälle von piplus\_steady, piminus\_steady, kplus\_steady, neutron\_steady
- Bestimmung der Injektionsspektren: muplusr\_in, muplusl\_in, muminusr\_in, muminusl\_in
  - Berechnung der schwachen Zerfälle von piplus\_steady, piminus\_steady
- Bestimmung der stationären Spektren: muplusr\_steady, muplusl\_steady, muminusr\_steady, muminusl\_steady
  - Lösen der stationären Gleichungen mit Synchrotron- und adiabatischen Verlusten und Zerfall der Teilchen
- Bestimmung der Injektionsspektren: numumu\_in, numubarmu\_in, nuebarmu\_in, nuemu\_in
  - Berechnung der schwachen Zerfälle von muplusr\_steady, muplusl\_steady, muminusr\_steady, muminusl\_steady
- Neutrinospektren ausgeben

Anderen Gegebenheiten lässt sich dieses Modell einfach anpassen. Zum Beispiel lässt man für das Ein-Zonen-Modell in Kap. 4 einfach den Schritt „Bestimmung der stationären Spektren mit Hilfe der Lösung der Differenzialgleichung“ weg und verwendet das Injektionsspektrum als stationäres Spektrum. Im Fall, dass das stationäre Proton- und Photonspektrum gegeben ist, wie es bei den Analysen zu Gammablitz in Kap. 5 vorkommt, kann man das Elektronspektrum und die Bestimmung des Photonspektrums aus dem Elektronspektrum weglassen. Benötigt man die Spektren beim Beobachter, so muss man, bevor man die Neutrinospektren ausgibt, die Flavor-Mischung berücksichtigen. Es ist ferner möglich, nur Synchrotronverluste für die Sekundärteilchen zu berücksichtigen oder auch photohadronische Verluste für Protonen und Neutronen.

---

## C. IC40-Analyse

In diesem Kapitel sind die Daten der 117 Ausbrüche der IC40-Analyse zusammengefasst. Die Parameter der 117 Ausbrüche sind in den Tabellen C.1 und C.2 dargestellt. Ist in der Spalte des ersten Photonindex  $\alpha$  ein Eintrag vorhanden und bei  $\beta$  und  $E_{\text{peak}}$  nicht, so handelt es sich bei dem Photonspektrum um ein einfaches Potenzgesetz

$$N_{\gamma}^{\text{PL}}(\varepsilon) = A \times (\varepsilon)^{-\alpha} \quad \varepsilon_{\gamma,\text{min}} \leq \varepsilon \leq \varepsilon_{\gamma,\text{max}}. \quad (\text{C.1})$$

Ist in der Spalte von  $\alpha$  und  $E_{\text{peak}}$  ein Eintrag und bei  $\beta$  keiner, handelt es sich um ein Cutoff-Powerlaw (CPL)

$$N_{\gamma}^{\text{CPL}}(\varepsilon) = A \cdot \begin{cases} \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{\gamma,\text{break}}}\right)^{-\alpha\gamma} \exp\left(-\frac{\varepsilon(2-\alpha\gamma)}{\varepsilon_{\gamma,\text{break}}}\right) & \varepsilon_{\gamma,\text{min}} \leq \varepsilon \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}. \quad (\text{C.2})$$

Sind alle drei Parameter  $\alpha$ ,  $E_{\text{peak}}$  und  $\beta$  gegeben, so ist das Photonspektrum durch eine Band-Funktion

$$N_{\gamma}^{\text{BF}}(\varepsilon) = A \times \begin{cases} \left(\frac{\varepsilon}{100 \text{ keV}}\right)^{-\alpha} \exp\left(-\frac{\varepsilon(2-\alpha)}{E_{\text{peak}}}\right) & \varepsilon < \frac{\beta-\alpha}{2-\alpha} E_{\text{peak}} \\ \left(\frac{\varepsilon}{100 \text{ keV}}\right)^{-\beta} \exp(\alpha - \beta) \left(\frac{(\beta-\alpha)E_{\text{peak}}}{(2-\alpha)100 \text{ keV}}\right)^{\beta-\alpha} & \varepsilon > \frac{\beta-\alpha}{2-\alpha} E_{\text{peak}} \end{cases} \quad (\text{C.3})$$

gegeben. Die Photonspektren für die einzelnen Ausbrüche sind zusammen mit den zugehörigen Neutrinospektren in den Figuren C.1-C.11 dargestellt. Dabei beschreibt die helle dicke Kurve das gemessene Photonspektrum und das zugehörige Neutrinospektrum. Die schwarze durchgezogene Kurve entspricht dem Photonspektrum, das für die IceCube-Methode verwendet wird, die rot gestrichelte dem Photonspektrum mit erweiterten Grenzen und die blaue dicke Kurve dem gemessenen Photonspektrum. Die zugehörigen Neutrinospektren sind analog dargestellt. In den Darstellungen der Neutrinospektren ist zusätzlich das Neutrinospektrum unter Verwendung der IceCube-Methode als durchgezogene orange Kurve gezeigt.

C. IC40-Analyse

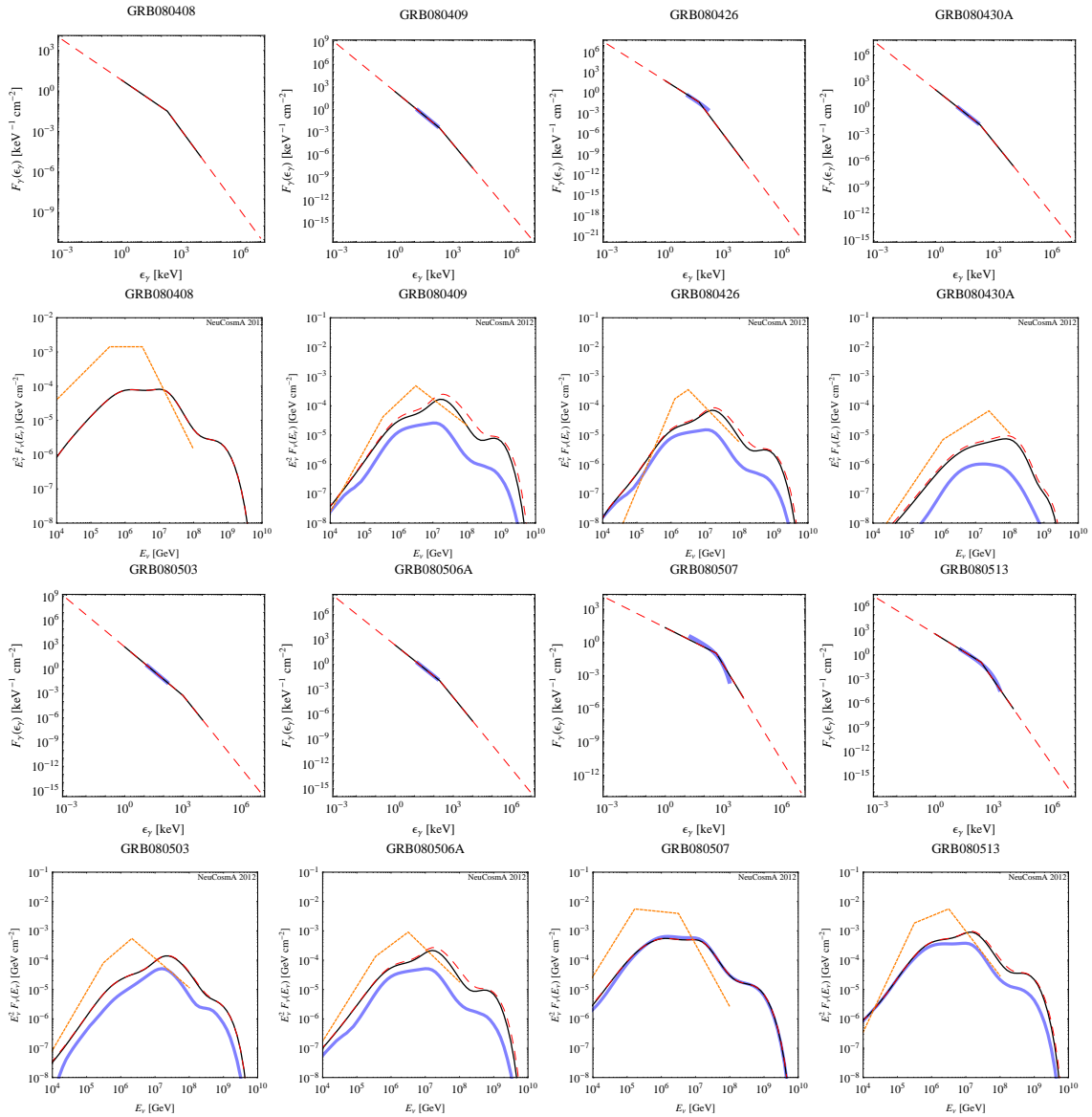
Name	Typ	$T_{\text{start}}$ [s]	$T_{\text{stop}}$ [s]	$\mathcal{F}_\gamma$ [ $10^{-6}$ erg/sec]	$\alpha$	$\beta$	$E_{\text{peak}}$ [keV]	$\varepsilon_\gamma^{\text{min}}$ [MeV]	$\varepsilon_\gamma^{\text{max}}$ [MeV]	$z$	$T_{90}$ [s]
GRB080408	LSB	0.00	20.00								
GRB080409	LSB	-12.52	10.98	0.610	2.10						20.2
GRB080426	LSB	1.04	3.24	0.370	1.80		54.9	0.015	0.15		1.1724
GRB080430A	LSB	-0.23	21.37	1.200	1.73			0.015	0.15	0.767	16.2
GRB080503	SHB	0.62	221.02	2.000	2.00			0.015	0.15		170.0
GRB080506A	LSB	26.02	189.02	1.300	1.87			0.015	0.15		150.0
GRB080507	LSB	0.00	49.03	50.900	0.88		423.0	0.02	2		
GRB080513	LSB	-21.14	11.11	20.200	1.48		223.0	0.02	2		
GRB080514B	LSB	0.00	13.17	32.300	0.60	2.48	224.0	0.02	5		
GRB080515	XRF	-1.79	24.81	2.000	0.94		25.0	0.015	0.15	3.2	21.0
GRB080517	LSB	0.08	69.28	0.560	1.54			0.015	0.15		64.6
GRB080524	LSB	-2.00	8.00	0.290	1.10			0.015	0.15		9.0
GRB080603A	LSB	0.00	180.00	10.000	1.00			0.02	0.2	1.688	
GRB080603B	LSB	0.18	75.62	4.500	1.23		102.0	0.02	1	2.69	60.0
GRB080604	LSB	-27.15	67.35	0.800	1.78			0.015	0.15	1.416	82.0
GRB080605	LSB	-4.65	30.85	30.200	1.03		252.0	0.02	2	1.6398	20.0
GRB080607	LSB	-5.90	154.70	89.300	1.08		419.0	0.02	4	3.036	79.0
GRB080613A	LSB	0.00	30.00	1.300	1.00			0.02	0.2		
GRB080625	LSB	-5.00	80.00	2.300	1.70			0.1	1		
GRB080701A	LSB	-2.07	25.23	0.720	2.24			0.015	0.15		18.0
GRB080702A	LSB	0.68	1.18	0.036	1.34			0.015	0.15		0.5
GRB080707	LSB	-1.12	27.28	0.520	1.77			0.015	0.15	1.23	27.1
GRB080710	LSB	-96.11	44.09	1.400	1.47			0.015	0.15	0.845	120.0
GRB080726	LSB	0.00	12.00								
GRB080727B	LSB	0.75	10.35	9.460	0.85		282.0	0.02	2		8.6
GRB080727C	LSB	-2.91	116.69	5.200	0.87		143.2	0.015	0.15		79.7
GRB080810	LSB	-20.92	111.68	6.900	0.91		313.5	0.05	0.3	3.35	106.0
GRB080816A	LSB	-1.00	69.00	18.600	0.57		146.7	0.05	0.3		
GRB080818B	LSB	-1.30	10.00	1.000	1.30		80.0	0.05	0.3		
GRB080822B	LSB	0.96	64.96	0.170	2.53			0.015	0.15		64.0
GRB080830	LSB	-3.00	28.00	4.600	0.88		280.0	0.05	0.3		
GRB080903	LSB	-10.20	68.30	1.400	0.84		60.0	0.015	0.15		66.0
GRB080916B	LSB	-2.98	36.02	0.630	1.49			0.015	0.15		32.0
GRB080920	LSB	-6.00	79.00	2.400	1.42			0.025	1		
GRB080925	LSB	-8.15	21.85	9.700	0.53	2.26	120.0	0.05	0.3		
GRB080927	LSB	-1.30	20.20	5.700	0.70	1.70	40.0	0.025	1		
GRB081003A	LSB	-12.00	18.00	0.400	1.00			0.02	0.2		
GRB081003B	LSB	0.00	30.00	6.000	1.00			0.02	0.2		
GRB081003C	LSB	-4.00	51.00	5.400	1.41			0.05	0.3		
GRB081009	LSB	-0.10	49.30	35.000	0.10	3.42	47.4	0.008	1		
GRB081011	LSB	-0.44	9.46	0.160	1.47			0.015	0.15		9.0
GRB081022	LSB	-8.50	208.10	2.500	1.67			0.015	0.15		160.0
GRB081024A	SHB	-0.84	1.16	0.120	1.23			0.015	0.15		1.8
GRB081024B	SHB	-0.47	0.03	0.270	1.24			0.1	1		
GRB081025	LSB	61.75	90.10	7.100	0.35		251.0	0.008	1		23.0
GRB081028A	LSB	30.09	442.29	3.700	1.25		58.0	0.015	0.15	3.038	260.0
GRB081102A	LSB	-19.68	63.32	2.100	0.00		88.7	0.05	0.3		63.0
GRB081102B	LSB	0.28	1.31	1.120	1.07			0.008	1		
GRB081105B	SHB	0.22	0.27	0.228	1.17			0.008	1		
GRB081107	LSB	-0.09	1.77	1.640	-0.25	2.80	65.0	0.008	1		
GRB081110	LSB	0.03	20.03								
GRB081119	SHB	-0.44	0.06	0.410	1.30			0.008	1		
GRB081122A	LSB	-0.79	26.21	9.600	0.77		200.7	0.008	1		
GRB081126	LSB	-21.12	46.18	9.910	0.82		315.0	0.02	2		54.0
GRB081127	LSB	-30.30	9.70	0.490	2.10			0.015	0.15		37.0
GRB081128	LSB	-68.30	63.40	2.300	1.08		45.1	0.015	0.15		100.0
GRB081203A	LSB	-68.33	405.67	30.500	1.54			0.02	3		294.0
GRB081203B	LSB	-33.05	50.40	55.600	1.17		255.0	0.02	2		23.4
GRB081204B	SHB	-0.29	-0.10	0.488	1.18			0.008	1		
GRB081206A	LSB	-6.12	15.38	4.000	0.11		180.0	0.008	1		
GRB081207	LSB	9.14	66.54	106.000	0.65	2.41	639.0	0.01	1		
GRB081209	SHB	0.28	0.72	0.590	0.50	2.00	808.0	0.008	1		
GRB081211B	SHB	0.00	102.00	0.610	1.73			0.015	0.15		102.0
GRB081215A	LSB	-1.94	13.42	3.540	0.58	2.07	304.0	0.008	1		
GRB081216	SHB	-0.14	0.82	3.600	0.70	2.17	1235.0	0.01	1		
GRB081217	LSB	0.01	18.44	10.000	0.61	2.70	167.0	0.008	1		
GRB081223	SHB	0.07	0.58	1.200	0.63		280.0	0.008	1		
GRB081224	LSB	0.01	20.01	2.870	0.83		447.0	0.01	1		
GRB081226C	LSB	-3.19	11.11	2.320	1.04		82.0	0.008	1		
GRB081228	LSB	0.65	3.65	0.089	2.10			0.015	0.15		3.0
GRB081229	SHB	-0.23	0.09	0.870	0.42		807.0	0.008	1		
GRB090102	LSB	-13.04	20.24	30.900	0.86		451.0	0.02	2	1.547	27
GRB090107A	LSB	0.50	13.20	0.230	1.69			0.015	0.15		12.2
GRB090107B	LSB	-2.00	27.27	1.750	0.68		106.1	0.008	1		
GRB090108A	SHB	0.20	1.10	1.280	0.47	1.97	104.8	0.008	1		
GRB090109	LSB	-3.31	0.79	1.210	1.50			0.008	1		
GRB090111	LSB	-2.20	26.30	0.620	2.37			0.015	0.15		24.8
GRB090112B	LSB	0.00	11.00	5.400	0.75	2.43	139.0	0.008	1		
GRB090113	LSB	-0.73	10.17	0.760	1.60			0.015	0.15		9.1
GRB090118	LSB	66.00	85.00	0.400	1.35			0.015	0.15		16.0
GRB090126A	LSB	0.00	60.00								
GRB090126B	LSB	-4.38	5.86	1.250	0.99		47.5	0.008	1		
GRB090131	LSB	-1.81	49.19	22.300	1.27	2.26	58.4	0.008	1		
GRB090206	SHB	0.11	0.68	1.040	0.65		710.0	0.008	1		

**Tabelle C.1.:** Parameter der 117 Ausbrüche, die in der IC40 Analyse verwendet werden. Wenn nur bei  $\alpha$  ein Wert steht und bei  $\beta$  und  $E_{\text{peak}}$  keiner handelt es sich um ein einfaches Potenzgesetz PL. Steht bei  $\alpha$  und  $E_{\text{peak}}$  ein Wert und bei  $\beta$  nicht handelt es sich um ein Cutoff-Powerlaw CPL. Sind alle drei Parameter gegeben ist es eine Bandfunktion B.



Name	Typ	$T_{\text{start}}$ [s]	$T_{\text{stop}}$ [s]	$\mathcal{F}_{\gamma}$ [ $10^{-6}$ erg/sec]	$\alpha$	$\beta$	$\varepsilon_{\gamma}^{b,\text{peak}}$ [keV]	$\varepsilon_{\gamma}^{\text{min}}$ [MeV]	$\varepsilon_{\gamma}^{\text{max}}$ [MeV]	$z$	$T_{90}$ [s]
GRB090207	LSB	-1.21	16.20	4.010	1.59			0.008	1		
GRB090219	SHB	-0.03	0.61	0.800	1.43			0.008	1		
GRB090222	LSB	-2.11	15.30	2.190	1.00			0.008	1		
GRB090227B	SHB	0.29	0.81	8.700	0.53	3.04	157.7	0.01	1		
GRB090228B	LSB	-1.39	5.78	0.996	0.70		2255.0	0.008	1		
GRB090301A	LSB	-16.86	72.34	113.000	0.87	2.65	147.8	0.02	5		41.0
GRB090301B	LSB	-0.56	4.56	2.690	1.03		429.0	0.008	1		
GRB090305B	LSB	0.22	3.22	2.700	0.50	1.90	546.0	0.008	1		
GRB090306C	LSB	-3.75	6.49	0.900	0.58		770.0	0.008	1		
GRB090313	LSB	-20.88	67.02	1.400	1.91		107.0	0.008	1		
GRB090320B	LSB	-7.30	52.10	1.100	1.10			0.015	0.15	3.375	78.0
GRB090323	LSB	-1.37	154.15	100.000	0.89		72.0	0.008	1		
GRB090328B	SHB	0.81	1.07	0.961	0.92	2.48	697.0	0.008	1	3.57	
GRB090401A	LSB	-9.03	160.37	21.400	1.26		1967.0	0.008	1		112.0
GRB090404	LSB	-34.76	95.04	3.000	2.32		218.0	0.02	1		84.0
GRB090408B	LSB	5.36	10.99	284.000	0.67	2.68		0.015	0.15		
GRB090409	LSB	0.44	5.54	0.614	1.20		344.0	0.02	2.5		
GRB090410	LSB	-58.61	151.39	5.600	1.19		137.0	0.008	1		
GRB090411B	LSB	-7.00	21.78	8.000	0.80	2.00		0.015	0.15		165.0
GRB090417B	LSB	279.03	617.43	2.300	1.85		189.0	0.008	1		
GRB090418A	LSB	-8.28	61.32	17.900	1.30			0.015	0.15		260.0
GRB090418B	LSB	20.17	145.00	23.100	1.23		610.0	0.015	1.2	1.608	56.0
GRB090424	LSB	-0.78	103.53	52.000	0.90	2.90	117.0	0.02	1		65.0
GRB090425	LSB	-0.03	80.64	13.000	1.56		177.0	0.008	1	0.544	48.0
GRB090426	SHB	0.21	1.51	0.180	1.93		142.0	0.008	1		
GRB090428A	LSB	-0.05	2.50	0.990	0.59			0.015	0.15	2.609	1.2
GRB090428B	LSB	-9.14	15.36	5.200	1.86		97.0	0.008	1		
GRB090429B	LSB	-4.14	2.76	0.310	0.47		65.0	0.008	1		
GRB090429C	LSB	-1.30	11.70	3.700	1.43		42.1	0.015	0.15		5.5
GRB090429D	LSB	-12.74	1.60	1.600	0.87			0.008	1		
GRB090511	LSB	-4.73	4.47	1.800	0.95		223.0	0.008	1		
GRB090518	LSB	-2.13	7.56	1.600	1.59		391.0	0.008	1		6.9
GRB090519	LSB	-11.98	60.82	1.200	1.02			0.008	1		
								0.015	0.15	3.85	64

Tabelle C.2.: zweiter Teil der Tabelle der 117 Ausbrüche aus der IceCube40-Analyse.



**Abbildung C.1.:** Photonspektren für die 117 Ausbrüche der IC40-Analyse und zugehörigen Neutrinospektren, berechnet mit der IceCube-Methode (orange durchgezogen), der numerischen Methode (schwarz durchgezogen), erweiterten Grenzen für das Photonspektrum (rot gestrichelt) und dem gemessenen Photonspektrum (hell dick).

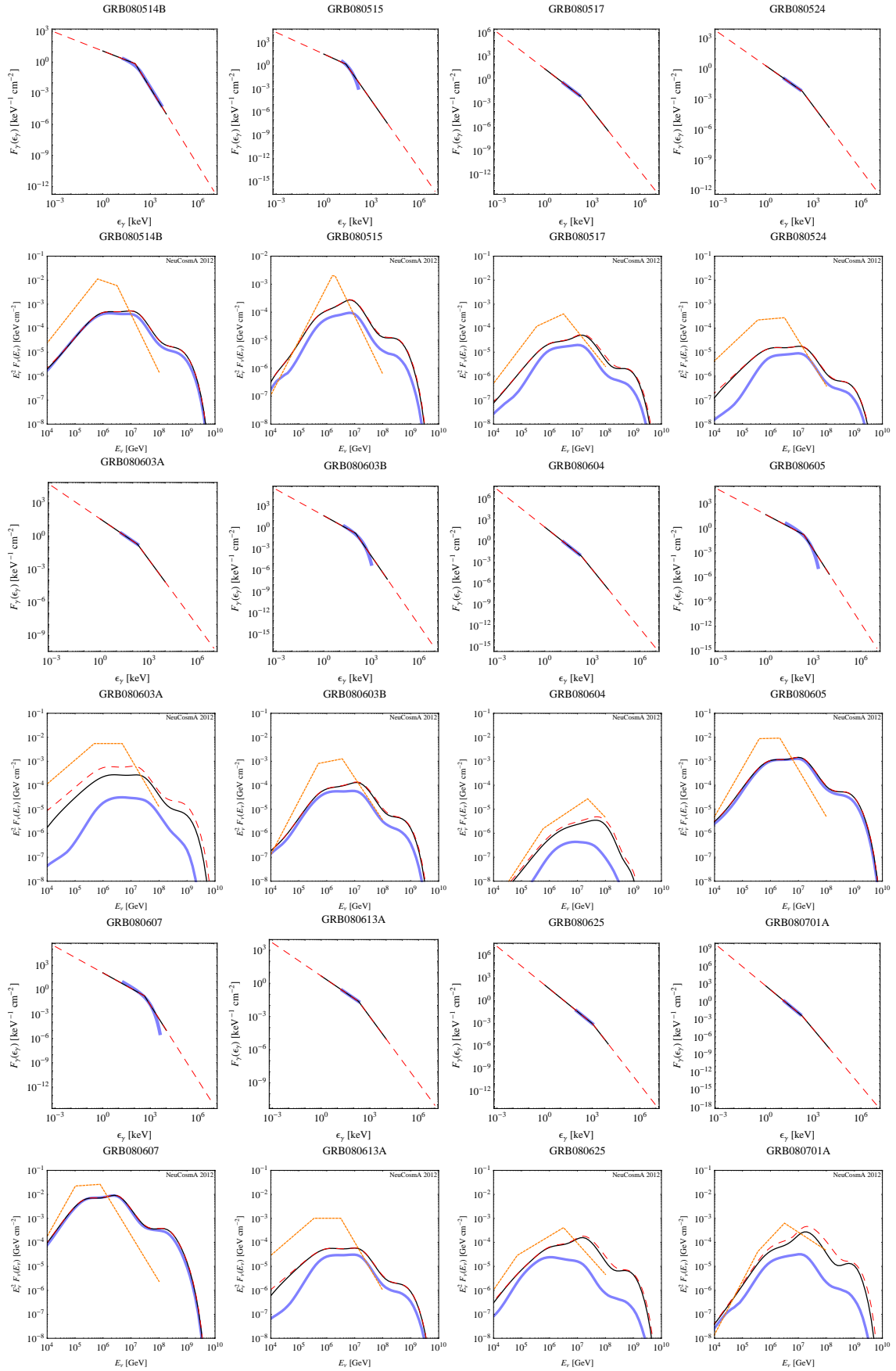


Abbildung C.2.: Fortführung von Abb. C.1

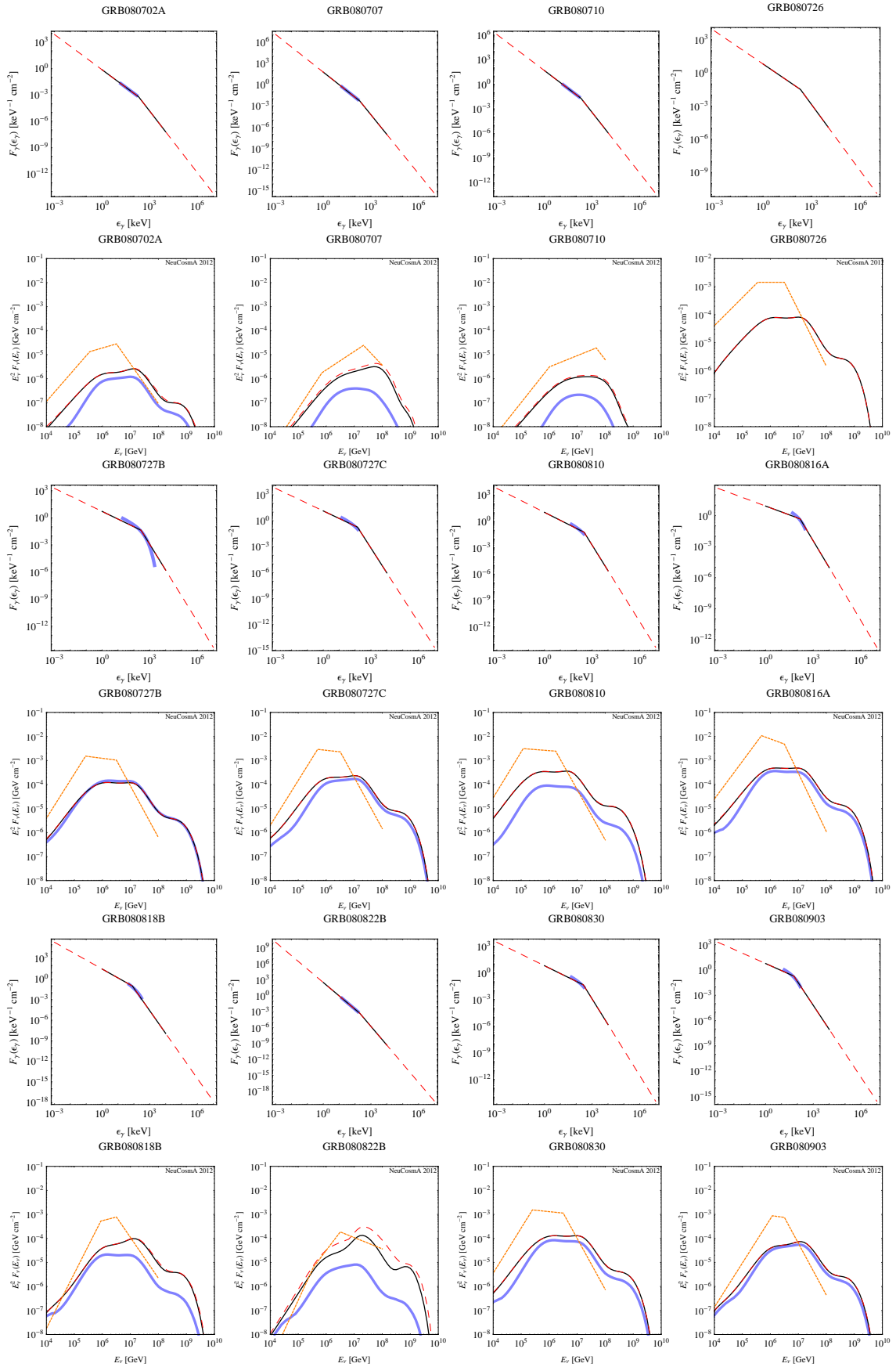


Abbildung C.3.: Fortführung von Abb. C.1

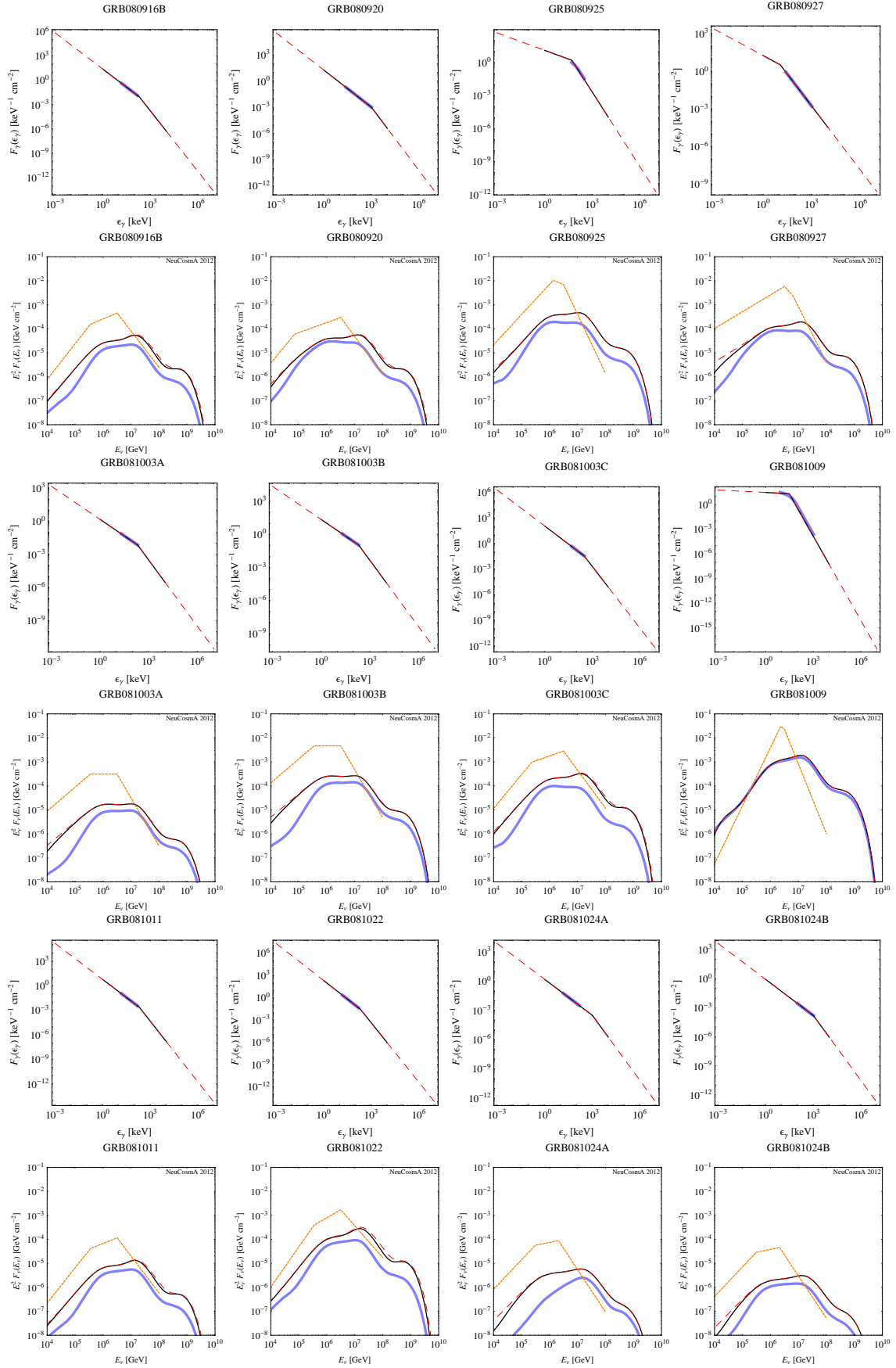


Abbildung C.4.: Fortführung von Abb. C.1

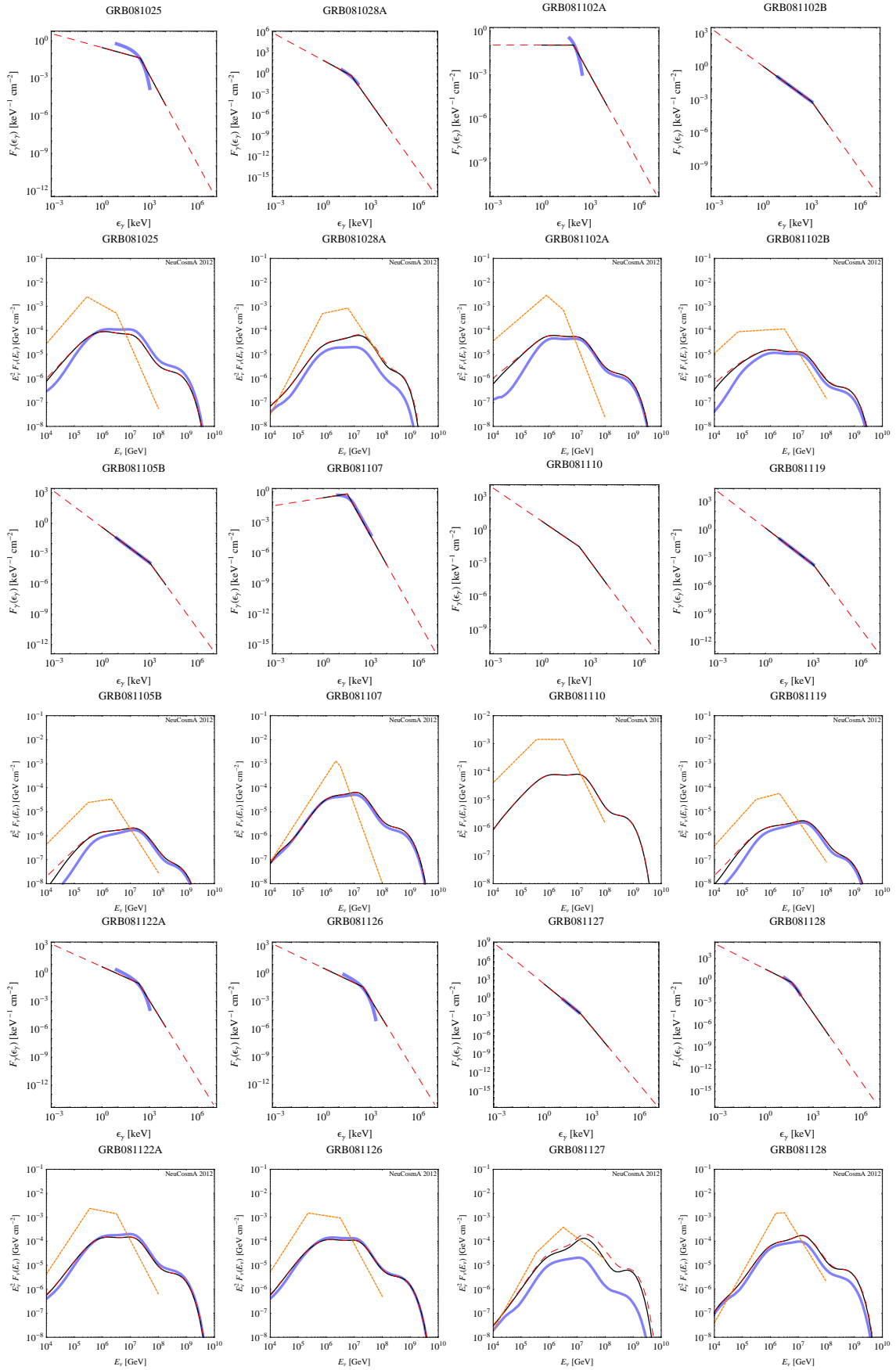


Abbildung C.5.: Fortführung von Abb. C.1

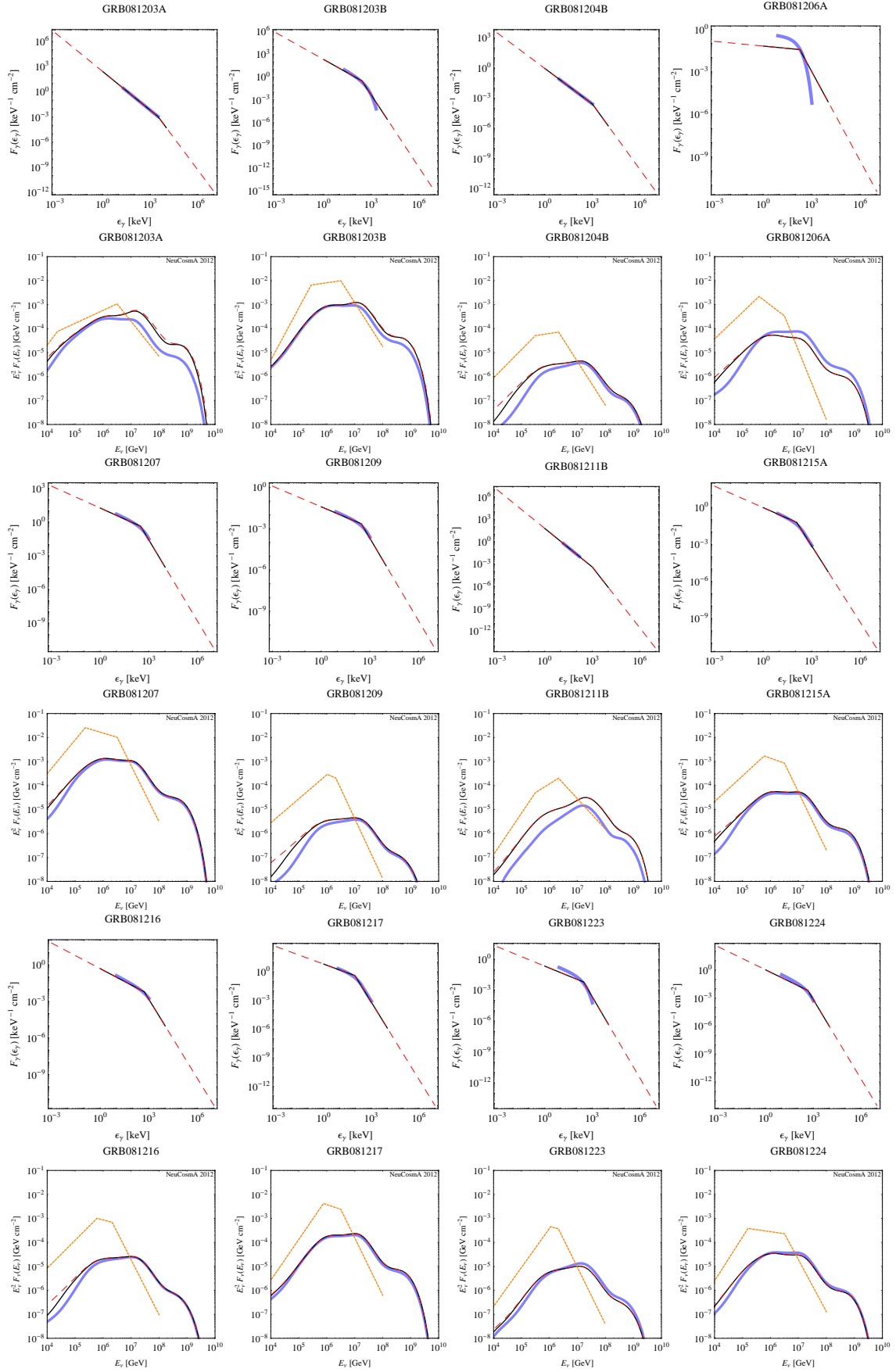


Abbildung C.6.: Fortführung von Abb. C.1

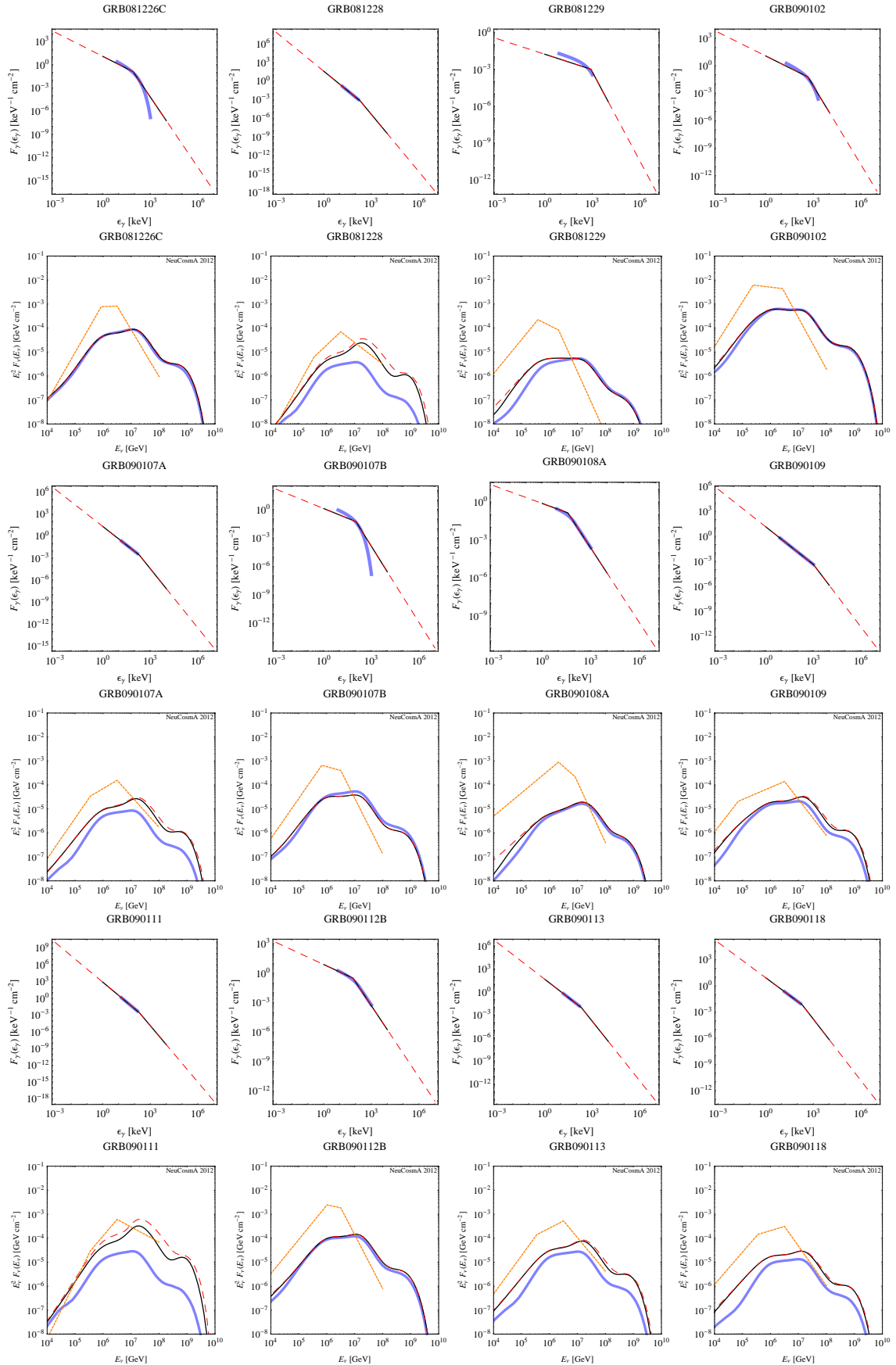


Abbildung C.7.: Fortführung von Abb. C.1



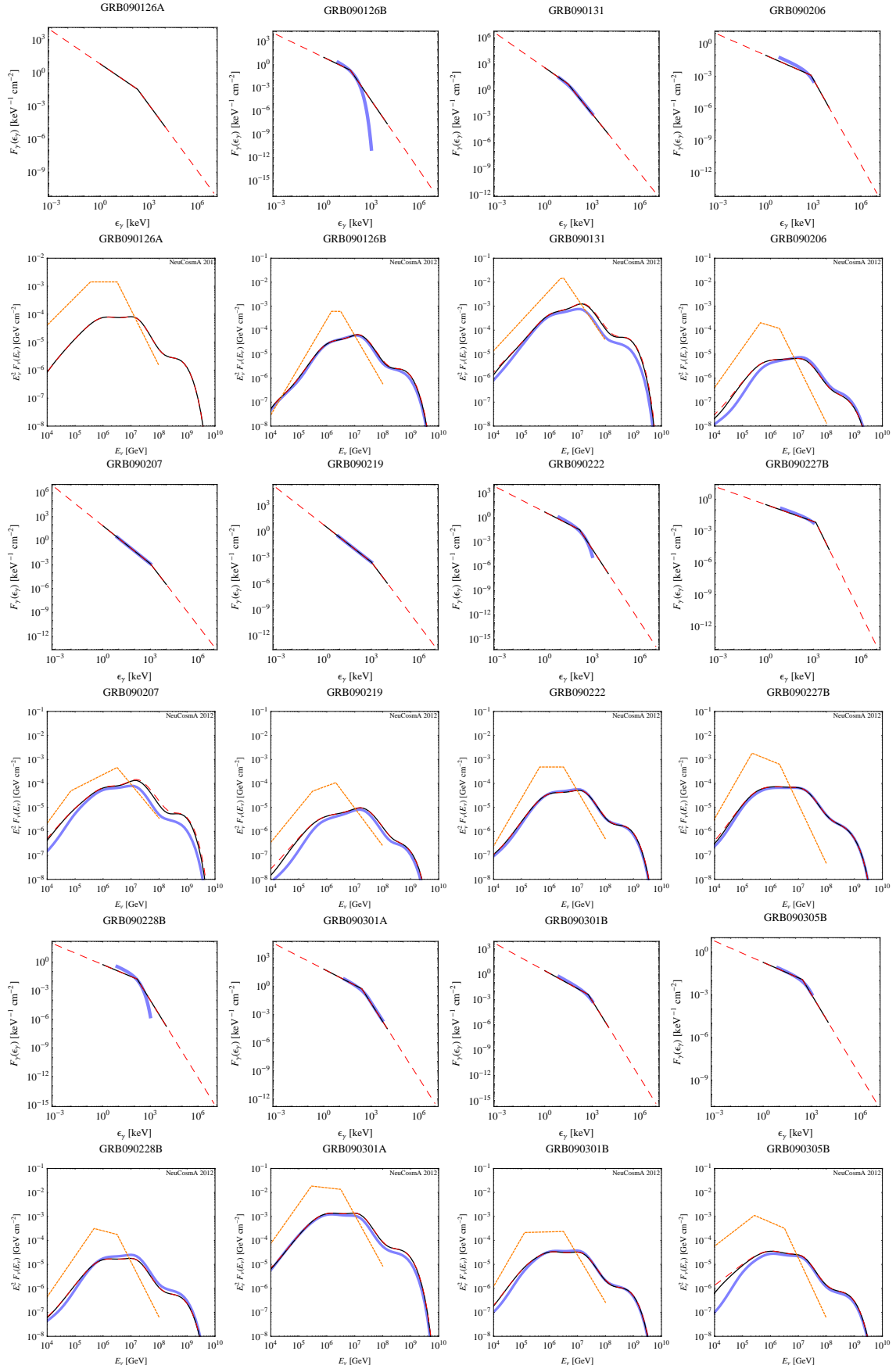


Abbildung C.8.: Fortführung von Abb. C.1

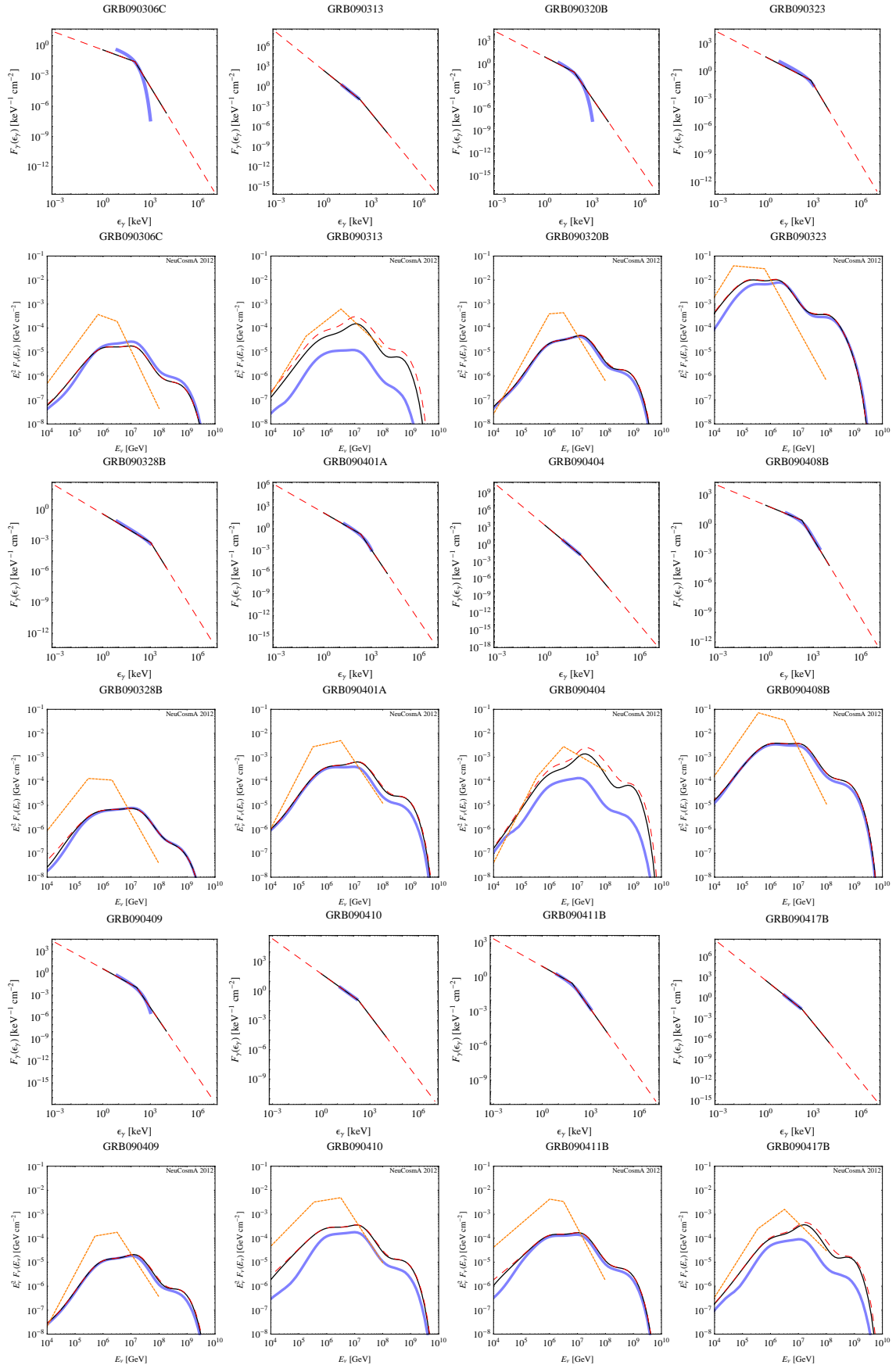


Abbildung C.9.: Fortführung von Abb. C.1

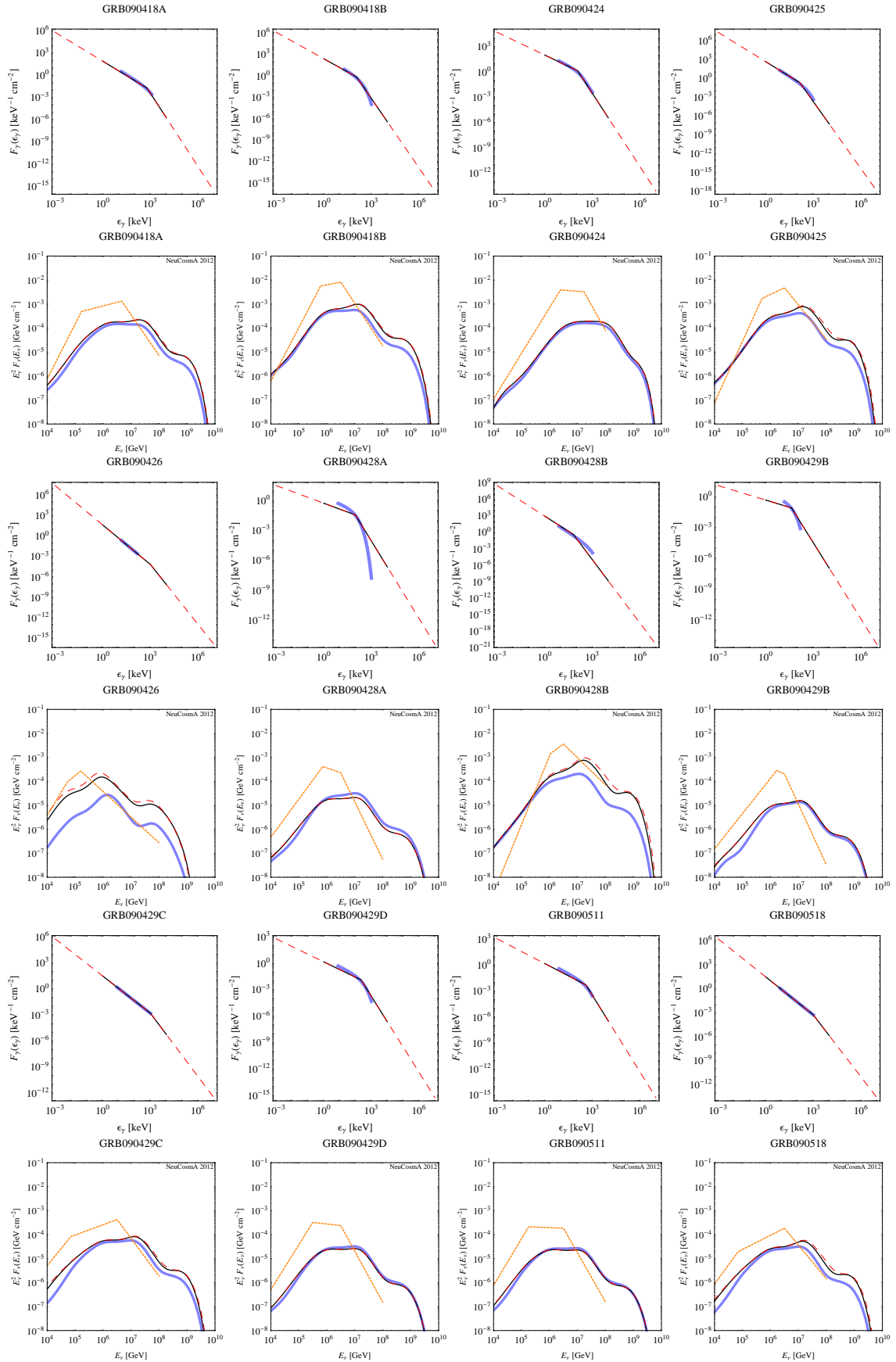


Abbildung C.10.: Fortführung von Abb. C.1

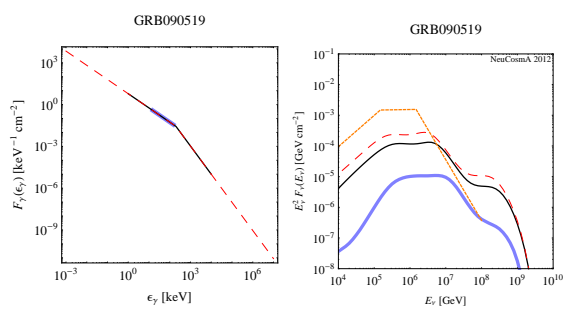


Abbildung C.11.: Fortführung von Abb. C.1

## Literaturverzeichnis

- [1] IceCube Collaboration, R. Abbasi et al., *An absence of neutrinos associated with cosmic-ray acceleration in  $\gamma$ -ray bursts*, *Nature* **484** (2012), 351–353, 1204.4219.
- [2] E. Waxman and J. N. Bahcall, *High energy neutrinos from cosmological gamma-ray burst fireballs*, *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997), 2292–2295, astro-ph/9701231.
- [3] D. Guetta, D. Hooper, J. Alvarez-Muniz, F. Halzen, and E. Reuveni, *Neutrinos from individual gamma-ray bursts in the BATSE catalog*, *Astropart. Phys.* **20** (2004), 429–455, astro-ph/0302524.
- [4] F. Reines, *Neutrino interactions*, *Annual Review of Nuclear Science* **10** (1960), no. 1, 1–26.
- [5] IceCube Collaboration, J. Ahrens et al., *Sensitivity of the IceCube detector to astrophysical sources of high energy muon neutrinos*, *Astropart. Phys.* **20** (2004), 507–532, astro-ph/0305196.
- [6] ANTARES Collaboration, E. Aslanides et al., *A deep sea telescope for high-energy neutrinos*, (1999), astro-ph/9907432.
- [7] M. Markov, *On high energy neutrino physics*, *Proceedings Int. Conf. on High Energy Physics* (1960), 578.
- [8] A. Ishihara, *Icecube: Ultra-high energy neutrinos*, Vortrag bei Neutrino 2012.
- [9] The IceCube Collaboration, R. Abbasi et al., *IceCube - Astrophysics and Astroparticle Physics at the South Pole*, (2011), 1111.5188.
- [10] A. Mücke, R. Engel, J. P. Rachen, R. J. Protheroe, and T. Stanev, *Monte Carlo simulations of photohadronic processes in astrophysics*, *Comput. Phys. Commun.* **124** (2000), 290–314, astro-ph/9903478.
- [11] S. R. Kelner and F. A. Aharonian, *Energy spectra of gamma-rays, electrons and neutrinos produced at interactions of relativistic protons with low energy*

- radiation*, Phys. Rev. **D78** (2008), 034013, 0803.0688.
- [12] P. Lipari, M. Lusignoli, and D. Meloni, *Flavor Composition and Energy Spectrum of Astrophysical Neutrinos*, Phys. Rev. **D75** (2007), 123005, 0704.0718.
- [13] T. Kashti and E. Waxman, *Flavoring astrophysical neutrinos: Flavor ratios depend on energy*, Phys. Rev. Lett. **95** (2005), 181101, astro-ph/0507599.
- [14] A. M. Hillas, *The Origin of Ultrahigh-Energy Cosmic Rays*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **22** (1984), 425–444.
- [15] IceCube Collaboration, R. Abbasi et al., *Limits on Neutrino Emission from Gamma-Ray Bursts with the 40 String IceCube Detector*, Phys.Rev.Lett. **106** (2011), 141101, 1101.1448.
- [16] H.-N. He, R.-Y. Liu, X.-Y. Wang, S. Nagataki, K. Murase, et al., *Icecube non-detection of GRBs: Constraints on the fireball properties*, Astrophys.J. **752** (2012), 29, 1204.0857.
- [17] F. Reines, M. Crouch, T. Jenkins, W. Kropp, H. Gurr, et al., *Evidence for high-energy cosmic ray neutrino interactions*, Phys.Rev.Lett. **15** (1965), 429–433.
- [18] C. V. Achar, M. G. K. Menon, V. S. Narasimham, P. V. Ramana Murthy, B. V. Sreekantan, K. Hinotani, S. Miyake, D. R. Creed, J. L. Osborne, J. B. M. Pattison, and A. W. Wolfendale, *Detection of muons produced by cosmic ray neutrinos deep underground*, Physics Letters **18** (1965), 196–199.
- [19] J. Davis, Raymond, D. S. Harmer, and K. C. Hoffman, *Search for neutrinos from the sun*, Phys.Rev.Lett. **20** (1968), 1205–1209.
- [20] J. K. Becker, *High-energy neutrinos in the context of multimessenger physics*, Phys.Rept. **458** (2008), 173–246, 0710.1557.
- [21] Super-Kamiokande Collaboration, Y. Fukuda et al., *Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos*, Phys.Rev.Lett. **81** (1998), 1562–1567, hep-ex/9807003.
- [22] SNO Collaboration, Q. Ahmad et al., *Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory*, Phys.Rev.Lett. **89** (2002), 011301, nucl-ex/0204008.
- [23] K. Greisen, *End to the cosmic ray spectrum?*, Phys.Rev.Lett. **16** (1966), 748–750.

- [24] G. Zatsepin and V. Kuzmin, *Upper limit of the spectrum of cosmic rays*, JETP Lett. **4** (1966), 78–80.
- [25] L. A. Anchordoqui, H. Goldberg, F. Halzen, and T. J. Weiler, *Neutrinos as a diagnostic of high energy astrophysical processes*, Phys.Lett. **B621** (2005), 18–21, hep-ph/0410003.
- [26] S. L. Glashow, *Resonant Scattering of Antineutrinos*, Phys.Rev. **118** (1960), 316–317.
- [27] T. Kinoshita, *Possible resonances in weak interactions and test of the intermediate boson hypothesis of tanikawa and watanabe*, Phys. Rev. Lett. **4** (1960), 378–380.
- [28] J. G. Learned and S. Pakvasa, *Detecting tau-neutrino oscillations at PeV energies*, Astropart. Phys. **3** (1995), 267–274, hep-ph/9405296.
- [29] Z.-z. Xing and S. Zhou, *The Glashow resonance as a discriminator of UHE cosmic neutrinos originating from p-gamma and p-p collisions*, Phys.Rev. **D84** (2011), 033006, 1105.4114.
- [30] A. Bhattacharya, R. Gandhi, W. Rodejohann, and A. Watanabe, *The Glashow resonance at IceCube: signatures, event rates and pp vs. p $\gamma$  interactions*, JCAP **1110** (2011), 017, 1108.3163.
- [31] A. R. Bell, *The Acceleration of cosmic rays in shock fronts. I*, Mon.Not.Roy.Astron.Soc. **182** (1978), 147–156.
- [32] R. Blandford and J. Ostriker, *Particle Acceleration by Astrophysical Shocks*, Astrophys.J. **221** (1978), L29–L32.
- [33] F. Halzen and D. Hooper, *High-energy neutrino astronomy: The Cosmic ray connection*, Rept.Prog.Phys. **65** (2002), 1025–1078, astro-ph/0204527.
- [34] J. Learned and K. Mannheim, *High-energy neutrino astrophysics*, Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. **50** (2000), 679–749.
- [35] T. Chiarusi and M. Spurio, *High-Energy Astrophysics with Neutrino Telescopes*, Eur.Phys.J. **C65** (2010), 649–701, 0906.2634.
- [36] W. Winter, *Neutrinos from Cosmic Accelerators Including Magnetic Field and Flavor Effects*, Adv.High Energy Phys. **2012** (2012), 586413, 1201.5462.
- [37] A. Kappes, J. Hinton, C. Stegmann, and F. A. Aharonian, *Potential Neutrino Signals from Galactic Gamma-Ray Sources*, Astrophys.J. **656** (2007), 870–896,

- astro-ph/0607286.
- [38] W. Bednarek, G. F. Burgio, and T. Montaruli, *Galactic discrete sources of high energy neutrinos*, New Astron.Rev. **49** (2005), 1, astro-ph/0404534.
- [39] J. Alvarez-Muniz and F. Halzen, *Possible high-energy neutrinos from the cosmic accelerator RX J1713.7-3946*, Astrophys.J. **576** (2002), L33–L36, astro-ph/0205408.
- [40] M. L. Costantini and F. Vissani, *Expected neutrino signal from supernova remnant RX J1713.7-3946 and flavor oscillations*, Astropart.Phys. **23** (2005), 477–485, astro-ph/0411761.
- [41] F. Vissani and F. Aharonian, *Galactic Sources of High-Energy Neutrinos: Highlights*, Nucl.Instrum.Meth. **A692** (2012), 5–12, 1112.3911.
- [42] D. Horns, F. Aharonian, A. Santangelo, A. I. D. Hoffmann, and C. Masterson, *Nucleonic gamma-ray production in Vela X*, A&A **451** (2006), L51–L54.
- [43] W. Bednarek, *Neutrinos from the pulsar wind nebulae*, Astron.Astrophys. **407** (2003), 1–6, astro-ph/0305430.
- [44] D. Guetta and E. Amato, *Neutrino flux predictions for galactic plerions*, Astropart.Phys. **19** (2003), 403–407, astro-ph/0209537.
- [45] F. A. Aharonian, L. A. Anchordoqui, D. Khangulyan, and T. Montaruli, *Microquasar LS 5039: A TeV gamma-ray emitter and a potential TeV neutrino source*, J.Phys.Conf.Ser. **39** (2006), 408–415, astro-ph/0508658.
- [46] NEMO Collaboration, S. Aiello et al., *Sensitivity of an underwater Cerenkov km<sup>3</sup> telescope to TeV neutrinos from Galactic Microquasars*, Astropart.Phys. **28** (2007), 1–9, astro-ph/0608053.
- [47] M. M. Reynoso and G. E. Romero, *Magnetic field effects on neutrino production in microquasars*, Astron. Astrophys. **493** (2009), 1–11, 0811.1383.
- [48] K. Mannheim, *High-energy neutrinos from extragalactic jets*, Astropart.Phys. **3** (1995), 295–302.
- [49] F. Stecker and M. Salamon, *High-energy neutrinos from quasars*, Space Sci.Rev. **75** (1996), 341–355, astro-ph/9501064.
- [50] R. J. Protheroe, *High Energy Neutrinos from Blazars*, in *IAU Colloq. 163: Accretion Phenomena and Related Outflows* (D. T. Wickramasinghe, G. V. Bicknell, and L. Ferrario, eds.), Astronomical Society of the Pacific Conference



- Series, vol. 121, 1997, p. 585.
- [51] F. Halzen and E. Zas, *Neutrino fluxes from active galaxies: A Model independent estimate*, *Astrophys.J.* **488** (1997), 669–674, [astro-ph/9702193](#).
- [52] A. Mücke and R. J. Protheroe, *A proton synchrotron blazar model for flaring in Markarian 501*, *Astropart. Phys.* **15** (2001), 121–136, [astro-ph/0004052](#).
- [53] A. M. Atoyan and C. D. Dermer, *Neutral beams from blazar jets*, *Astrophys. J.* **586** (2003), 79–96, [astro-ph/0209231](#).
- [54] A. Y. Neronov and D. Semikoz, *Which blazars are neutrino loud?*, *Phys.Rev.* **D66** (2002), 123003, [hep-ph/0208248](#).
- [55] J. Alvarez-Muniz and P. Meszaros, *High energy neutrinos from radio-quiet AGNs*, *Phys.Rev.* **D70** (2004), 123001, [astro-ph/0409034](#).
- [56] J. K. Becker, P. L. Biermann, and W. Rhode, *The Diffuse neutrino flux from FR-II radio galaxies and blazars: A Source property based estimate*, *Astropart.Phys.* **23** (2005), 355–368, [astro-ph/0502089](#).
- [57] F. W. Stecker, *A note on high energy neutrinos from agn cores*, *Phys.Rev.* **D72** (2005), 107301, [astro-ph/0510537](#).
- [58] A. Reimer, M. Bottcher, and S. Postnikov, *Neutrino emission in the hadronic synchrotron mirror model: The Orphan TeV flare from 1ES 1959+650*, *Astrophys.J.* **630** (2005), 186–190, [astro-ph/0505233](#).
- [59] A. Cuoco and S. Hannestad, *Ultra-high energy Neutrinos from Centaurus A and the Auger hot spot*, *Phys.Rev.* **D78** (2008), 023007, 0712.1830.
- [60] P. Meszaros and E. Waxman, *TeV neutrinos from successful and choked gamma-ray bursts*, *Phys.Rev.Lett.* **87** (2001), 171102, [astro-ph/0103275](#).
- [61] S. Razzaque, P. Meszaros, and E. Waxman, *Neutrino tomography of gamma-ray bursts and massive stellar collapses*, *Phys.Rev.* **D68** (2003), 083001, [astro-ph/0303505](#).
- [62] J. Alvarez-Muniz, F. Halzen, and D. Hooper, *High-energy neutrinos from gamma-ray bursts: Event rates in neutrino telescopes*, *Phys.Rev.* **D62** (2000), 093015, [astro-ph/0006027](#).
- [63] D. Guetta, M. Spada, and E. Waxman, *On the neutrino flux from gamma-ray bursts*, *Astrophys.J.* **559** (2001), 101, [astro-ph/0102487](#).

- [64] K. Murase and S. Nagataki, *High energy neutrino emission and neutrino background from gamma-ray bursts in the internal shock model*, Phys.Rev. **D73** (2006), 063002, astro-ph/0512275.
- [65] K. Asano and S. Nagataki, *Very high energy neutrinos originating from kaons in gamma-ray bursts*, Astrophys. J. **640** (2006), L9–L12, astro-ph/0603107.
- [66] E. Waxman and J. N. Bahcall, *Neutrino afterglow from gamma-ray bursts: Similar to  $10^{18}$  eV*, Astrophys.J. **541** (2000), 707–711, hep-ph/9909286.
- [67] K. Murase, *High energy neutrino early afterglows gamma-ray bursts revisited*, Phys.Rev. **D76** (2007), 123001, 0707.1140.
- [68] J. P. Rachen and P. Meszaros, *Photohadronic neutrinos from transients in astrophysical sources*, Phys. Rev. **D58** (1998), 123005, astro-ph/9802280.
- [69] M. Kachelriess and R. Tomas, *High energy neutrino yields from astrophysical sources I: Weakly magnetized sources*, Phys.Rev. **D74** (2006), 063009, astro-ph/0606406.
- [70] M. Kachelriess, S. Ostapchenko, and R. Tomas, *High energy neutrino yields from astrophysical sources II: Magnetized sources*, Phys. Rev. **D77** (2008), 023007, 0708.3047.
- [71] Y. Farzan and A. Y. Smirnov, *Coherence and oscillations of cosmic neutrinos*, Nucl.Phys. **B805** (2008), 356–376, 0803.0495.
- [72] P. Serpico and M. Kachelriess, *Measuring the  $13$ -mixing angle and the  $CP$  phase with neutrino telescopes*, Phys.Rev.Lett. **94** (2005), 211102, hep-ph/0502088.
- [73] W. Winter, *How astrophysical neutrino sources could be used for early measurements of neutrino mass hierarchy and leptonic  $CP$  phase*, Phys.Rev. **D74** (2006), 033015, hep-ph/0604191.
- [74] K. Blum, Y. Nir, and E. Waxman, *Probing  $CP$  violation in neutrino oscillations with neutrino telescopes*, (2007), 0706.2070.
- [75] S. Pakvasa, W. Rodejohann, and T. J. Weiler, *Flavor Ratios of Astrophysical Neutrinos: Implications for Precision Measurements*, JHEP **0802** (2008), 005, 0711.4517.
- [76] P. D. Serpico, *Probing the 2-3 leptonic mixing at high-energy neutrino telescopes*, Phys.Rev. **D73** (2006), 047301, hep-ph/0511313.

- [77] S. Choubey, V. Niro, and W. Rodejohann, *On Probing  $\theta_{23}$  in Neutrino Telescopes*, Phys.Rev. **D77** (2008), 113006, 0803.0423.
- [78] R. L. Awasthi and S. Choubey, *Confusing sterile neutrinos with deviation from tribimaximal mixing at neutrino telescopes*, Phys.Rev. **D76** (2007), 113002, 0706.0399.
- [79] A. Donini and O. Yasuda, *Signatures of sterile neutrino mixing in high-energy cosmic neutrino flux*, (2008), 0806.3029.
- [80] J. F. Beacom, N. F. Bell, D. Hooper, S. Pakvasa, and T. J. Weiler, *Decay of high-energy astrophysical neutrinos*, Phys.Rev.Lett. **90** (2003), 181301, hep-ph/0211305.
- [81] M. Maltoni and W. Winter, *Testing neutrino oscillations plus decay with neutrino telescopes*, JHEP **0807** (2008), 064, 0803.2050.
- [82] P. Baerwald, M. Bustamante, and W. Winter, *Neutrino Decays over Cosmological Distances and the Implications for Neutrino Telescopes*, JCAP **1210** (2012), 020, 1208.4600.
- [83] S. Pakvasa, *Neutrino Flavor Goniometry by High Energy Astrophysical Beams*, Mod.Phys.Lett. **A23** (2008), 1313–1324, 0803.1701.
- [84] U. F. Katz and C. Spiering, *High-Energy Neutrino Astrophysics: Status and Perspectives*, Prog.Part.Nucl.Phys. **67** (2012), 651–704, 1111.0507.
- [85] J. F. Beacom, N. F. Bell, D. Hooper, S. Pakvasa, and T. J. Weiler, *Measuring flavor ratios of high-energy astrophysical neutrinos*, Phys.Rev. **D68** (2003), 093005, hep-ph/0307025.
- [86] IceCube Collaboration, R. Abbasi et al., *First search for atmospheric and extraterrestrial neutrino-induced cascades with the IceCube detector*, Phys.Rev. **D84** (2011), 072001, 1101.1692.
- [87] G. A. Askar'yan, *Excess Negative Charge of an Electron-Photon Shower And Its Coherent Radio Emission*, Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics **14** (1962), 441.
- [88] G. A. Askar'yan, *Coherent Radio Emission from Cosmic Showers in Air and in Dense Media*, Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics **21** (1965), 658.
- [89] D. Saltzberg et al., *Observation of the Askaryan effect: Coherent microwave*

- Cherenkov emission from charge asymmetry in high energy particle cascades*, Phys. Rev. Lett. **86** (2001), 2802–2805, [hep-ex/0011001](#).
- [90] P. W. Gorham et al., *Accelerator measurements of the Askaryan effect in rock salt: A roadmap toward Teraton underground neutrino detectors*, Phys. Rev. **D72** (2005), 023002, [astro-ph/0412128](#).
- [91] ANITA, P. W. Gorham et al., *Observations of the Askaryan effect in ice*, Phys. Rev. Lett. **99** (2007), 171101, [hep-ex/0611008](#).
- [92] IceCube Collaboration, R. Abbasi et al., *The IceCube Neutrino Observatory I: Point Source Searches*, (2011), [1111.2741](#).
- [93] IceCube Collaboration, R. Abbasi et al., *The IceCube Neutrino Observatory II: All Sky Searches: Atmospheric, Diffuse and EHE*, (2011), [1111.2736](#).
- [94] E. Waxman and J. N. Bahcall, *High energy neutrinos from astrophysical sources: An upper bound*, Phys. Rev. **D59** (1999), 023002, [hep-ph/9807282](#).
- [95] K. Mannheim, R. J. Protheroe, and J. P. Rachen, *On the cosmic ray bound for models of extragalactic neutrino production*, Phys. Rev. **D63** (2001), 023003, [astro-ph/9812398](#).
- [96] IceCube Collaboration, A. Achterberg et al., *Multi-year search for a diffuse flux of muon neutrinos with AMANDA-II*, Phys.Rev. **D76** (2007), 042008, [0705.1315](#).
- [97] S. Biagi, *Search for a diffuse flux of muon neutrinos with ANTARES telescope*, Conference presentation at NEUTRINO 2010 Athens, Greece (2010).
- [98] IceCube Collaboration, R. Abbasi et al., *A Search for a Diffuse Flux of Astrophysical Muon Neutrinos with the IceCube 40-String Detector*, Phys.Rev. **D84** (2011), 082001, [1104.5187](#).
- [99] IceCube Collaboration, R. Abbasi et al., *Measurement of the atmospheric neutrino energy spectrum from 100 GeV to 400 TeV with IceCube*, Phys.Rev. **D83** (2011), 012001, [1010.3980](#).
- [100] R. Engel, D. Seckel, and T. Stanev, *Neutrinos from propagation of ultrahigh-energy protons*, Phys.Rev. **D64** (2001), 093010, [astro-ph/0101216](#).
- [101] T. Stanev, R. Engel, A. Mucke, R. J. Protheroe, and J. P. Rachen, *Propagation of ultrahigh-energy protons in the nearby universe*, Phys.Rev. **D62** (2000), 093005, [astro-ph/0003484](#).

- [102] A. Muecke, R. Protheroe, R. Engel, J. Rachen, and T. Stanev, *BL Lac Objects in the synchrotron proton blazar model*, *Astropart.Phys.* **18** (2003), 593–613, astro-ph/0206164.
- [103] M. Ahlers, L. A. Anchordoqui, H. Goldberg, F. Halzen, A. Ringwald, et al., *Neutrinos as a diagnostic of cosmic ray galactic/extra-galactic transition*, *Phys.Rev.* **D72** (2005), 023001, astro-ph/0503229.
- [104] E. Armengaud, G. Sigl, T. Beau, and F. Miniati, *Crpropa: a numerical tool for the propagation of uhe cosmic rays, gamma-rays and neutrinos*, *Astropart.Phys.* **28** (2007), 463–471, astro-ph/0603675.
- [105] V. Berezhinsky, A. Gazizov, M. Kachelriess, and S. Ostapchenko, *Restricting UHECRs and cosmogenic neutrinos with Fermi-LAT*, *Phys.Lett.* **B695** (2011), 13–18, 1003.1496.
- [106] GEANT4, S. Agostinelli et al., *GEANT4: A Simulation toolkit*, *Nucl.Instrum.Meth.* **A506** (2003), 250–303.
- [107] Particle Data Group, C. Amsler et al., *Review of particle physics*, *Phys. Lett.* **B667** (2008), 1.
- [108] S. Hümmer, M. Rügner, F. Spanier, and W. Winter, *Simplified models for photohadronic interactions in cosmic accelerators*, *Astrophys. J.* **721** (2010), 630–652, 1002.1310.
- [109] A. Baldini, V. Flaminio, W. Moorhead, D. R. Morrison, and E. Schopper, H., *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology. Grp. 1: Nuclear and Particle Physics*, **12: Total Cross-sections for Reactions of High-energy Particles (Including Elastic, Topological, Inclusive and Exclusive Reactions)** (1988).
- [110] A. Mücke, J. P. Rachen, R. Engel, R. J. Protheroe, and T. Stanev, *On photohadronic processes in astrophysical environments*, *Publ. Astron. Soc. Austral.* **16** (1999), 160, astro-ph/9808279.
- [111] C. D. Dermer, *Binary collision rates of relativistic thermal plasmas. II - Spectra*, *Astrophys.J.* **307** (1986), 47–59.
- [112] S. Barr, T. Gaisser, P. Lipari, and S. Tilav, *Ratio of  $\nu_e/\nu_\mu$  in atmospheric neutrinos*, *Physics Letters B* **214** (1988), no. 1, 147 – 150.
- [113] P. Lipari, *Lepton spectra in the earth’s atmosphere*, *Astropart.Phys.* **1** (1993), 195–227.

- [114] T. Schwetz, M. A. Tortola, and J. W. F. Valle, *Three-flavour neutrino oscillation update*, New J. Phys. **10** (2008), 113011, 0808.2016.
- [115] P. Huber, M. Lindner, T. Schwetz, and W. Winter, *First hint for CP violation in neutrino oscillations from upcoming superbeam and reactor experiments*, JHEP **11** (2009), 044, 0907.1896.
- [116] P. Huber and W. Winter, *Neutrino factories and the 'magic' baseline*, Phys. Rev. **D68** (2003), 037301, hep-ph/0301257.
- [117] J. Tang and W. Winter, *Physics with near detectors at a neutrino factory*, Phys. Rev. **D80** (2009), 053001, 0903.3039.
- [118] G. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, A. Palazzo, and A. Rotunno, *Evidence of  $\theta_{13} > 0$  from global neutrino data analysis*, Phys.Rev. **D84** (2011), 053007, 1106.6028.
- [119] T. Schwetz, M. Tortola, and J. Valle, *Where we are on  $\theta_{13}$ : addendum to 'Global neutrino data and recent reactor fluxes: status of three-flavour oscillation parameters'*, New J.Phys. **13** (2011), 109401, 1108.1376.
- [120] D. Forero, M. Tortola, and J. Valle, *Global status of neutrino oscillation parameters after Neutrino-2012*, Phys.Rev. **D86** (2012), 073012, 1205.4018.
- [121] P. Baerwald, S. Hümmer, and W. Winter, *Systematics in the Interpretation of Aggregated Neutrino Flux Limits and Flavor Ratios from Gamma-Ray Bursts*, Astropart.Phys. **35** (2012), 508–529, 1107.5583.
- [122] S. Hümmer, M. Maltoni, W. Winter, and C. Yaguna, *Energy dependent neutrino flavor ratios from cosmic accelerators on the Hillas plot*, Astropart. Phys. **34** (2010), 205–224, 1007.0006.
- [123] D. B. Melrose, *Plasma astrophysics: Nonthermal processes in diffuse magnetized plasmas. Volume 1 - The emission, absorption and transfer of waves in plasmas*, Gordon and Breach Science Publishers, 1980.
- [124] R. Sari, T. Piran, and R. Narayan, *Spectra and light curves of gamma-ray burst afterglows*, Astrophys.J. **497** (1998), L17, astro-ph/9712005.
- [125] M. C. Gonzalez-Garcia, F. Halzen, and S. Mohapatra, *Identifying Galactic PeVatrons with Neutrinos*, Astropart. Phys. **31** (2009), 437–444, 0902.1176.
- [126] Klebesadel, R. W. and Strong, I. B. and Olson, R. A., *Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin*, Astrophys. J. **182** (1973), L85.
- [127] C. Kouveliotou, C. A. Meegan, G. J. Fishman, N. P. Bhyat, M. S. Briggs,

- et al., *Identification of two classes of gamma-ray bursts*, *Astrophys.J.* **413** (1993), L101–104.
- [128] G. J. e. a. Fishman, *The first BATSE gamma-ray burst catalog*, *Astrophys.J.Suppl.* **92** (1994), 229–283.
- [129] Meegan, C. A. and Fishman, G. J. and Wilson, R. B. and Horack, J. M. and Brock, M. N. and Paciesas, W. S. and Pendleton, G. N. and Kouveliotou, C., *Spatial distribution of gamma-ray bursts observed by BATSE*, *Nature* **355** (1992), 143–145.
- [130] T. Piran, *The implications of the Compton (GRO) observations for cosmological gamma-ray bursts*, *Astrophys. J.* **389** (1992), L45–L48.
- [131] BATSE, <http://gammaray.msfc.nasa.gov/batse/grb/skymap/>.
- [132] W. Paciesas, C. Meegan, G. Pendleton, M. Briggs, C. Kouveliotou, et al., *The Fourth batse gamma-ray burst catalog (revised)*, *Astrophys.J.Suppl.* **122** (1999), 465–495, [astro-ph/9903205](http://arxiv.org/abs/astro-ph/9903205).
- [133] M. R. Metzger, S. G. Djorgovski, S. R. Kulkarni, C. C. Steidel, K. L. Adelberger, D. A. Frail, E. Costa, and F. Frontera, *Spectral constraints on the redshift of the optical counterpart to the  $\gamma$ -ray burst of 8 May 1997*, *Nature* **387** (1997), 878–880.
- [134] A. e. a. Cucchiara, *A Photometric Redshift of  $z \sim 9.4$  for GRB 090429B*, *Astrophys.J.* **736** (2011), 7, 1105.4915.
- [135] B. Paczynski, *Are Gamma-Ray Bursts in Star-Forming Regions?*, *Astrophys.J.* **494** (1998), L45, [arXiv:astro-ph/9710086](http://arxiv.org/abs/astro-ph/9710086).
- [136] S. E. Woosley, *Gamma-ray bursts from stellar mass accretion disks around black holes*, *Astrophys.J.* **405** (1993), 273–277.
- [137] T. J. e. a. Galama, *An unusual supernova in the error box of the  $\gamma$ -ray burst of 25 April 1998*, *Nature* **395** (1998), 670–672, [arXiv:astro-ph/9806175](http://arxiv.org/abs/astro-ph/9806175).
- [138] S. R. Kulkarni, D. A. Frail, M. H. Wieringa, R. D. Ekers, E. M. Sadler, R. M. Wark, J. L. Higdon, E. S. Phinney, and J. S. Bloom, *Radio emission from the unusual supernova 1998bw and its association with the  $\gamma$ -ray burst of 25 April 1998*, *Nature* **395** (1998), 663–669.
- [139] K. Z. e. a. Stanek, *Spectroscopic Discovery of the Supernova 2003dh Associated with GRB 030329*, *Astrophys.J.* **591** (2003), L17–L20,

- arXiv:astro-ph/0304173.
- [140] J. e. a. Hjorth, *A very energetic supernova associated with the  $\gamma$ -ray burst of 29 March 2003*, *Nature* **423** (2003), 847–850, arXiv:astro-ph/0306347.
- [141] R. Mochkovitch, M. Hernanz, J. Isern, and X. Martin, *Gamma-ray bursts as collimated jets from neutron star/black hole mergers*, *Nature* **361** (1993), 236–238.
- [142] D. Eichler, M. Livio, T. Piran, and D. N. Schramm, *Nucleosynthesis, neutrino bursts and gamma-rays from coalescing neutron stars*, *Nature* **340** (1989), 126–128.
- [143] C. Thompson, *A Model of gamma-ray bursts*, *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.* **270** (1994), 480.
- [144] P. Meszaros and M. Rees, *Steep slopes and preferred breaks in GRB spectra: The Role of photospheres and comptonization*, *Astrophys.J.* **530** (2000), 292–298, astro-ph/9908126.
- [145] A. Dar and A. De Rujula, *A Cannonball model of gamma-ray bursts: Superluminal signatures*, *Astron.Astrophys.* (2000), astro-ph/0008474.
- [146] T. Piran, *The physics of gamma-ray bursts*, *Rev. Mod. Phys.* **76** (2004), 1143–1210, astro-ph/0405503.
- [147] P. Meszaros, *Gamma-Ray Bursts*, *Rept. Prog. Phys.* **69** (2006), 2259–2322, astro-ph/0605208.
- [148] M. Ruderman, *Theories of gamma-ray bursts*, in *Seventh Texas Symposium on Relativistic Astrophysics* (P. G. Bergman, E. J. Fenyves, & L. Motz, ed.), *Annals of the New York Academy of Sciences*, vol. 262, October 1975, pp. 164–180.
- [149] IceCube, R. Abbasi et al., *Search for muon neutrinos from Gamma-Ray Bursts with the IceCube neutrino telescope*, *Astrophys. J.* **710** (2010), 346–359, 0907.2227.
- [150] L. Nava, G. Ghirlanda, G. Ghisellini, and A. Celotti, *Spectral properties of 438 GRBs detected by Fermi/GBM*, *A&A* **530** (2011), A21+, 1012.2863.
- [151] J. Greiner et al., *The redshift and afterglow of the extremely energetic gamma-ray burst GRB 080916C*, *A&A* **498** (2009), 89–94, 0902.0761.
- [152] The Fermi/GBM, A. A. Abdo et al., *Fermi Observations of GRB 090902B: A*



- 
- Distinct Spectral Component in the Prompt and Delayed Emission*, *Astrophys. J.* **706** (2009), L138–L144, 0909.2470.
- [153] D. Gruber et al., *Fermi/GBM observations of the ultra-long GRB 091024: A burst with an optical flash*, (2011), 1101.1099.
- [154] Z. Li, *Note on the Normalization of Predicted GRB Neutrino Flux*, *Phys.Rev.* **D85** (2012), 027301, 1112.2240.
- [155] G. C. Network, <http://gcn.gsfc.nasa.gov/>.
- [156] K. Meagher, private communication.
- [157] N. Whitehorn, private communication.
- [158] A. M. Hopkins and J. F. Beacom, *On the normalisation of the cosmic star formation history*, *Astrophys. J.* **651** (2006), 142, astro-ph/0601463.
- [159] M. D. Kistler, H. Yuksel, J. F. Beacom, A. M. Hopkins, and J. S. B. Wyithe, *The Star Formation Rate in the Reionization Era as Indicated by Gamma-ray Bursts*, *Astrophys. J.* **705** (2009), L104–L108, 0906.0590.
- [160] S. Hümmer, P. Baerwald, and W. Winter, *Neutrino Emission from Gamma-Ray Burst Fireballs, Revised*, *Phys.Rev.Lett.* **108** (2012), 231101, 1112.1076.
- [161] D. Guetta, E. Pian, and E. Waxman, *FERMI constraints on the high energy,  $\sim 1$  GeV, emission of long gamma ray bursts*, *A&A* **525** (2011), A53, 1003.0566.
- [162] M. Ahlers, M. Gonzalez-Garcia, and F. Halzen, *GRBs on probation: testing the UHE CR paradigm with IceCube*, *Astropart.Phys.* **35** (2011), 87–94, 1103.3421.
- [163] P. Mehta and W. Winter, *Interplay of energy dependent astrophysical neutrino flavor ratios and new physics effects*, *JCAP* **1103** (2011), 041, 1101.2673.
- [164] W. Winter, *Interpretation of neutrino flux limits from neutrino telescopes on the Hillas plot*, *Phys.Rev.* **D85** (2012), 023013, 1103.4266.
- [165] J. P. Rachen, *Interaction processes and statistical properties of the propagation of cosmic rays in photon backgrounds*, Ph.D. thesis, MPIfR Bonn, Germany, 1996.
- [166] V. S. Berezhinsky and A. Z. Gazizov, *Production of high-energy cosmic neutrinos in  $p$  gamma and  $n$  gamma scattering: 1. Neutrino yields for power law spectra of protons and neutrons*, *Phys. Rev.* **D47** (1993), 4206–4216.
-

- [167] SAPHIR, M. Q. Tran et al., *Measurement of gamma p  $\rightarrow$  K $^+$  Lambda and gamma p  $\rightarrow$  K $^+$  Sigma0 at photon energies up to 2-GeV*, Phys. Lett. **B445** (1998), 20–26.
- [168] F. X. Lee, T. Mart, C. Bennhold, and L. E. Wright, *Quasifree kaon photoproduction on nuclei*, Nucl. Phys. **A695** (2001), 237–272, nucl-th/9907119.

## Danksagung

Bedanken möchte ich mich an dieser Stelle bei all denjenigen, die diese Arbeit erst ermöglicht haben. Zunächst ist dies Prof. Dr. Reinhold Rückl, der sich als Erstgutachter zur Verfügung gestellt hat. Ferner geht ein großes Dankeschön an Dr. Walter Winter für die engagierte Betreuung, die vielen gemeinsamen Diskussionen und die Möglichkeit auch mit Säugling an Gruppendiskussionen teilzunehmen. Prof. Dr. Karl Mannheim danke ich für die Teilnahme an meiner Betreuungskommission, das Zweitgutachten und die astrophysikalischen Diskussionen. Ferner möchte ich Brigitte Wehner danken, die mir immer mit Rat und Tat bei organisatorischen und administrativen Problemen zur Seite stand. Ein großer Dank geht an meine gesamte Arbeitsgruppe für interessante Diskussionen und neue Denkanstöße. Speziell danken möchte ich Philipp Baerwald zum Einen für die fruchtbare aber trotzdem entspannte Zusammenarbeit und zum Anderen für das Probelesen dieser Arbeit. Ohne eine Finanzierung wäre diese Arbeit nicht entstanden, so dass ich hier dem Emmy-Noether-Programm, der Studienstiftung des deutschen Volkes und dem GRK1147 für die finanzielle Unterstützung danken möchte. Last but not least danke ich meiner Familie für die ständige Unterstützung und speziell Wolfgang und Ellen, die mir immer wieder vor Augen geführt haben was wirklich wichtig ist im Leben.