**Universität Hamburg**

**II. Institut für Experimentalphysik**

# Suche nach Gamma-Ray-Burst Counterparts im $TeV$-Bereich mit dem HEGRA-Luftschauerexperiment

Diplomarbeit

vorgelegt von

**Matthias Albers**

Hamburg, August 1998

# Inhaltsverzeichnis

**Einleitung** **3**

**1 Gamma Ray Bursts** **5**
1.1 Satellitengestützte GRB-Detektoren im $keV - GeV$ Energiebereich 7
1.2 Eigenschaften von Gamma Ray Bursts . . . . . . . . . . . . . . . . 9
1.2.1 Zeitliches Verhalten von GRBs . . . . . . . . . . . . . . . . . 9
1.2.2 Spektrales Verhalten von GRBs . . . . . . . . . . . . . . . . 12
1.2.3 Statistisches Verhalten von GRBs . . . . . . . . . . . . . . . 13
1.3 Gamma Ray Burst Modelle . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 15
1.3.1 Geometrische Modelle . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 15
1.3.2 Emissionsmodelle . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 17
1.4 Suche nach GRB-Counterparts . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 19
1.5 Erkenntnisse über GRBs aus optischen Counterparts . . . . . . . 20
1.5.1 GRB970228 . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 20
1.5.2 GRB970508 . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 21
1.5.3 GRB971214 . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 22
1.5.4 Ergebnisse der drei GRBs . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 23

**2 Das HEGRA-Luftschauerexperiment** **25**
2.1 Kosmische Strahlung . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 25
2.2 Luftschauer . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 27
2.2.1 Longitudinalentwicklung des Luftschauers . . . . . . . . . 28
2.2.2 Lateralentwicklung des Luftschauers . . . . . . . . . . . . . 30
2.2.3 Čerenkovlichtemission des Luftschauers . . . . . . . . . . . 30
2.3 Die Detektorkomponenten . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 31
2.3.1 Szintillationszähler . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 35
2.3.2 AIROBICC-Detektor . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 37
2.4 Datenrekonstruktion . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 38

**3 Die Suchmethode** **40**
3.1 Die Arten der Suche . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 40
3.2 Bestimmung der Untergrunderwartung . . . . . . . . . . . . . . . 43
3.3 Bestimmung des optimalen Suchfensters . . . . . . . . . . . . . . 44

3.4 Berechnung der Flußobergrenzen der einzelnen Suchen . . . . . . 45

**4 Ergebnisse der Suche nach TeV Strahlung von GRBs 47**

4.1 Die Suche mit dem 14-fach Triggermodus . . . . . . . . . . . . . . . 49
4.1.1 Suche nach koinzidenter Emission . . . . . . . . . . . . . . . 49
4.1.2 Suche nach kurzzeitiger Emission . . . . . . . . . . . . . . . 53
4.1.3 Suche nach langzeitiger Emission . . . . . . . . . . . . . . . 57
4.2 Die Suche mit dem 4-fach Triggermodus . . . . . . . . . . . . . . . 60
4.2.1 Suche nach koinzidenter Emission . . . . . . . . . . . . . . . 60
4.2.2 Suche nach kurzzeitiger Emission . . . . . . . . . . . . . . . 64
4.2.3 Suche nach langzeitiger Emission . . . . . . . . . . . . . . . 68
4.3 Diskussion der gemessenen Ereignisse bei der Suche nach kurzeitiger Emission des GRBs vom 29.04.1997 . . . . . . . . . . . . . . . 71
4.3.1 Mögliche Observable und Tests zur weiteren Untersuchung signifikanter Suchergebnisse . . . . . . . . . . . . . . . . . . 71
4.3.2 Anwendung der Observablen und des Tests auf den Burst vom 29.4.1997 . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 73

**Zusammenfassung 77**

**Ausblick 79**

**Literaturverzeichnis 81**

**Danksagung 88**

# Einleitung

Gamma Ray Bursts (GRBs) sind eines der zur Zeit am meisten beachteten astrophysikalischen Phänomene. Nachdem sie vor mehr als 25 Jahren entdeckt wurden, sind eine Vielzahl von Experimenten entstanden, um diese Strahlungsausbrüche näher zu untersuchen. Zur Zeit werden GRBs von etwa einem Dutzend Satelliten und ungefähr 35 erdgebundenen Experimenten beobachtet. Etwa einmal pro Tag registriert das Burst and Transient Source Experiment auf dem Compton Gamma Ray Observatory Satelliten einen Ausbruch an Gamma-Strahlung. Diese Strahlungausbrüche setzen in sehr kurzer Zeit (zwischen Bruchteilen von Sekunden und wenigen Minuten) enorm hohe Energien frei. Burstphotonen mit Energien zwischen $1\,keV$ und $20\,GeV$ sind gemessen worden. Bis zum heutigen Zeitpunkt konnte dagegen die Strahlung eines GRBs im $TeV$-Bereich nicht gemessen werden. Ein Nachweis von $TeV$-Strahlung könnte dazu beitragen, einige Fragen über GRBs in Hinsicht auf ihre Entstehungsart und ihrem Entstehungsort zu beantworten.
Bis Anfang 1997 wurden GRBs nur mit Satellitenexperimenten wie BATSE und COMPTEL gemessen. Nach dem Start des BeppoSAX-Experiments konnte zum ersten Mal im Februar 1997 die Position eines GRBs so genau bestimmt werden, daß dieser Burst mit erdgestützten Experimenten auch im Radio- und optischen Bereich gemessen werden konnte. Insgesamt konnten 1997 sieben Bursts im Röntgen-, einer im Radio- und drei im optischen Bereich gemessen werden. Speziell die Messungen im optischen Bereich haben zu neuen Erkenntnissen über GRBs geführt.

In dieser Arbeit wird die Suche nach $TeV$-Strahlung von GRBs mit dem erdgebundenen **H**igh-**E**nergy-**G**amma-**R**ay-**A**stronomy-Experiment (HEGRA) beschrieben. Das HEGRA-Experiment ist auf der kanarischen Insel La Palma lokalisiert und beschäftigt sich mit der Untersuchung der kosmischen Strahlung. Bei der Untersuchung wird ausgenutzt, daß erstens Photonen ihre Richtung im All beibehalten und somit eine Richtungsinformation über ihren Entstehungsort mit sich führen, und zweitens hochenergetische Photonen beim Eintritt in die Erdatmosphäre mit den Teilchen der Atmosphäre wechselwirken. Dabei ensteht eine Kaskade von Sekundärteilchen, die sich, in einer Scheibe angeordnet, mit nahezu Lichtgeschwindigkeit auf die Erde zubewegt. Diese Sekundärteilchen können mit dem Szintillatorfeld des HEGRA-Experiments gemessen werden. Zusätzlich wird ausgenutzt, daß Teilchen, die sich mit einer Geschwindigkeit bewegen die größer ist als die Lichtgeschwindigkeit in dem umgebenden Medium, Energie in Form von sichtbaren Licht abgeben. Dieses sogenannte Čerenkovlicht wird von bestimmten, bei HEGRA AIROBICC genannten, Detektoren gemessen.

Im Rahmen dieser Arbeit werden beide Detektorarten verwendet.

Die Arbeit basiert auf der Doktorarbeit von H. Krawczynski [Krawczynski, 1997] und ist als ihre Fortsetzung gedacht. Durch Verbesserung der Datennahme konnte die Energieschwelle für die meisten Burstsuchen auf wenige $TeV$ gesenkt werden. Im Rahmen der HEGRA-Kollaboration haben sich die Arbeiten von V. Matheis [Matheis, 1994], B. Funk [Funk, 1997], S. Mildahn [Mildahn, 1998] und T. Prietz [Prietz, 1998] ebenfalls mit der Suche nach GRB-Strahlung im TeV-Bereich beschäftigt.

Diese Arbeit ist wie folgt gegliedert: Kapitel 1 beschreibt die Gamma Ray Bursts, Kapitel 2 beschreibt das HEGRA-Experiment und die Luftschauertechnik, Kapitel 3 erklärt die Suchmethode und Kapitel 4 stellt die Ergebnisse dieser Suchen dar.

# Kapitel 1

# Gamma Ray Bursts

Gamma Ray Bursts (GRB) sind hochenergetische Strahlungsausbrüche, die einige hundertstel Sekunden bis einige hundert Sekunden andauern können.
Vor mehr als 25 Jahren sind sie durch Zufall entdeckt worden. Das Verteidigungsministerium der Vereinigten Staaten startete damals Satelliten zur Messung von Gammastrahlung, die bei Nukleartest freigesetzt wurde. Somit sollten geheime Test der Sowjetunion nachgewiesen werden. Dabei wurden von den Satelliten gelegentlich kurze Blitze gemessen, die nicht von Atomwaffentest stammen konnten. Die erste Veröffentlichung dieser rätselhaften Blitze wurde 1973 von Klebesadel, Strong und Olson [Klebesadel et al., 1973] vorgenommen. Darin wird über 16 Bursts von Photonen mit einer Energie von $0,2\,MeV$ bis $1,5\,MeV$ berichtet, die in einem Zeitraum von 3 Jahren aufgenommen wurden. Daraufhin sind eine Vielzahl von GRB-Experimenten gestartet worden, die das Ziel hatten, Ort und Art der Entstehung dieser Blitze zu entdecken. Das erste war Helios-2, das in einem Energiebereich von $60\,keV$ bis $1,5\,MeV$ sensitiv war. Zusammen mit dem International Sun Earth Explorer, dem Pioneer Venus Observatory und den SIGNE-Experimenten bildete es später das erste Interplanetarische Netzwerk (IPN) [Atteia et al., 1987].
Neue Erkenntnisse im Bereich der zeitlichen als auch spektralen Struktur von Bursts wurden mit dem im Jahre 1991 gestarteten Compton Gamma Ray Observatory Satellit (CGRO) erzielt. Er trägt 4 Experimente zur Observation von Gamma-Strahlung im Energiebereich von $5\,keV$ bis $30\,GeV$.
Obwohl bis zum gegenwärtigen Zeitpunkt ca. 2000 Bursts gemessen werden konnten, ist sowohl der Entstehungsort als auch der Entstehungsmechanismus von Bursts ungeklärt [Fishman & Meegan, 1995, Band, 1997]. Gerade in der Frage des Entstehungsortes gab und gibt es eine große Unsicherheit, die in dem Begriff Distanzkrise deutlich wird. Trotz des eindeutigen Nachweises, daß Bursts isotrop [Briggs et al., 1996] verteilt sind, aber im euklidischem Raum ein Defizit an schwachen Bursts zeigen, existieren drei stark unterschiedliche Modelle bezüglich des Entstehungsortes.

**Oort-Wolke:** Das ist der der Erde am nächsten gelegene potentielle Entstehungsort mit einer Entfernung von $\approx 0,05\,pc$ [1] [Dermer, 1995].

**ausgedehnter galaktischer Halo:** Ein Modell das postuliert wurde, um unter anderem das Problem der GRBs zu lösen. Die typische Entfernung liegt bei $\approx 150\,kpc$ [Hartman & Narayan, 1996].

**kosmologischer Ursprung:** Beim favorisierten Modell, das durch jüngste Entdeckungen bestätigt wird (siehe Kapitel 1.5), liegt die Entfernung bei ca. $3\,Gpc$ [Cohen & Piran, 1995].

Die Modelle überdecken damit für die Entfernung der Quellregion einen Bereich von 11 Größenordnungen.

Bis heute wurden keine Bursts mit einer Energie $> 20\,GeV$ registriert. Die Messung von GRB-Counterparts im $TeV$-Bereich oder auch das Ausschließen deren Existenz würde in Hinsicht auf das Distanzproblem weitere Erkenntnisse liefern. Bei einem Nachweis von $TeV$-Strahlung wäre es schwer möglich, das Modell des kosmologischen Ursprunges aufrecht zu halten, da die mittlere freie Weglänge von $TeV$-Photonen Aufgrund von Wechselwirkung mit der intergalaktischen Infrarotstrahlung auf $\approx 100\,Mpc$ beschränkt ist.
Nach dem Start des Beppo-SAX Satelliten konnten seit 1997 sowohl Röntgen- als auch optische Counterparts von GRBs gemessen werden. Diese Messungen deuten auf einen kosmologischen Ursprung von GRBs hin.

Im folgenden soll in Kapitel 1.1 das CGRO-Experiment und der Beppo-SAX Satellit vorgestellt werden. Kapitel 1.2 beschreibt die Eigenschaften der Bursts, Kapitel 1.3 die verschiedenen Modelle den Ort und die Art der Entstehung von Gamma Ray Bursts betreffend. In Kapitel 1.4 werden die Erkenntnisse dargestellt, die durch die Beobachtung von GRB-Counterparts 1997 erzielt wurden.

[1] 1 parsec=1pc=3,26 Lichtjahre

## 1.1 Satellitengestützte GRB-Detektoren im $keV - GeV$ Energiebereich

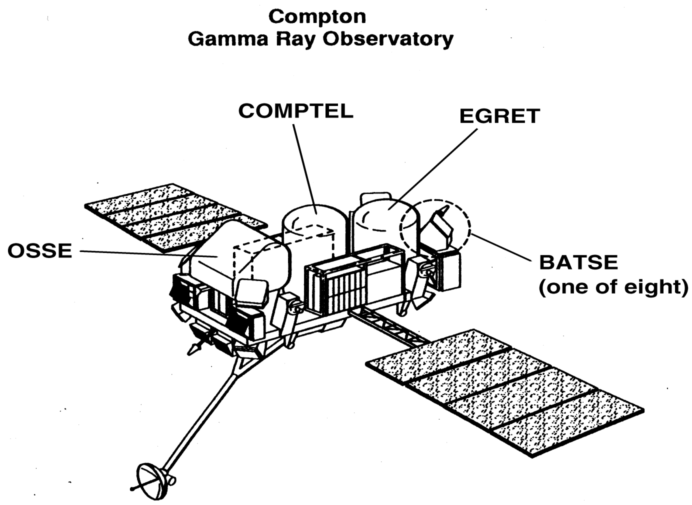


*Abbildung 1.1: Skizze des Compton Gamma Ray Observatory und der vier an Bord befindlichen Experimente.*

Im April 1991 wurde ein Satellit, das CGRO, zur Beobachtung von kosmischer Strahlung in einer Erdumlaufbahn stationiert, welcher die vier folgenden verschiedene Detektoren zum Nachweis von Gamma-Strahlung in einem Energiebereich von $5\,keV$ bis $30\,GeV$ beherbergt. In Abbildung 1.1 ist eine Anordnung der verschiedenen Detektoren im Satelliten dargestellt.

- Das **B**urst **a**nd **T**ransient **S**ource **E**xperiment (BATSE)[Meegan, 1992] ist für Photonen mit einer Energie zwischen $5\,keV$ und $2\,MeV$ sensitiv. Bei einem Gesichtsfeld von $4\pi$ und einer Energieschwelle von $10^{-7}\,ergs/cm^2$ wird durchschnittlich ein Burst pro Tag registriert. Der Detektor besteht aus acht an den Ecken des Satelliten angebrachten Modulen, die jeweils zwei NaI-Kristall-Szintillatoren enthalten. Ein Trigger wird ausgelöst, wenn mindestens zwei Module in Koinzidenz Photonen registriert haben. Die Winkelauflösung hängt von der Anzahl der registrierten Photonen ab. Sie liegt zwischen $1,6^0$ und $13^0$.

- Das **O**riented **S**cintillation**S**pectrometer **E**xperiment (OSSE)[Johnson, 1993] ist sensitiv für Gamma-Strahlung in einem Energiebereich von $50\,keV$ bis $10\,MeV$. Es besteht aus vier NaI/CsI Szintillatoren mit jeweils einem $3,8^0 \times 11,4^0$ FWHM[2] großem Gesichtsfeld.

[2] Full Width Half Maximum

- Das Imaging **Comp**tel **Tel**escope (COMPTEL) [Schönfelder, 1993] weist Photonen mit Energien zwischen $0,75\,MeV$ und $30\,MeV$ nach. Der Nachweis erfolgt in zwei aufeinanderfolgenden Schritten. Zuerst wird das Photon in einem Flüssigszintillator gestreut (Comptonstreuung), dann wird das gestreute Photon in einem NaI-Kristall absorbiert. Das Gesichtsfeld beträgt $1\,sr$. Für starke Quellen erzielt COMPTEL eine Winkelauflösung von $1^0$.

- Das **E**nergetic **G**amma **R**ay **E**xperiment **T**elescope (EGRET) [Thompson, 1993] ist sensitiv zwischen $20\,MeV$ und $30\,GeV$. Von hochenergetischen Photonen erzeugte $e^+e^-$-Paare werden in einer Funkenkammer nachgewiesen und danach in einem NaI-Szintillator absorbiert. Der Raumwinkel, den EGRET abdecken kann, beträgt $0,5\,sr$. Die Winkelauflösung beträgt für starke Quellen ungefähr $0,5^0$.

Seit 1991 hat BATSE mehr als 2000, COMPTEL ungefähr 25 und EGRET fünf GRBs registriert. Ungefähr die Hälfte der von BATSE detektierten Bursts wurde mit OSSE nach GRB-Emission vor und nach dem Burstzeitpunkt untersucht.
Ein weiteres, auch im Zusammenhang mit CGRO wichtiges Experiment im All ist der im Oktober 1990 gestartete Satellit ULYSSES [Hurley, 1992]. Zwei CsI-Detektoren mit einer sensitiven Fläche von $20\,cm^2$ und einem Gesichtsfeld von $4\pi$ registrieren etwa 100 GRBs pro Jahr. BATSE und ULYSSES bilden zusammen das dritte **I**nter**p**lanetary **N**etwork of Satellites (IPN). Dabei werden die Meßdaten der beiden Experimente kombiniert, wenn der gleiche Burst registriert wurde. Die Burstposition kann dadurch auf ein Ringsegment von $0,15^0$ Breite genau bestimmt werden.
Die von BATSE erzielten Informationen werden bereits einige Sekunden nachdem ein Burst registriert wird weltweit per Internet durch das BACODINE[3]-System [Barthelmy, 1995] verbreitet. Die Genauigkeit der Positionsabschätzung hängt von der Intensität des Bursts ab und liegt zwischen $1,6^0$ und $13^0$. HEGRA erhält BACODINE-Nachrichten seit Februar 1995.

Im Juni 1996 ist der Forschungssatellit BeppoSAX in einer Erdumlaufbahn stationiert worden. Dieses holländisch-italienische Experiment untersucht unter anderem GRBs im Energiebereich von $0,1-600\,keV$, wobei das Hauptgewicht auf eine hohe Sensitivität im Bereich von $\approx 5\,keV$ gelegt wird. An Bord des Satelliten befindet sich ein GRB-Monitor ($60-600\,keV$), zwei Spektrometer, die im niederen und mittleren Energiebereich sensitiv sind ($0,1-2\,keV$ und $2-10\,keV$) und zwei Weitwinkel-Kameras (WFC; $2-28\,keV$). Die Kameras haben ein großes Gesichtsfeld von ungefähr $0,25\,sr$. Die beiden Spektrometer, auch Narrow Field Instruments (NFI) genannt, werden innerhalb von nur ein paar Stunden auf von den Kameras registrierte Quellen gerichtet, damit deren Positionen auf ungefähr

[3]BATSE Coordinate Distribution Network

1'-3' genau bestimmt werden können. Die genaue Ortsbestimmung läßt Untersuchungen dieser Quellen in anderen Wellenlängenbereichen zu, speziell im optischen. Optische Teleskope besitzen nur ein geringes Gesichtsfeld, und darum ist es erforderlich, daß die Ortsungenauigkeit der GRBs nicht größer als ein paar Bogenminuten ist. So konnten 1997 zum ersten Mal Gegenstücke im optischen und im Radio-Bereich gemessen werden (siehe Kapitel 1.4).

## 1.2 Eigenschaften von Gamma Ray Bursts

Hier sollen die gemessenen Eigenschaften der GRBs dargestellt werden. In 1.2.1 wird das zeitliche Verhalten, in 1.2.2 das spektrale Verhalten und in 1.2.3 das statistische Verhalten von GRBs beschrieben.

### 1.2.1 Zeitliches Verhalten von GRBs

Abbildung 1.2 auf der nächsten Seite verdeutlicht ein Problem bei dem Versuch, Gamma Ray Bursts zu klassifizieren. Ihr zeitliches Verhalten, welches durch die Gesamtdauer, die Intensitätsverteilung sowie durch die Struktur charakterisiert wird, unterscheidet sich voneinander erheblich. Dennoch schlagen Fishman & Meegan eine folgende Grobunterteilung vor [Fishman & Meegan, 1995] :

1. **Bursts mit nur einem Maximum:** Sie zeigen keine oder selten wenige zusätzliche Strukturen. Ihre Dauer liegt zwischen $30\,ms$ und $100\,s$

2. **Bursts mit einem oder mehreren, wohldefinierten, sanften Maxima:** Sie zeichnen sich durch einen weicheren Anstiegsverlauf als bei 1. aus. Der Abfallverlauf ist ähnlich dem Anstiegsverlauf

3. **Bursts mit voneinander getrennten verschiedenen Emissionsbereichen:** Zwischen den Maxima sind lange Phasen ohne erkennbare Emission. Diese Phasen können sehr viel länger sein als die einzelnen Emissionszeiten

4. **Bursts mit ungeordneter chaotischer Struktur:** Eine große Anzahl der Bursts besitzt eine komplizierte Struktur mit vielen kleinen Maxima

Allgemein gilt für die Bursts, daß mit zunehmender Energie die Burstdauer ebenfalls zunimmt. Eine große Anzahl von Bursts zeigt eine zeitliche Asymmetrie. Das bedeutet, daß die Anstiegszeiten sehr viel kürzer sind als die Abfallzeiten. Link et al. [Link & Epstein, 1996] und Nemiroff et al. [Nemiroff et al., 1994] folgerten daraus, daß Bursts aus einem explosiven Ereignis stammen.
Die Gesamtdauer eines Bursts kann zwischen $30\,ms$ und mehr als $1000\,s$ liegen. Dabei wird die untere Grenze von den Zeitauflösungen der Experimente, die obere Grenze von den Flußsensitivitäten bestimmt. Es existieren unterschiedliche Methoden zur Bestimmung der Burstdauer. Bei BATSE wird sie durch die

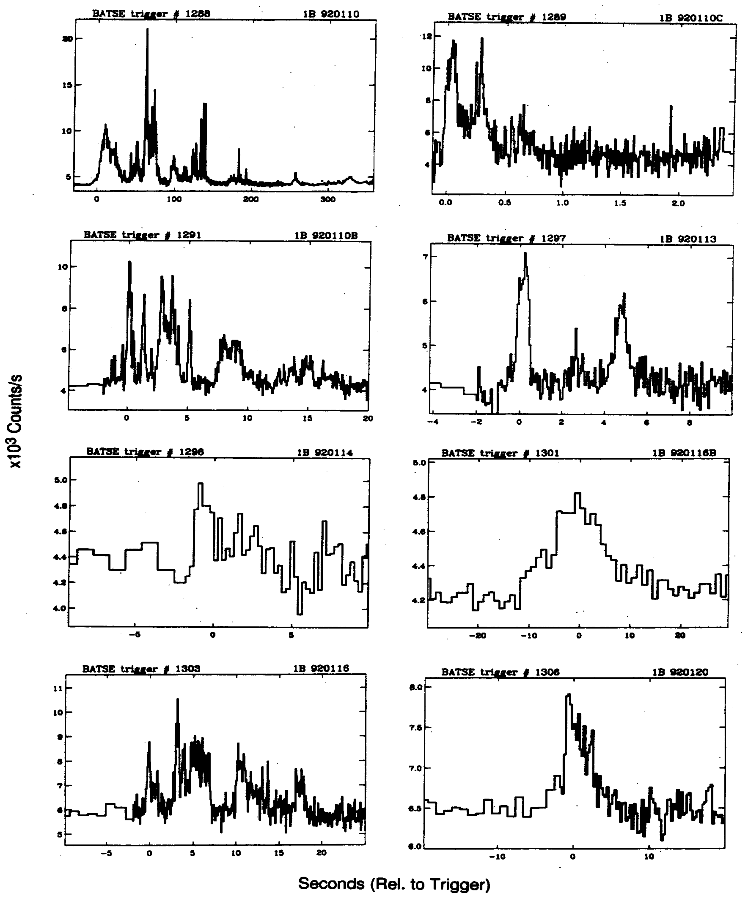


*Abbildung 1.2: Acht verschiedene Zeitprofile und Intensitäten von GRBs [Fishman & Meegan, 1995].*

Größe T90 beschrieben. T90 gibt den Zeitraum an, in welchem die zeitlich zentralen 90% der registrierten Photonen gemessen wurden.Abbildung 1.3 auf der nächsten Seite zeigt die T90-Verteilung von 427 GRBs aus dem BATSE 3B Katalog. Die Werte variieren zwischen einigen hundertstel Sekunden und einigen hundert Sekunden. Dabei fällt auf, daß die Verteilung einer Superposition von zwei log-Normalverteilungen bei $0.3\,s$ und $20\,s$ folgt [Kouveliotou et al., 1995]. Durch die untere Triggergrenze von BATSE bei $64\,ms$ ergibt sich die Abnahme der Verteilung zu kleineren Zeiten hin.

Ein bemerkenswertes Ereignis war der Burst GRB940217. Dieser wurde sowohl von BATSE als auch von EGRET registriert. BATSE registrierte Photonen mit Energien von $50 - 1000\,keV$ innerhalb von $180\,s$. EGRET konnte noch in den darauffolgenden $5400\,s$ Photonen aus derselben Richtung mit Energien bis zu $18\,GeV$ messen. Dies scheint darauf hinzudeuten, daß hochenergetische Emission

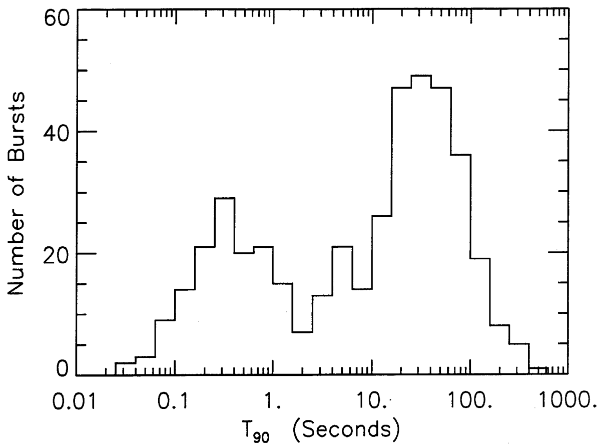


*Abbildung 1.3: Die T90-Verteilung von 427 GRBs aus dem BATSE 3B Katalog [Meegan et al., 1996]*

sich in längeren Zeiträumen ereignet, als durch die Beobachtung im $keV - MeV$ Bereich vermutet wurde.

1997 konnten zum ersten Mal vermutlich optische Counterparts zu registrierten Bursts gemessen werden. Die Bursts GRB970228, GRB970508 und GRB971217 wurden auch im optischen Bereich in einem Zeitintervall von mehreren Tagen gemessen (siehe Kapitel 1.4).

### 1.2.2 Spektrales Verhalten von GRBs

Bisher konnten GRBs mit Energien von $1\,keV$ bis zu $20\,GeV$ registriert werden. Fast die gesamte Energie der Bursts wurde oberhalb von $50\,keV$ emittiert. Das Maximum liegt bei einigen hundert $keV$ [Band et al., 1993]. Abbildung 1.4 zeigt das Spektrum vom GRB920622, welches von ULYSSES, BATSE, COMPTEL und EGRET gemessen werden konnte. Es fällt auf, daß die beiden thermischen Modelle, Bremsstrahlung und Compton, im niederenergetischen Bereich mehr Photonen und im hochenergetischen Bereich weniger Photonen vorhersagen, als gemessen wurden .

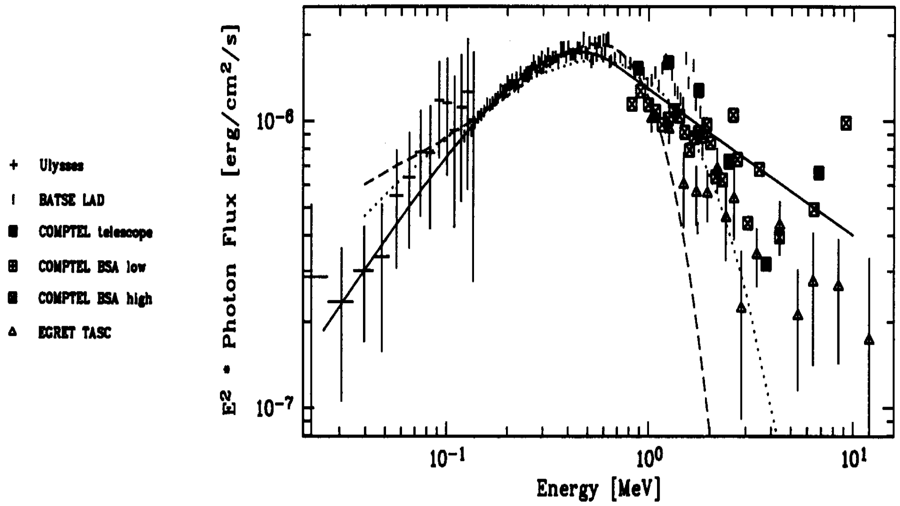


*Abbildung 1.4: Das Spektrum des GRB920622, gemessen von ULYSSES, BATSE, EGRET und COMPTEL. Die Linien zeigen die besten Fitmodelle zu den Daten von ULYSSES, BATSE und COMPTEL: durchgezogene Linie - Band-Modell, gepunktete Linie - Bremsstrahlungs-Modell und gestrichelte Linie - Compton-Modell. (entnommen aus [Greiner et al., 1995])*

Eine allgemeine Beschreibung des Spektrums im Energiebereich von einigen $keV$ bis $MeV$ wurde von D.Band angegeben [Band et al., 1993], weshalb diese Modell auch Band-Modell genannt wird. Nach diesem Modell ergibt sich für das Spektrum:

$$\frac{dN}{dE} = A\left(\frac{(\alpha-\beta)E_0}{100\,keV}\right)^{(\alpha-\beta)} exp(\beta-\alpha)\left(\frac{E}{100\,keV}\right)^{\beta} \quad \text{für} \quad E > (\alpha-\beta)E_0$$

$$\frac{dN}{dE} = A\left(\frac{E}{100\,keV}\right)^{\alpha} exp\left(\frac{-E}{E_0}\right) \quad \text{für} \quad E \leq (\alpha-\beta)E_0 \tag{1.1}$$

Die vier Parameter, Amplitude A, spektraler Index für niedrige Energien $\alpha$, spektraler Index für hohe Energien $\beta$ und die Grenzenergie $E_0$ variieren von Burst zu Burst. Dennoch gibt es typische Werte, für die gilt: $\alpha = -1$, $\beta = -2$ und $E_0 = 200\,keV$. COMPTEL konnte im Energiebereich von $1 - 10\,MeV$ das Exponentialgesetz bestätigen. Dabei lag der differentielle spektrale Index $\beta$ zwischen $-1,6$ und $-2,8$.

### 1.2.3 Statistisches Verhalten von GRBs

Die Winkelverteilung in Himmelskoordinaten und die Intensitätsverteilung der GRBs können dazu benutzt werden, um auf ihre räumliche Verteilung zu schließen. Die Intensitätsverteilung ist die Verteilung der Maxima der Burst-Fluß-Messungen. Für eine homogene, isotrope Verteilung der Quellen im euklidischen Raum würde die integrierte Intensitätsverteilung in der Darstellung : log(N>S) gegen log(S) mit N=Anzahl der Bursts und S=Intensität des Maximums der Flußmessung $[photonen(cm^2s)^{-1}]$ einem Potenzgesetz folgen. N(>S) = $const \cdot S^{-3/2}$. Abbildung 1.5 zeigt die log(N>S) gegen log(S) Verteilung von 772 GRBs aus dem BATSE 3B Katalog [Meegan et al., 1996].

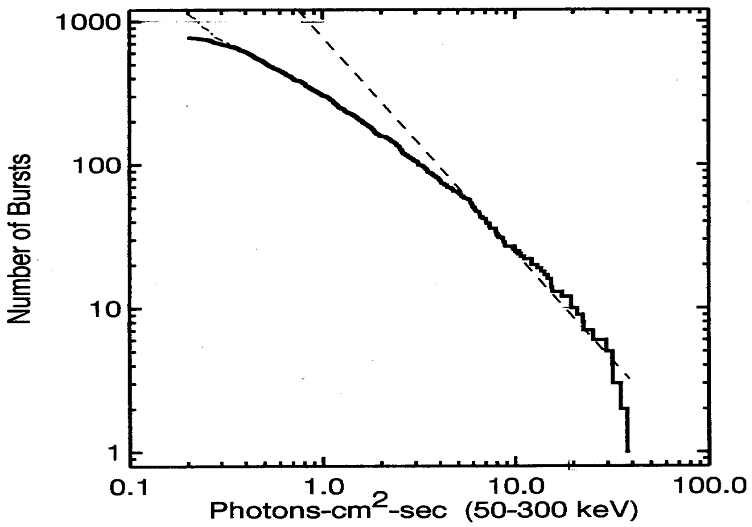


*Abbildung 1.5: Integrale $logN(> S)$ gegen $log(S)$ Verteilung von 772 GRBs aus dem BATSE 3B Katalog. Die durchgezogene Linie ist die gemessene Verteilung, die gepunktete die erwartete für eine konstante Quelldichte im Euklidischen Raum.[Meegan et al., 1996]*

Offensichtlich weicht die Verteilung von dem -3/2-Potenzgesetz (gestrichelte Linie) ab. Es existiert ein deutliches Defizit an schwachen Bursts, während die helleren der theoretischen Verteilung folgen. Eine mögliche Erklärung könnten kosmologische Effekte sein. Durch Rot-Verschiebung würde der Fluß und die Rate von weit entfernten GRBs geringer werden. Weiterhin könnte es sein, daß die Burstdichte sich in kosmologischen Szenarien entwickelt, also daß bei früheren Entwicklungsstadien des Universums weniger GRBs entstanden.

Auf der Suche nach Anisotropien in der Winkelverteilung von Bursts konnte das sensitivste Experiment im All, BATSE, ein erstaunliches Resultat liefern. Es wurde keine Abweichung von einer isotropen Verteilung festgestellt [Tegmark et al., 1996]. Die Winkelverteilung von 1122 GRBs aus dem BATSE 3B Katalog zeigt Abbildung 1.6.

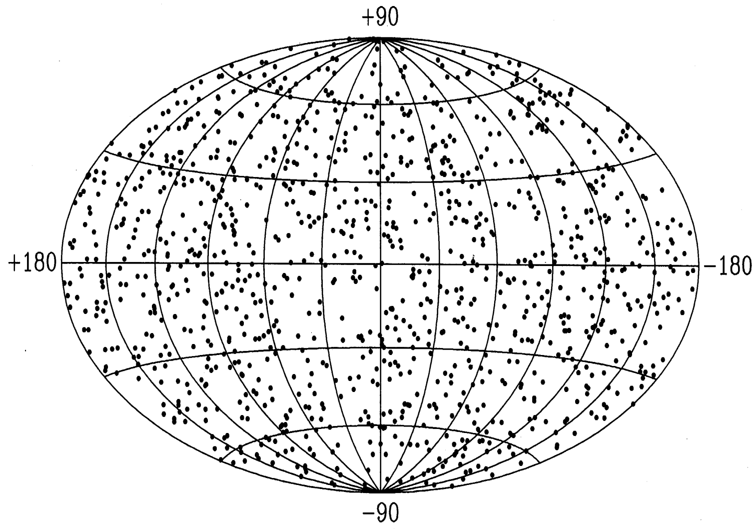


*Abbildung 1.6: Winkelverteilung von 1122 GRBs aus dem BATSE 3B Katalog in galaktischen Koordinaten.*

Die größten Wahrscheinlichkeiten bei einem galaktischen Szenario von GRBs wäre entweder eine Dipolkonzentration zum galaktischem Zentrum hin, oder eine Quadrupolkonzentration zur galaktischen Ebene. Keine von diesen beiden Konzentrationen konnte für die 1122 Bursts gefunden werden [Meegan et al., 1996]: $\langle cos(\theta)\rangle = 0,02 \pm 0,018$, $\langle sin^2(b) - 1/3\rangle = -0,003 \pm 0,007$, wobei $\theta$ der Winkel zwischen der Einfallsrichtung des Bursts und dem galaktischen Zentrum und $b$ die galaktische Breite ist. Bei einer isotropen Verteilung der Quellen erwartet man $\langle cos(\theta)\rangle = 0$ und $\langle sin^2(b) - 1/3\rangle = 0$.

Die Kombination der isotropen aber inhomogenen Burstverteilung wurde von Meegan et al. 1992 zum ersten mal veröffentlicht [Meegan, 1992]. Die bis dahin vertretene Ansicht, daß Bursts von Neutronensternen in unserer Galaxie ausgingen, konnte danach nicht mehr aufrecht gehalten werden. Neue Modelle mußten gefunden werden.

## 1.3 Gamma Ray Burst Modelle

### 1.3.1 Geometrische Modelle

Es existieren drei unterschiedliche Modelle für den Entstehungsort von Gamma Ray Bursts, die mit der beobachteten Statistik vereinbar wären. Dies sind das Oort-Wolken-Modell, das Modell des ausgedehnten galaktischen Halo und das Modell des kosmologischen Szenarios. Die Entfernungen erstrecken sich von $0,05\,pc$ über $\approx 150\,kpc$ bis auf mehr als $3\,Gpc$. Die benötigten Energien liegen bei $10^{31}$, $10^{42}$ und $10^{51}\,erg$.

#### Das Oort-Wolken-Modell

Innerhalb der Oort-Wolke existieren schätzungsweise $10^{12}$ Kometen, kugelförmig verteilt in einer Entfernung von $0,05\,pc$ [Clarke et al., 1994]. Das einfachste Modell zur Entstehung von GRBs ist die Kollision von zwei Kometen miteinander. Allerdings reicht die typische kinetische Energie von $10^{26}\,erg$ nicht aus, um die beobachteten Flüsse zu erklären. Außerdem liegt die Kollisionsrate für $10^{12}$ Kometen mit einem Durchmesser von etwa $3\,km$ und einer Geschwindigkeit von $0,3\,kms^{-1}$ bei etwa $10^{-4}$ pro Jahr, im Gegensatz zu der beobachteten Burstrate von etwa einem Burst pro Tag. Weitere Möglichkeiten wären Kollisionen von Kometen entweder mit Schwarzen Löchern [Bickert, 1993] oder mit Antimaterie-Kometen [Dermer, 1995]. Allerdings müßten etwa $10^{19}$ schwarze Löcher oder Antimaterie-Kometen in $0,05\,pc$ Entfernung existieren, um die GRB-Rate zu erklären. Außerdem wird die scheinbar homogene Quelldichte von helleren Bursts (siehe Kapitel 1.2) durch diese Kollisionsmodelle nicht erklärt, da die Kometendichte in etwa proportional zu $r^{-3,5}$ ist. Es ergibt sich der Schluß, daß es sehr unwahrscheinlich ist, daß GRBs in der Oort-Wolke entstehen.

#### Das Modell des ausgedehnten galaktischen Halo

Die zweite Möglichkeit für den Entstehungsort von GRBs ist der ausgedehnte galaktische Halo [Briggs et al., 1996]. Da unser Sonnensystem nicht im Zentrum der Galaxie liegt, müssen für dieses Modell die GRB-Quellen in einer Entfernung liegen, die verträglich mit den gemessenen Dipol- und Quadrupolmomenten ist. Daraus folgt, daß die mittlere Entfernung der GRBs $> 110\,kpc$ ist. Außerdem konnte kein Überschuß an GRBs aus der Richtung der Galaxie M31[4] gemessen werden, so daß die Distanz der GRBs $< 350\,kpc$ sein muß.
Mögliche Kandidaten als GRB-Erzeuger sind aus der Galaxie ausgeschiedene Neutronensterne, die den galaktischen Halo bilden könnten. 1994 haben Frail et al. [Frail et al., 1994] die Beobachtung zweier Pulsare mit Geschwindigkeiten

[4]spiralförmiges Sternsystem (Andromedanebel)

von ungefähr 1700 und 2500 $kms^{-1}$ veröffentlicht. So hohe Geschwindigkeiten können bei der Supernova nur erzeugt werden, wenn die Explosion asymmetrisch ($> 1 - 2$ %) verläuft.
Kurz nach dieser Entdeckung konnten Lyne und Lorimer für eine große Anzahl von Neutronensternen eine mittlere Anfangsgeschwindigkeit von $450 \pm 90\, kms^{-1}$ feststellen [Lyne & Lorimer, 1994]. Diese Neutronensterne könnten aus der Galaxie entkommen und den Halo bilden. Das Modell verlangt, daß Neutronensterne erst nach $\approx 3 \cdot 10^7\, yr$ mit ihrer Burstaktivität anfangen, so daß sie dann mehr als $30\, kpc$ von ihrer Ursprungsgalaxie entfernt wären. Nach $3 \cdot 10^8\, yr$ wären sie dann $350\, kpc$ von der Galaxie entfernt, so daß ihre meßbare Aktivität innerhalb der Lebensspanne von $\approx 10^7 - 10^8$ Jahren stattfinden sollte. Da Supernovæ selten stattfinden, und somit auch Neutronensterne seltene Objekte sind, muß jeder Neutronenstern $\sim 10^6$ Bursts in seiner Lebenszeit produzieren [Hartman & Narayan, 1996]. Das bedeutet, daß die gesamte Energie eines Neutronensternes $\geq 10^6 \times 10^{42}\, erg$ sein muß, um einen beobachteten Fluß von $10^{-6}\, ergcm^{-2}$ zu erzeugen. Die Energie könnte aus der Rotationsenergie der Neutronensterne stammen, die ein bis zwei Größenordnungen höher als die geforderte Energie sein kann [Hartman & Narayan, 1996].
Andere Mechanismen könnten mit Instabilitäten von großen magnetischen Feldern und Materiezuwachs von $\sim 10^{-5} M_\odot$ ($M_\odot$ entspricht einer Sonnenmasse) zusammenhängen [Duncan & Thompson, 1992]. Etwas außergewöhnlichere Modelle sind der Kollaps eines weißen Zwerges zu einem Neutronenstern oder auch das Beben von Neutronensternen.

### Das kosmologische Modell

Die dritte Möglichkeit ist, daß die GRBs in kosmologischen Entfernungen entstehen. Sowohl die Isotropie der Verteilung als auch die Inhomogenität in der Intensität der GRBs läßt sich mit diesem Modell befriedigend erklären.
Die Isotropie ergibt sich aus der Entfernung, die Inhomogenität wäre anhand von Rotverschiebungseffekten erklärbar. Die Untersuchung von 238 GRBs aus dem BATSE2 2B Katalog durch Cohen et al. [Cohen & Piran, 1995] ergab bei einem angenommenen kosmologischem Szenario für die GRBs eine typische Rotverschiebung von $z \approx 1 - 2$ und eine Burstenergie bei einem gemessenen Fluß $F$ von $7^{+11}_{-4} \times 10^{50} (F/10^{-7}\, ergs/cm^2) ergs$. Solche hohen Abstrahlungen sind im Modell des Feuerballes erreichbar, der zum Beispiel bei der Fusion von zwei Neutronensternen (binäres Neutronensternsystem) [R. Narayan & Piran, 1992] oder einem Neutronenstern mit einem schwarzen Loch entsteht. Der Kollaps eines Neutronensternsystems könnte mit einer Häufigkeit von $10^{-4} - 10^{-6}$ pro Jahr und Galaxie geschehen. Das würde eine Burstrate von ungefähr 1000 pro Jahr ergeben. Das liegt in der gleichen Größenordnung wie die von BATSE nachgewiesene Anzahl von einem Burst pro Tag.

Bei einer solchen Fusion könnte ein Teil der Gravitationsenergie des Systems in Strahlungsenergie umgewandelt werden. Kurz vor der Verschmelzung sind die Neutronensterne so aufgeheizt, daß sie einen großen Neutrino-Antineutrinofluss abstrahlen ($\approx 10^{53}\,erg/s$). $0,2 - 0,3$ % dieses Flusses könnte über Annihilation in $e^+e^-$-Paare in elektromagnetische Strahlung konvertieren.
In einer ähnlichen Art und Weise könnte eine fehlgeschlagene Supernova [Woosley, 1993] oder eine Hypernova ein schwarzes Loch mit einer Akkretionsscheibe erzeugen. Diese Scheibe hätte eine Masse die etwa zehn mal so groß ist wie die bei einem binären Neutronensternszenario.
Eine Alternative zu dem Feuerball wäre das Modell eines Schwarzen Loches mit einer umkreisenden Akkretionsscheibe mit extrem großen Magnetfeld ($\approx 10^{15}\,Gauss$), welches Rotationsenergie aus dem System herauszieht und in 2 Jets entlang der Rotationsachse herausstößt. Innerhalb dieser Jets könnten relativistische Elektronen intensive und fokussierte Photonen generieren.
Auch wenn es noch einige Probleme in dem Modell des kosmologischen Ursprungs gibt, so erscheint es als die attraktivste Lösung, da es durch die beobachtete Isotropie und Inhomogenität unterstützt wird. Die Beobachtungen aus dem Jahre 1997 unterstützen das kosmologische Modell (siehe 1.5). Das Modell des expandierenden Feuerballes gilt hierbei zur Zeit als das wahrscheinlichste Entstehungsszenario für GRBs.

### 1.3.2 Emissionsmodelle

**Das Feuerballmodell**

EGRET konnte Burst-Photonen mit Energien bis zu $18\,GeV$ messen. Unter Beachtung der Variabilität in der Zeitstruktur der GRBs und bei der Annahme, daß kein relativistischer Emissionsmechanismus zugrunde liegt, ergibt sich, daß die Emissionsregion kleiner als $300\,km$ sein muß. Die Photonen aus diesem Bereich werden durch Paar-Produktionsprozesse mit den sehr zahlreichen Photonen der Hintergrundstrahlung mit der Energie $\epsilon \approx 1\,MeV$ absorbiert. Das Resultat ist ein relativistisch expandierendes Paar-Plasma, welches sich mit dem Lorentzfaktor $\Gamma > 10$ auf den Beobachter zubewegt [Mészáros & Rees, 1997]. Piran und Shemi [Piran & Shemi, 1993] haben in einer detaillierten Studie das Minimum des Lorentzfaktors für den galaktischen Halo und für das kosmologische Szenario bestimmt. Für den galaktischen Halo gilt: $30 < \Gamma_{min} < 330$, für das kosmologische Szenario gilt: $10^2 < \Gamma_{min} < 10^4$.
Für beide Szenarien ist die Luminosität der Bursts oberhalb der Super-Eddington-Grenze. Das bedeutet, daß der Strahlungsdruck die Gravitationsbindung übersteigt und das System explodiert. Daraus resultiert der sogenannte Feuerball. Solch ein Feuerball ist optisch dick und erreicht sehr schnell sein thermisches Gleichgewicht [Piran, 1995]. Aufgrund des hohen Strahlungsdruckes expandiert der Feuerball und kühlt adiabatisch ab, bis er bei einer Temperatur von etwa

$kT = 20\,keV$ optisch dünn wird ($k$ ist die Boltzmann-Konstante). Photonen mit einer Energie $\geq 20\,keV$ können aus dem Feuerball entweichen und nachgewiesen werden. Hierbei existieren drei Probleme: 1. Die mittlere Photonenenergie läge bei einigen MeV entgegen den beobachteten von einigen hundert keV. 2. Das erwartete Spektrum wäre thermisch im Gegensatz zu den gemessenen Spektren. 3. Die Energie müßte innerhalb von $\approx 1\,s$ abgestrahlt werden, während schon Bursts mit einer Gesamtdauer von mehreren hundert Sekunden gemessen wurden.
Ein möglicher Ausweg wäre eine kleine Baryonenmenge innerhalb des Feuerballes in der Größenordnung von $10^{-6} - 10^{-8} M_{\odot}$ [Mészáros & Rees, 1993]. Für Baryonenmengen $\leq 10^{-8} M_{\odot}$ verhält sich der Feuerball wie ein baryonenfreier und für Baryonenmengen $> 10^{-6} M_{\odot}$ wird der Feuerball nichtrelativistisch.
Der maximale Lorentzfaktor ist gleich dem Verhältnis aus der Strahlungsenergie und der Restmasse innerhalb des Feuerballes. Während $\Gamma \geq 10^2$ eine kleine Baryonenmenge verlangt, ergibt sich für die obere Grenze, daß $\Gamma < 10^5$ sein muß, damit der größte Teil der thermischen Energie des Feuerballes in kinetische Energie der Baryonen konvertieren kann, bevor der Feuerball optisch dünn wird.
Es existieren zwei Mechanismen, die diese kinetische Energie wieder in Strahlungsenergie zurückführen, welche dann als Burstenergie nachgewiesen wird: das externe und das interne Modell.

### Das externe und das interne Modell

Trifft der expandierende Feuerball auf ein externes Medium, zum Beispiel die Interstellare Materie (IM), so wechselwirken sie miteinander, und es entsteht eine Schockwelle. Innerhalb dieser Schockwelle existiert ein intensives elektromagnetisches Feld, so daß Elektronen, die in diesem Feld in einem stochastischen Prozeß beschleunigt werden (Fermibeschleunigung), $\gamma$-Strahlung über Synchrotron- oder Compton-Prozesse emittieren können [Bykov & Mészáros, 1996].
In der letzten Phase der Expansion wird die Schockwelle aufgrund der Anhäufung der eingesammelten Interstellaren Materie langsamer und nichtrelativistisch. Das könnte zu den verspäteten sogenannten Afterglow-Emissionen führen, welche sich möglicherweise von Röntgenstrahlung über Strahlung im optischen bis zum Radio-Bereich verschieben [Katz, 1994].
Ein Problem des externen Modells ist jedoch, daß die hohe Zeitvariabilität der GRBs nicht befriedigend erklärt werden kann. Dieses Problem kann mit Hilfe des internen Modells gelöst werden. Hierbei entstehen die Schockwellen innerhalb des Feuerballes selbst. Es wird angenommen, daß die zentrale Energie nicht gleichmäßig, sondern über einen Zeitraum $t_w$ mit variierenden Intensitäten abgestrahlt wird. Das führt zu einer Anzahl von expandierenden Feuerballhüllen mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten, die sich gegenseitig überholen können und dabei miteinander wechselwirken und infolgedessen Schockwellen erzeugen. Die Effizienz der Strahlung sowie die Spektren sind stark abhängig von der Stärke der Magnetfelder in den Schockwellen.

Sowohl die sofortige als auch die verspätete Emission kann mit dem Modell des Feuerballes und des internen/externen Modells erklärt werden, wobei das interne Modell die sofortige Emission beschreibt, die als GRB-Strahlung gemessen wird, während das externe Modell die verspätete Emission beschreibt, die als Afterglow-Emission gemessen wird.

## 1.4 Suche nach GRB-Counterparts

Die theoretischen Modelle des expandierenden Feuerballs lassen eine Produktion von TeV-Strahlung zu. Die Suche nach Gegenstücken von GRBs in anderen Wellenlängenbereichen dient dazu, Erkenntnisse über die Emissionsprozesse und die Quellen zu erhalten. Ähnlich den Erfolgen bei den Soft Gamma Ray Repeatern, die im $\gamma$-Ray-, Röntgen-, optischen und Radiobereich beobachtet wurden, womit gezeigt werden konnte, daß es sich bei ihnen um Supernovaüberreste (Supernova Remnant,SNR) handelt, wird erhofft, daß auch die GRBs durch ähnliche Beobachtungen enträtselt werden können.
Die EGRET-Beobachtungen haben gezeigt, daß GRBs einen hochenergetischen Anteil besitzen, der durch dasselbe Potenzgesetz beschrieben wird wie der keV-MeV-Anteil. Eine einfache Extrapolation dieser Spektren bis in den TeV-Bereich vorausgesetzt, sind Detektoren mit einem großen Gesichtsfeld wie die erdgebundenen Luftschauerexperimente (z.B. die HEGRA-Arrays) in der Lage, diese Strahlung zu messen.
Wenn GRBs in kosmologischer Entfernung entstehen, so wird für Photonen mit einer Energie $E_\gamma > 30\,GeV$ die Absorption aufgrund der Wechselwirkung mit der infraroten Hintergrundstrahlung wichtig ($\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$). Die mittlere freie Weglänge für TeV-Photonen im Infrarot-Strahlungsfeld beträgt ungefähr $100\,Mpc$. Direkte Messungen der infraroten Hintergrundstrahlung sind sehr schwer, da sowohl interplanetarischer als auch interstellarer Staub hierfür störend sind. Ein Modell von MacMinn & Primack [MacMinn & Primack, 1996] wurde von Mannheim et al. [Mannheim et al., 1996] benutzt, um die Rate detektierbarer GRBs mit TeV-Energien abzuschätzen. Dabei wird eine kosmologische Verteilung der GRB-Quellen angenommen, so wie sie in [Cohen & Piran, 1995] vorgenommen wurde (das bedeutet eine maximale Rotverschiebung der BATSE-GRBs von 2,1). Für das HEGRA-Szintillatorfeld im normalen (14-fach Trigger) Modus ergibt sich dann eine Nachweisrate von 0,02 GRB pro Jahr, im niedrigeren (4-fach Trigger) Modus ergibt sich eine Nachweisrate von ungefähr 1 GRB pro Jahr und für das AIROBICC-Feld von ungefähr 0,01 GRB pro Jahr.
Der Nachweis einiger GRBs im TeV-Bereich mit den HEGRA-Feldern wären demzufolge schwer mit einem kosmologischen Szenario der GRB-Entstehung vereinbar.

Die Methode der Suchen nach TeV-Strahlung von GRBs mit dem HEGRA-Experiment wird in Kapitel 3 dargestellt.

## 1.5 Erkenntnisse über GRBs aus optischen Counterparts

Frühzeitig war klar, daß wichtige Erkenntnisse über die GRBs gewonnen werden könnten, wenn sogenannte Counterparts von GRBs in anderen Wellenlängen- und Energiebereichen gemessen würden. Dies ist ein Grund dafür, daß das BATSE-Team die Burstdaten via Internet durch das BACODINE an die angeschlossenen Mitglieder verschickt. Dadurch können mit einer großen Anzahl von Experimenten schon kurz nach der Burstdetektion Untersuchungen gestartet werden. HEGRA ist ein solches Mitglied und erhält die Daten einige Minuten nach der Detektion des Burstes von BATSE.
Große Schritte zur Erforschung der GRBs sind 1997 durch die gute Ortsbestimmung der Bursts von BeppoSAX erzielt worden. Dadurch wurde es möglich, auch Counterpartobservationen im optischen Bereich durchzuführen. Drei GRBs mit einem optischen Counterpart sind in dem Jahr gemessen worden. Dies sind die Bursts GRB970228, GRB970508 und GRB971214[5]. Diese drei Bursts werden in diesem Kapitel beschrieben. 1998 konnten bisher vier Bursts mit optischen Counterparts detektiert werden (Stand Juni 98). Dies sind die Bursts GRB980326, GRB980329, 980425 und GRB980519.

### 1.5.1 GRB970228

Am 28.Februar 1997 um 02:58:01 UT haben sowohl der GRB-Monitor als auch die WFCs an Bord des BeppoSAX-Satelliten einen Burst detektiert, der ungefähr $80\,s$ andauerte [Costa et al., 1997b]. Die von den Kameras auf 3' bestimmte Position betrug: $\alpha = 5h01m57s$ (Rektaszension) und $\delta = 11^0 46' 24''$ (Deklination). Der Burst erreichte einen Peak-Fluß von $1,1 \times 10^{-5}\, erg\, cm^{-2}$ im $40 - 700\, keV$ Bereich und $1,2 \times 10^{-6}\, erg\, cm^{-2}$ im $2 - 10\, keV$ Bereich.
Acht Stunden später wurde die Position mit den ebenfalls an Bord des BeppoSAX-Satelliten befindlichen NFI untersucht.Es konnte eine unbekannte Röntgenquelle, SAX J0501,7+1146[6], innerhalb der WFC-Fehlerbox bis auf 1' genau bestimmt werden [Costa et al., 1997d]. Der gesamte Fluß, der mit dem $2-10\, keV$ Teleskop gemessen wurde, betrug $(2,8 \pm 0,4) \times 10^{-12}\, erg\, cm^{-2} s^{-1}$. Eine zweite Observation am 3. März um 17:37 UT dieser Quelle durch die Teleskope, ergab einen Fluß der um einen Faktor 20 niedriger war als bei der 1. Messung [Costa et al., 1997a].
Am 28. Februar um 23:48 UT und am 8. März um 21:36 UT hat das William-Herschel-Teleskop auf La Palma eine optische Quelle im V- und I-Band innerhalb der WFC-Fehlerbox ausgemacht. Der Vergleich der an den beiden Tagen aufge-

[5] GRBs werden Anhand des Tages der Detektion benannt, GRB970228 wurde also am 28.Februar 1997 zum ersten Mal gemessen.
[6] Röntgenquellen werden nach ihren Entdeckern und ihrer Position $\alpha$ und $\delta$ benannt.

nommenen Bilder zeigte eine deutlich schwächer werdende Quelle. Bei der 1. Untersuchung hatte das Objekt $V = 21,3\,mag$ bei der 2. Untersuchung konnte nur noch ein unteres Limit angegeben werden mit $V > 23,6\,mag$. Eine genauere Untersuchung durch das Hubble-Space-Teleskop vom 26. März ergab $V = 26,1\,mag$. Außerdem wurde festgestellt, daß es sich um eine helle, punktförmige Quelle handelt, die umgeben ist von einem ausgedehnten schwächeren Objekt im Hintergrund, welches nicht mit der Zeit in der Intensität abnahm.
Sowohl die Röntgenstrahlung als auch die optische Strahlung wurden mit $\approx t^{-1,1}$ schwächer.

### 1.5.2 GRB970508

Am 8. Mai 1997 um 21:41:50 UT hat der GRB-Monitor des BeppoSAX einen Burst detektiert, der $15\,s$ dauerte [Costa et al., 1997c]. Gleichzeitig hat auch eine der WFCs den Burst gemessen, wobei in deren Bereich die Dauer $25\,s$ betrug. Eine erste Positionsbestimmung (Unsicherheit $\approx$ 10') wurde dazu benutzt, weitere Untersuchungen mit den Teleskopen zu unternehmen.
6 Stunden nach dem Burstbeginn haben die NFI eine unbekannte Röntgenquelle innerhalb der Fehlergrenze der WFC entdeckt. Die Quelle, 1 SAX J0653,8+7916, hatte einen Fluß von $(0,70 \pm 0,07) \times 10^{-12}\,erg\,cm^{-2}s^{-1}$ im $2 - 10\,keV$ Energiebereich und $(1,2 \pm 0,4) \times 10^{-12}\,erg\,cm^{-2}s^{-1}$ im $0,1 - 2\,keV$ Energiebereich. Die Position war bei $\alpha = 6h53m46,7s$ und $\delta = +79^0 16'02''$ (Fehler $\approx 50''$).
Drei weitere Observationen mit den Teleskopen wurden unternommen, die letzte startete sechs Tage nach Burstbeginn. Bis $6 \times 10^4\,s$ fiel der Fluß mit $t^{-1,1}$. Nach $6 \times 10^4\,s$ ergab sich ein Anstieg des Flusses im $2 - 10\,keV$ Bereich, dem ein plötzlicher, steiler Abfall folgte [Piro et al., 1997]. Aufgrund der guten Ortsbestimmung konnte schon acht Stunden nach dem Burstbeginn eine optische Quelle innerhalb der Fehlergrenze mit dem MDM 2,4-m Teleskop vom **K**itt **P**eak **N**ational **O**bservatory (KPNO) gemessen werden [Bond, 1997]. Der Fluß blieb danach die ersten 8 Stunden konstant, nahm dann in den nächsten 40 Stunden um den Faktor 5 zu, und danach mit $\approx t^{-1,14}$ konstant ab [Galama et al., 1998, Groot & Galama, 1997, Djorgovski et al., 1997a, Djorgovski et al., 1997b].
Im Spektrum der optischen Quelle wurden Absorptionslinien von Mg(II) und Fe(II) bei einer Rotverschiebung von $z = 0,835$ gefunden. Ein Mg(II)-System bei $z = 0,767$ ist ebenfalls gefunden worden [Metzger & Cohen, 1997]. Diese Linien stellen Doubletts dar, so daß ihre Identifikation als sehr sicher gelten [Band, 1997]. Daraus folgt, daß die Quelle in oder hinter einem absorbierenden System liegen muß. Es wurden keine Ly-$\alpha$-Forest Absorptionslinien gefunden. Das indiziert eine maximale Distanz der Quelle von $z = 2,1$. Beim Abklingen der optischen Quelle wurden O(II) Emissionslinien bei $z = 0,835$ sichtbar. Daraus folgt eine minimale Distanz zur Quelle von $z = 0,835$.

Entgegen ersten Messungen wurde ein sehr schwach leuchtendes, ausgedehntes Objekt unter der Quelle entdeckt [Castro-Tirado et al., 1998].
Sieben Tage nach dem Burstbeginn konnte eine Radioquelle innerhalb der Fehlergrenzen detektiert werden, die 3 Wochen lang stark oszillierte [Frail, 1997]. Die Oszillation wird als Szintillation an der Interstellaren Materie interpretiert. Aufgrund des Verschwindens der Oszillation schließen Frail et al. [Frail et al., 1997] auf eine Größe des Feuerballs zu Beginn der Radiostrahlung von $\approx 10^{17}\,cm$.

### 1.5.3 GRB971214

Am 14. Dezember 1997 um 23:20:43 UT wurde vom GRB-Monitor des BeppoSAX-Satelliten ein Burst registriert, der $25\,s$ lang andauerte. Gleichzeitig hat eine der WFCs bei $\alpha = 11h56m30s$ und $\delta = +65^0 12'0''$ (Ungenauigkeit $\approx 3'$) den Burst detektiert [Heise et al., 1997]. Der Burst wurde ebenfalls von BATSE und ULYSSES gemessen [Kippen et al., 1997]. 6,5 Stunden später wurde innerhalb der Fehlergrenzen eine unbekannte Röntgenquelle, 1 SAX J1156,4+6513, von den NFI mit einer Genauigkeit von einer Bogenminute gemessen [Antonelli et al., 1997]. Der Fluß im $2-10\,keV$ Bereich betrug $4\times 10^{-13}\,erg\,cm^{-2}s^{-1}$. Untersuchungen der Röntgenquelle in den nächsten 48 Stunden zeigten eine klare Abnahme des Flusses (siehe Abbildung 1.7).

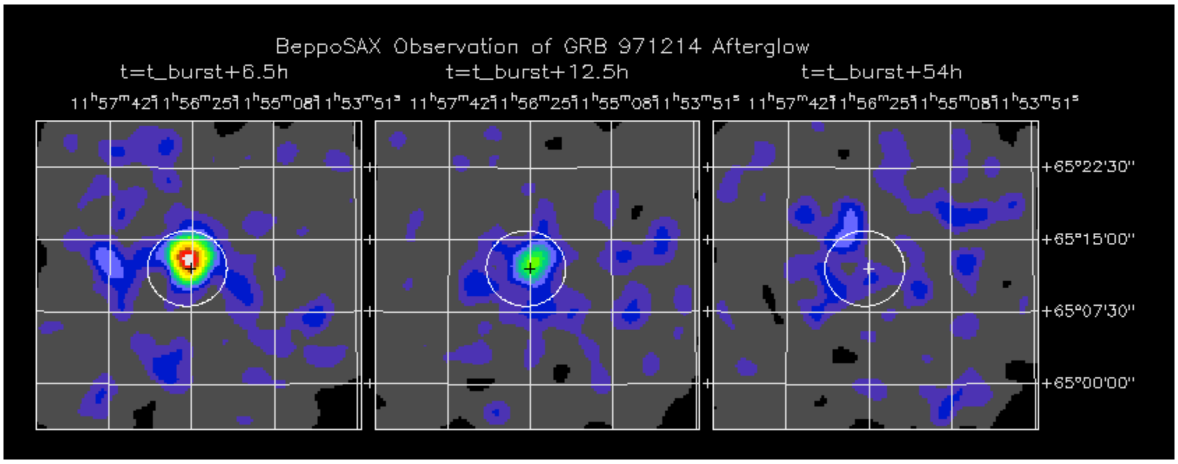


*Abbildung 1.7:* BEPPO-SAX Observation des GRB971214 afterglow 6,5 Stunden, 12,5 Stunden und 54 Stunden nach der Bursttriggerzeit.

Zwölf Stunden nach dem Burstanfang hat das KPNO eine optische Quelle innerhalb der Fehlergrenze ausmachen können [Halpern et al., 1997]. In den nächsten drei Nächten wurden weitere Untersuchungen der optischen Quelle mit dem MDM und dem ARC 3,5-m Teleskop am Apache Point [Diercks et al., 1997] vorgenommen. Die optische Quelle wurde mit $\approx t^{-1,38\pm0,013}$ schwächer [Diercks et al., 1998]. Dieses ist ein signifikant steilerer Verlauf als bei den beiden anderen optischen Counterparts. Am 10. Januar 1998 konnte eine Quelle im optischen Bereich detektiert werden [Kulkarni et al., 1998a]. Diese wird als mögliche Ursprungsgalaxie bei z = 3,42 angesehen [Kulkarni et al., 1998b, Halpern, 1998].

### 1.5.4 Ergebnisse der drei GRBs

Folgende Erkenntnisse sind anhand der Bursts mit optischen Counterparts gewonnen worden:

1. Untersuchungen mit dem Hubble Space Teleskop vom 4.9.1997 [Fruchter et al., 1998] haben ergeben, daß entgegen ersten Veröffentlichungen von Caraveo et al. [Caraveo, 1997] keine Eigenbewegung des GRB970228 gemessen werden konnte (< 36 Bogensekunden pro Jahr), und daß außerdem die ausgedehnte Quelle, die unter der Burstquelle sichtbar war, nicht schwächer wurde, wie zuvor von Metzger et al. [Metzger & Cohen, 1997] berichtet.

2. Mit dieser ausgedehnten Quelle konnte eine potentielle Ursprungsgalaxie des Bursts detektiert werden. Die Wahrscheinlichkeit für eine zufällige Übereinstimmung der Punktuelle mit der ausgedehnten Quelle liegt bei 2 % [Fruchter et al., 1998].

3. Fruchter et al. [Fruchter et al., 1998] schätzen die Entfernung vom GRB970228 anhand seiner Leuchtkraft sehr grob auf $0,5 \leq z \leq 2,5$ ab.

4. Im einfachen Modell der Schockwellen wird vermutet, daß das Potenzgesetz der Lichtkurve von F $\sim t^{-1,1}$ zu F $\sim t^{-1,8}$ abknicken muß, nachdem der Feuerball eine Masse vor sich hergeschoben hat, die in der Größenordnung der Burstenergie liegt und den Feuerball nichtrelativistisch werden läßt [Wijers et al., 1997]. So ein Abbruch wird erwartet nach der Zeit $t \approx 1yr\left(\frac{E_{52}}{n}\right)^{1/3}$ ($E_{52}$=Burstenergie/$10^{52}\,erg$ ; n = Dichte des Mediums in Proton/$cm^3$).
   Im Modell des galaktischen Halos (E$\approx 10^{41}\,erg$) läge t im Bereich von einigen Tagen. Im kosmologischen Modell (E$\approx 10^{51}\,erg$) läge t im Bereich von ein bis einigen Jahren. In den ersten sechs Monaten nach Burstbeginn konnte kein solcher Abbruch in der Lichtkurve gemessen werden. Das favorisiert einen kosmologischen Ursprung.

5. Im optischen Spektrum des GRB970508 sind Absorptions- und Emissionslinien bei $z = 0,835$ gemessen worden. Aufgrund der Abwesenheit von Ly-$\alpha$-

Linien folgt $z < 2,1$. Die Rotverschiebung des GRB970508 liegt demzufolge bei $0,835 < z < 2,1$.

6. Der Fluß und das zeitliche Verhalten des Radio-Counterparts vom GRB970508 ist in Übereinstimmung mit dem Feuerballmodell. Es läßt sich sowohl eine ungefähre Größe von $10^{17}\,cm$ für den Feuerball am Anfang der Radiostrahlung als auch die Energie des Feuerballes auf $\sim 10^{52}\,erg$ abschätzen [Waxman et al., 1997].

7. Im Falle des GRB971214 wurde eine potentielle Ursprungsgalaxie in einer Entfernung von $z = 3,42$ gemessen. Damit liegt der mögliche Entstehungsort dieses Burstes weiter entfernt als bisher für möglich gehalten. Diese Entfernung führt auf eine emittierte Energie im Röntgenbereich von ungefähr $3 \times 10^{53}\,ergs$ für diesen Burst[Kulkarni et al., 1998b].

Diese drei Bursts deuten auf einen kosmologischen Feuerball als Entstehungsszenario von GRBs. Die Ursache für die Feuerbälle bleibt ungeklärt. Die große Entfernung des Burstes vom Dezember führt auf Entstehungsenergien, die nicht mehr mit dem einfachen Modell der Fusion zweier Neutronensterne herbeizuführen ist. Bei nicht isotroper Abstrahlung wäre ein solches Ereignis weiterhin energetisch ausreichend.
Der galaktische Halo als Entstehungsort für Gamma-Ray Bursts darf noch nicht völlig ausgeschlossen werden, da es auch mehrere Burstpopulationen geben könnte (siehe die T90-Verteilung aus Abbildung 1.3). Die Anzahl von 3 Bursts ist nicht ausreichend genug, um diese Theorie auszuschließen.
Weitere Untersuchungen auch im TeV-Bereich können dazu beitragen, die Rätsel der GRBs eines Tages zu lösen.

# Kapitel 2

# Das HEGRA-Luftschauerexperiment

## 2.1 Kosmische Strahlung

Die geladene kosmische Strahlung spielt für die VHE/UHE[1]-$\gamma$-Astronomie eine doppelte Rolle. Einerseits erzeugt sie die gesuchte $\gamma$-Strahlung, andererseits stellt sie den für den Nachweis von Photonen hinderlichen Untergrund dar. In Abbildung 2.1 auf der nächsten Seite ist der mit Satelliten- und Luftschauerexperimenten bestimmte Fluß der kosmischen Strahlung als Funktion der Energie pro Nukleon dargestellt. Das Spektrum läßt sich deutlich in zwei Bereiche unterteilen, in denen der Fluß jeweils durch ein einfaches Potenzgesetz beschrieben werden kann. Für E $\leq 10^{15}\,eV$ $(= 1\,PeV)$ fällt der integrale Fluß $\Phi$(E) (Fluß aller Teilchen mit einer Energie größer als E) gemäß

$$\frac{d\Phi}{dE} \sim E^{-\gamma} \quad mit \quad \gamma \approx 2,7 \tag{2.1}$$

ab, während für E $\geq 1\,PeV$ $\gamma \approx$ 3,0 ist. Der direkte Nachweis der kosmischen Strahlung mit satelliten- oder ballongestützten Experimenten ist auf einen Energiebereich von etwa $10^9$ bis etwa $10^{14}\,eV$ eingeschränkt. Unterhalb von $10^9\,eV$ dominiert der lokale Sonnenwind und das Magnetfeld der Sonne den Fluß der geladenen Teilchen und oberhalb von etwa $10^{14}\,eV$ wird der direkte Nachweis durch das steil abfallende Energiespektrum erschwert. Für höhere Energien sind indirekte Nachweismethoden wie die Luftschauertechnik nötig.
Die höchsten mit dieser Technik nachgewiesenen Teilchenenergien liegen bei $\approx 10^{20}\,eV$. Das HEGRA-Experiment weist kosmische Teilchen mit Energien von etwa $5 \cdot 10^{11}\,eV$ bis etwa $10^{16}\,eV$ nach.

[1] VHE: Very High Energie, $0,1\,TeV$ bis $100\,TeV$; UHE: Ultra High Energie, $100\,TeV$ bis $100\,PeV$

Für die Untersuchungen von Gamma-Ray Bursts ist der Energiebereich $\geq 1\,PeV$ uninteressant. Bisher ist es nicht möglich, einen spektralen Index für Burstphotonen zu bestimmen. Darum wird für die nachfolgenden Betrachtungen angenommenen, daß die Burstphotonen hinsichtlich ihres spektralen Verhaltens sich ähnlich der kosmischen Strahlung verhalten. Das bedeutet, daß für die spätere Berechnung der Flußobergrenzen ein Index von $\gamma \approx 2,7$ angenommen wird.

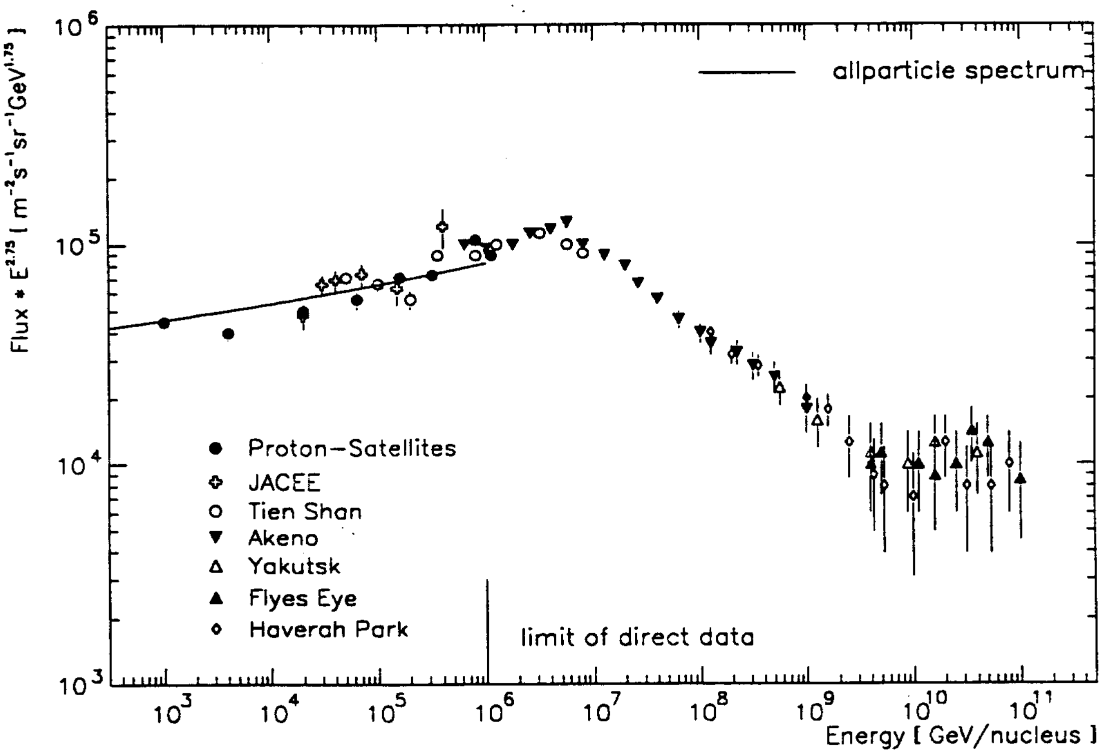


*Abbildung 2.1: Das differentielle Energiespektrum der kosmischen Strahlung. Die Werte wurden mit $E^{2,75}$ skaliert.[Wiebel, 1994]*

Zwischen $1\,TeV$ und $1\,PeV$ besteht die kosmische Strahlung zu $\approx 50\%$ aus Protonen, zu $\approx 25\%$ aus Helium, zu $\approx 13\%$ aus Eisen und zu $\approx 13\%$ aus Kohlenstoff, Sauerstoff und Stickstoff [Sokolsky, 1989, Wiebel, 1994]. Der Photonengehalt zwischen $60\,TeV$ und $100\,TeV$ ist geringer als 0,6 % [Karle, 1994].
Da Photonen im Vakuum eine unendliche Reichweite besitzen und aufgrund ihrer Ladungsneutralität nicht durch elektromagnetische Felder abgelenkt werden, sind sie für das Studium des Weltalls die wichtigsten Informanten. Durch Beobachtungen von Photonen verschiedener Energiebereiche in diesem Jahrhundert konnten erhebliche Erkenntnisfortschritte erzielt werden. Photonen des sichtbaren Lichts, die eine Energie von $1,7\,eV$ bis $8\,eV$ besitzen, dienten schon vor Jahrtausenden den Studien des Weltalls. In diesem Jahrhundert kamen Beobachtungen der Radio-($10^{-8}\,eV$ bis $10^{-3}\,eV$), Infrarot- ($10^{-3}\,eV$ bis $1,7\,eV$), Ultraviolett-($8\,eV$

bis $400\,eV$), Röntgen-($20\,eV$ bis $0,5\,MeV$) und $\gamma$-Strahlung ($\geq 0,5\,MeV$) hinzu. Allerdings können Photonen sowohl durch Materie absorbiert werden als auch durch Wechselwirkung mit anderen Photonen verschwinden, so daß nicht alle ausgesandten Photonen zur Erde gelangen. Die Transparenz des Universums für Photonen hängt von ihrer Energie ab. Da aber die Photonendichte im Universum nicht für alle Wellenlängenbereiche bekannt ist, ist man bei der Bestimmung der ausgesandten Photonenanzahl noch auf Schätzungen angewiesen.

## 2.2 Luftschauer

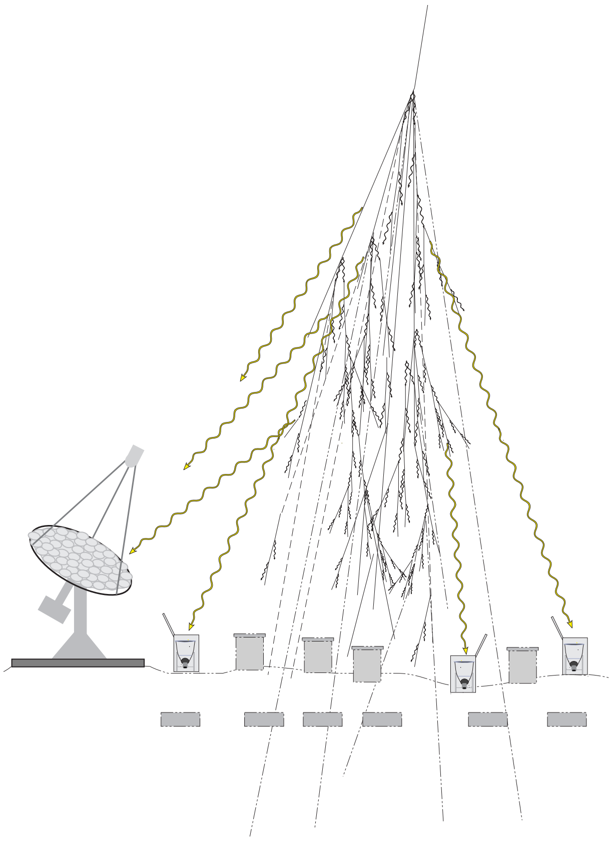

*Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Entwicklung eines ausgedehnten Luftschauers und Beispiele für gängige Nachweistechniken (entnommen aus [Haustein, 1996]).*

Ein auf die Erdatmosphäre treffendes hochenergetisches Teilchen löst einen kaskadenartigen Luftschauer infolge von Wechselwirkungen des Teilchens mit der Atmosphäre aus. Solch ein Luftschauer wird durch die Schauerachse, die der Richtung des Primärteilchens entspricht, und dem Kernort, der dem Auftreffpunkt der

Achse auf der Detektorfläche entspricht, charakterisiert. Dabei unterscheidet man zwei Arten von Luftschauern, die elektromagnetischen und die hadronischen.

### 2.2.1 Longitudinalentwicklung des Luftschauers

In der elektromagnetischen Komponente erzeugen Photonen $e^+e^-$-Paare. Diese Elektronen und Positronen können durch Bremsstrahlung wiederum Photonen erzeugen. Diese beiden Prozesse setzen sich bei gleichzeitigem Anwachsen der Teilchenzahl solange fort, bis die mittlere Energie der Elektronen unterhalb der kritischen Energie ($E_c$) liegt. $E_c$ ist die Energie bei der der Ionisationsenergieverlust den Strahlungsenergieverlust übertrifft (in Luft ist $E_c \approx 80\,MeV$). Dann nimmt die Zahl der Teilchen langsam ab und der Schauer stirbt aus. Die Strahlungslänge in Luft ($X_0$) beträgt ungefähr $37,1\,g/cm^2$, die Konversionslänge der Photonen liegt in derselben Größenordnung ($9/7 \cdot X_0$). Der Zusammenhang zwischen der Eindringtiefe bis zum Schauermaximum und der Energie des primären Teilchens läßt sich einfach abschätzen. Nach $l$ Strahlungslängen ist die mittlere Energie pro Teilchen:

$$\langle E(l) \rangle = E_0 \cdot 2^{-l} \tag{2.2}$$

$E_0$ entspricht der Energie des primären Teilchens beim Eintritt in die Atmosphäre. Da im Schauermaximum $\langle E(l) \rangle = E_c$ ist, gilt für die Eindringtiefe:

$$l_{max} = \frac{1}{log(2)} \cdot log(E_0/E_c) \propto log(E_0) \tag{2.3}$$

Hadronisch induzierte Schauer unterscheiden sich von elektromagnetischen. Sie lösen eine Teilchenkaskade mit vielen unterschiedlichen Teilchenarten aus, bei der allerdings mit fortlaufender Schauerentwicklung durch neutrale Pionzerfälle Energie in die elektromagnetische Komponente übertragen wird. Die wesentlichen Reaktionsprodukte sind geladene und neutrale Pionen sowie Kaonen. Folgende Zerfälle treten auf:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \tag{2.4}$$

$$\pi^\pm, K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu \tag{2.5}$$

Hadronische Schauer besitzen im Gegensatz zu elektromagnetischen eine 'harte' Komponente (hart bezeichnet Myonen und hochenergetische Elektronen und

Positronen >10 $GeV$ sowie Hadronen, weich bezeichnet niederenergetische Elektronen und Positronen sowie Photonen). Sie sterben langsamer aus, da die Wechselwirkungslänge für Hadronen sehr viel höher als $X_0$ ist (für Protonen beträgt sie in Luft ungefähr 83 $g/cm^2$). Außerdem wird durch den Pionenzerfall in Photonen, die wiederum wie oben beschrieben $e^+e^-$ Paare erzeugen, der Schauer ständig aufgefrischt.
Die Relation aus Gleichung 2.3 gilt nicht für die hadronisch induzierten Schauer. Allerdings sollte auch hier die Eindringtiefe des Schauermaximums mit der Energie zunehmen, da bei größerer Energie auch mehr neutrale Pionen erzeugt werden, die wiederum elektromagnetische Subschauer erzeugen. Aus Simulationsrechnungen ergibt sich für die Eindringtiefe bis zum Schauermaximum für Kerne der Massenzahl A und der Gesamtenergie $E_0$:

$$l_{max} \propto log(E_0/A) \tag{2.6}$$

Bei ausreichend hoher Gesamtenergie verhält sich also ein Kern mit der Massenzahl A wie die Überlagerung A freier Nukleonen.
Das heißt, daß sowohl elektromagnetisch als auch hadronisch induzierte Schauer einen einfachen Zusammenhang zwischen der Energie des primären Teilchens und der Eindringtiefe bis zum Schauermaximum aufweisen. Bei der Luftschauertechnik wird vor allem versucht, die Art, Energie und Einfallsrichtung des auslösenden Primärteilchens zu bestimmen. Dazu werden die Ankunftszeit- und die Dichteverteilungen der Teilchen sowie der Čerenkovphotonen gemessen. Erreicht der Luftschauer die Detektoranlage, so sind die Teilchen in einer nur wenigen Meter dicken Kegelfront lokalisiert. Die Schauerachse ist die Verlängerung der Trajektorie des primären Teilchens und gibt somit die Einfallsrichtung wieder. Die Schauerspitze gibt den Kernort an. Aus der Ankunftszeitverteilung der Teilchen kann mit Hilfe des Kernortes die Einfallsrichtung bestimmt werden [Krawczynski, 1994].

Bei der Suche nach Quellen der kosmischen Strahlung oder nach Counterparts von Bursts können nur die photoneninduzierten Schauer verwendet werden, da geladene Teilchen ihre Richtungsinformation durch Ablenkung in Magnetfeldern im Universum verlieren.
Das HEGRA-Experiment befindet sich in 2200 $m$ Höhe, was einer integralen Schichtdicke von etwa 790 $g/cm^2$ entspricht. Das sind ungefähr 21,3 Strahlungslängen beziehungsweise neun hadronische Wechselwirkungslängen. Somit können photoneninduzierte Schauer bis zu einer Energie von etwa 10 $PeV$ nur anhand ihres aussterbenden Teils nachgewiesen werden.

### 2.2.2 Lateralentwicklung des Luftschauers

Die laterale Dichteverteilung $\rho(r)$ der geladenen Teilchen um die Schauerachse ist rotationssymmetrisch und läßt sich gut durch die Nishimura-Kamata-Greisen (NKG) Funktion beschreiben [Gaisser, 1990]

$$\rho(r) = \frac{\Gamma(4,5-s)}{2\pi \cdot \Gamma(s) \cdot \Gamma(4,5-2\cdot s)} \cdot N_e \cdot \frac{1}{r_M^2} \cdot \left(\frac{r}{r_M}\right)^{s-2} \cdot \left(\frac{r}{r_M}+1\right)^{s-4,5}, \tag{2.7}$$

$N_e$ : Zahl der elektromagnetischen Teilchen am Boden,

r : Abstand zur Schauerachse,

$r_M$ : Moliére-Radius; eine empirisch bestimmte Größe von $112\,m$,

s : Schaueralter; ein Formparameter der Lateralverteilung,

Für einen photoninduzierten Schauer mit einer Energie von $1\,PeV$ liegt $N_e$ in der Größenordnung von $10^5$. Der Formparameter $s$ gibt das Stadium der Longitudinalentwicklung des Schauers wieder.Er nimmt Werte zwischen null und zwei an. Im Schauermaximum ist $s = 1$. Für $s < 1$ ist der Schauer betreffs der Teilchenanzahl noch im Wachstum, für $s > 1$ ist der Schauer am Aussterben.

### 2.2.3 Čerenkovlichtemission des Luftschauers

Weitere Informationen über den Luftschauer lassen sich durch Messungen des von geladenen Teilchen ausgesandten Čerenkovlichtes gewinnen. Geladene Teilchen, die sich mit einer Geschwindigkeit größer als der Lichtgeschwindigkeit ($v/c_0 = \beta > 1/n$) des umgebenden Mediums bewegen, erzeugen Čerenkovphotonen. Hierbei ist $n$ der Brechungsindex des Mediums (für Luft unter Normalbedingungen ist $n = 1{,}00027$). Die Lateralverteilung des Lichtes enthält Informationen aus der gesamten Longitudinalentwicklung des Schauers. Die Photonen sind bei Erreichen des Detektorniveaus in einer Kegelfront lokalisiert. Sie haben eine geringere Steigung der Kegelfront als die mit den Szintillatoren gemessenen Teilchen. Im Abstand von $20 - 100\,m$ vom Kernort fällt die Lateralverteilung exponentiell ab.

$$\rho_C = \rho_0 \cdot exp\left(-\frac{r}{R_l}\right) \tag{2.8}$$

Der Parameter $R_l$ ist der sogenannte Lichtradius, der die laterale Intensitätsverteilung charakterisiert. $R_l$ wird zusammen mit $N_e$ zur Bestimmung der Primärenergie verwendet.

Die Anzahl der je Zähler nachgewiesenen Photonen bei AIROBICC ist größer als die Anzahl der jeden Zähler getroffenen Teilchen bei dem Szintillatorfeld. Die Fluktuationen in den gemessenen Ankunftszeiten sind dadurch bei dem AIROBICC-Feld geringer, was zu einer besseren Winkelauflösung führt. Die Einfallsrichtung des Primärteilchens läßt sich also durch AIROBICC genauer bestimmen als durch das Szintillatorfeld. Allerdings ist diese Meßmethode wetteranfälliger. Schon auf mondlose Nächte beschränkt, dürfen keine Wolken, kein Nebel und keine hohe Luftfeuchtigkeit herrschen, da diese Wetterverhältnisse die Čerenkovlichtmessung in unbekanntem Maße beeinträchtigen.

## 2.3 Die Detektorkomponenten

Das HEGRA-Experiment ist ein erdgebundenes Luftschauerexperiment, das sich auf der kanarischen Insel La Palma ($28,8^0$ nördliche Breite, $17,9^0$ westliche Länge) $2200\,m$ über dem Meeresspiegel auf dem Roque de los Muchachos befindet. Die guten atmosphärischen Bedingungen lassen Čerenkovlichtmessungen mittels bestimmter Detektoren zu. Durch die Hochlage des Experiments sinkt die Energieschwelle der nachzuweisenden Teilchen, da die Teilchen aus dem Luftschauer nur einen Teil der Atmosphäre durchqueren müssen.

An diesem Experiment sind folgende Institute aus drei europäischen Ländern beteiligt:

- Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg,
- Max-Planck-Institut für Physik München,
- Physikalisches Institut Yerevan, Armenien,
- Universität Hamburg,
- Universität Kiel,
- Universität Madrid, Spanien,
- Universität Wuppertal

Das Experiment besteht aus vier verschiedenen Detektorkomponenten, die unterschiedliche Informationen über die durch kosmische Strahlung ausgelösten Luftschauer liefern. Abb. 2.3 auf der nächsten Seite zeigt die Anordnung dieser Komponenten sowie den Lageplan des Experimentes auf dem Berg.

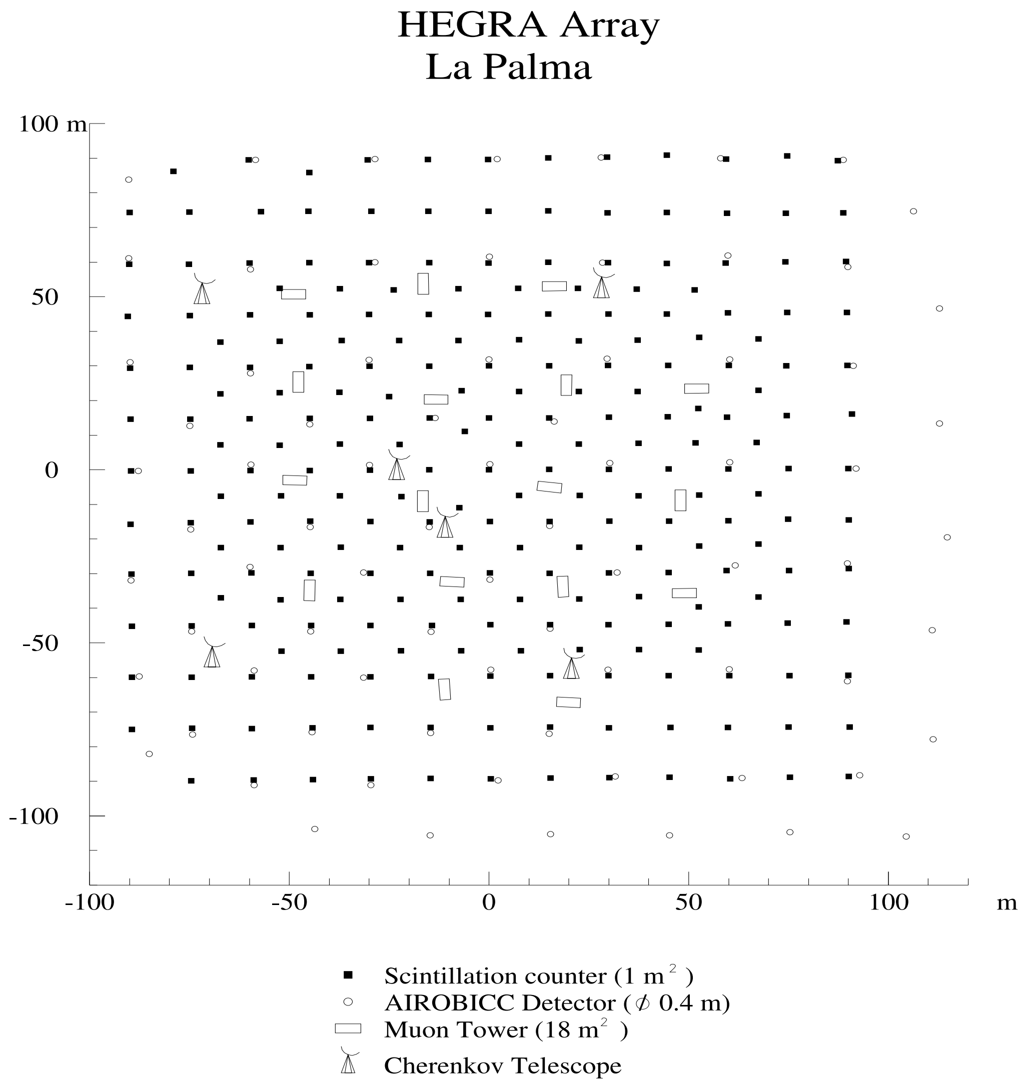


*Abbildung 2.3:* Das HEGRA-Experiment

**Szintillations-Zähler:** Auf einer Fläche von $180 \times 180\, m^2$ sind 243 Zähler mit jeweils ca. einem $m^2$ Fläche verteilt. Geladene Teilchen werden nachgewiesen, indem sie im Szintillator Szintillationslicht erzeugen, das durch die Sekundärelektronenverfielfacher (SEV) verstärkt wird. Hochenergetische Photonen erzeugen in der Bleiabdeckung durch Konversion $e^+e^-$ Paare, welche wiederum im Szintillator registriert werden. Somit können auch hochenergetische Photonen nachgewiesen werden.

**Čerenkovlichtzähler:** Auf in etwa derselben Grundfläche wie die Szintillationszähler sind 77 **AIR**shower **OB**servation with angle **I**ntegrating **Č**erenkov **C**ounters, im weiteren AIROBICC-Zähler genannt, aufgebaut. Der Winston-Cone-Spiegel reflektiert das Čerenkovlicht in einen speziell für diese Anwendung entwickelten offenen SEV. Diese Zähler haben einen schließbaren Deckel, der nur in mond- und wolkenlosen Nächten geöffnet wird. Das Gesichtsfeld der Zähler umfaßt ungefähr einen Raumwinkel von einem Steradian.

In dieser Arbeit werden nur diese beiden Detektorkomponenten verwendet. Deshalb werden sie im späteren Verlauf noch einmal etwas ausführlicher beschrieben.

**Čerenkovteleskope:** Es existieren sechs Teleskope die ähnlich der AIROBICC-Zähler Čerenkovlicht messen. Vier der sechs Teleskope, die jeweils eine Spiegelfläche von $8,5\,m^2$ und eine Kamera mit 271 Pixeln haben, in die das Licht abgebildet wird, bilden das sogenannte Teleskopsystem. Hiermit werden einzelne Objekte untersucht. Ein weiteres Teleskop dieser Art soll noch in das System eingebunden werden. Das Gesichtsfeld des Systems zu jedem Zeitpunkt beträgt ca. $4,3^0$. Zusätzlich gibt es noch einen Prototyp mit $5\,m^2$ Spiegelfläche und einer Kamera mit 127 Pixeln.

Außerdem war innerhalb des Zeitraumes von Ende 1994 bis Anfang 1995 eine Geigerturm-Matrix bestehend aus 17 Stationen mit befriedigender Datenqualität aktiv. Hiermit konnten hochenergetische Teilchen (Myonen und Elektronen $> 10\,GeV$) nachgewiesen werden [Rohde et al., 1996]. Seit Ende 1997 ist der Betrieb der Geigertürme eingestellt worden.

Alle Detektoren sind über Versorgungs- und Signalkabel mit der im Zentrum des Feldes befindlichen elektronischen Datennahme verbunden. Diese ist in Containern untergebracht, in der sich auch die Arbeitsplätze des Schichtpersonals befinden. Hier werden die ankommenden Signale auf Koinzidenzbedingungen hin überprüft, um gegebenenfalls die Auslese der beteiligten Detektoren zu veranlassen. Die verschiedenen Detektortypen können die Ausleseelektronik starten. Die Koinzidenzbedingungen sind elektronisch festgelegt und unterschiedlich für die einzelnen Komponenten. Registrieren mehr als $x$ Detektoren eines Typs innerhalb eines bestimmten Zeitfensters Signale, so wird die Datennahme gestartet. Zur Zeit gelten folgende mit 'oder' verknüpfte Koinzidenzbedingungen:

- $\geq 4$ Szintillatorhütten[2]

[2]bis April 1997 wurde nur jedes siebte Ereignis dieser Art ausgelesen; seit April 1997 wird jedes vierfach getriggerte Ereignis unskaliert aufgenommen.

- $\geq 4$ Szintillatorhütten winkelsensitiv verzögert (HAST)[3][Mildahn, 1998]
- $\geq 14$ Szintillatorhütten
- $\geq 6$ AIROBICC-Zähler

Die Triggerraten, die Winkelauflösungen sowie die Energieschwellen der einzelnen Komponenten sind der Tabelle 2.1 zu entnehmen. Die Signale dieser Ereignisse werden abgespeichert und auf Magnetbänder (EXABYTE) geschrieben. In regelmäßigen Abständen (bis April 97 etwa alle 20 Minuten, seit April 97 abhängig von der Detektorkomponente alle 10 bzw 20 Minuten) wird die Datennahme unterbrochen und ein Kalibrationszyklus gestartet, in welchem die Kabellängen bestimmt und die Zeitmessung kalibriert werden.

| Komponente | Triggerrate [Hz] | Energieschwelle[1] [TeV] | Winkelauflösung [Grad] |
|---|---|---|---|
| 4 Szint. unskaliert | ≈100 | ≈1,8 | ≈2,7 |
| 4 Szint. skaliert | ≈14 | ≈1,8 | ≈2,7 |
| HAST | ≈18 | ≈1,8 | ≈2,7 |
| 14 Szint.hütten | ≈12 | ≈11 | ≈0,9 |
| AIROBICC | ≈15 | ≈18 | ≈0,4 |

[1] 10 %-Wert für senkrecht einfallende Photonen

*Tabelle 2.1: Triggerrate, Energieschwelle und Winkelauflösung der einzelnen Detektorkomponenten.*

Die aufgenommenen Daten enthalten folgende Meßgrößen der verschiedenen Detektoren:

- Ankunftszeiten und Teilchenmengen der Szintillator-Zähler
- Ankunftszeiten und Lichtmengen der AIROBICC-Zähler
- Daten der Kalibrationszyklen

Die Zielsetzung der Arrays sind:

1. Suche nach Gamma-Strahlung von Punktquellen und ausgedehnten Quellen (inklusive SNRs, GRBs)
2. Kompositionsmessung der kosmischen Strahlung
3. Suche nach Anisotropien der kosmischen Strahlung

[3] HEGRA Angle Sensitiv Trigger von Okt.96-Apr.97 aktiv.

### 2.3.1 Szintillationszähler

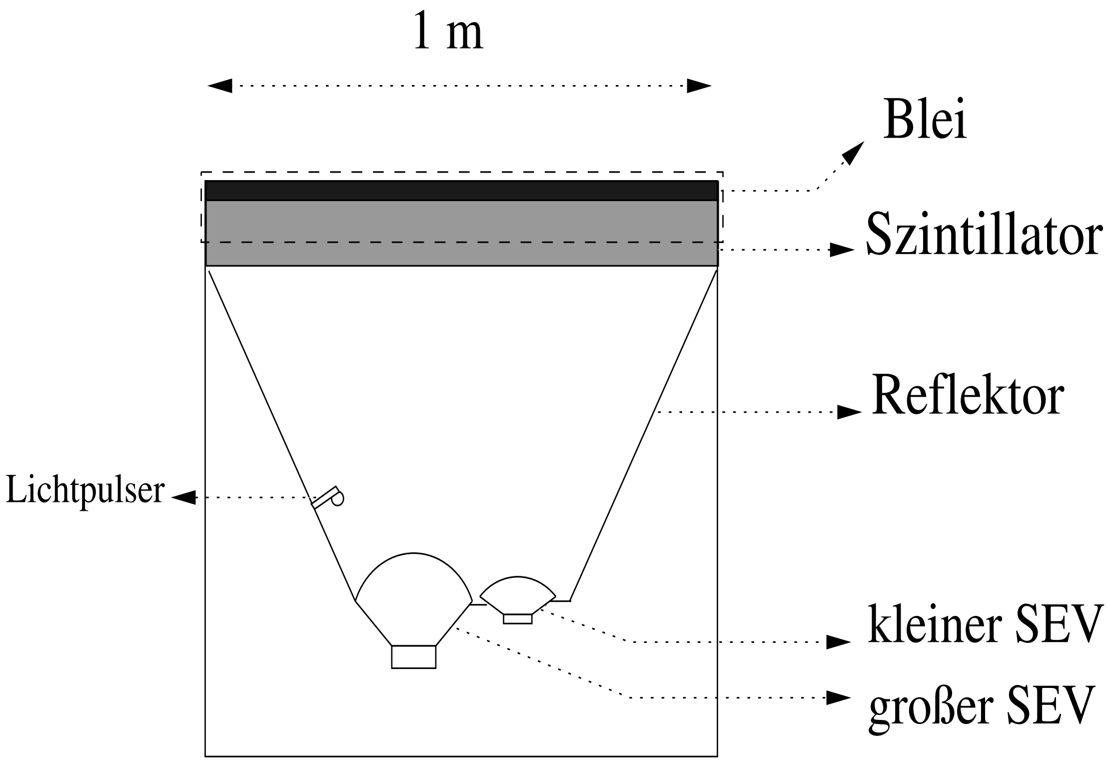


*Abbildung 2.4: Prinzipskizze eines Szintillationszählers (entnommen aus [Horns, 1997])*

Das Szintillatorfeld besteht aus 243 Zählern, von denen 167 in einem quadratischen Raster im Abstand von $15\,m$ und weitere 76 Zähler als Verdichtung im Zentrum des Rasters angebracht sind. Ein wie in Abbildung 2.4 schematisch dargestellter Zähler dient zum Nachweis sämtlicher geladener Teilchen und hochenergetischer Photonen. Er besteht aus einem $0,7\,m$ hohen verzinkten Blechgehäuse mit einer Grundfläche von $1\,m^2$, das lichtdicht verschlossen ist. Im Inneren befindet sich eine $0,5\,mm$ ($\approx$ 0,9 Strahlungslängen) dicke Bleischicht, die Teilchen mit einer Energie von weniger als sechs MeV absorbiert. Diese werden aufgrund ihrer Fluktuationen in der Ankunftszeitverteilung nicht berücksichtigt. Hochenergetische Photonen erzeugen dagegen durch Paarbildung im Blei Elektronen und Positronen, welche im direkt unter der Bleischicht befindlichen Szintillatormaterial nachgewiesen werden. Die so bestimmte Zahl der geladenen Teilchen stimmt mit der wahren Teilchenzahl vor dem Blei nicht überein. Das Verhältnis dieser beiden Zahlen wird mit Monte Carlo simulierten Schauern bestimmt. Die Bleischicht verändert jedoch die mittlere Anzahl der angesprochenen Zähler sowie die Energieschwelle nicht.

Um die Datennahme zu starten, müssen $n$ Zähler innerhalb von mindestens $150\,ns$ ein Signal liefern. Dabei ist $n$ die Koinzidenzbedingung.
Da die Laufzeiten der Signale von den Hütten zu der mit ca. $150\,m$ langen Kabeln verbundenen Datennahme sich mit Temperaturschwankungen ändern, werden sie regelmäßig durch Lichtpulserkalibrationen bestimmt. Hierzu wird mittels einer Leuchtdiode im Zähler ein Signal erzeugt und dessen Laufzeit zur Ausleseelektronik gemessen.
Die Detektorsignale werden im Falle eines Triggers digitalisiert. Mit Hilfe eines Constant Fraction Discriminator und eines Zeit-Digital-Wandlers (**TDC**) wird der Zeitpunkt des Signalanstiegs auf einen festgelegten Anteil seiner Amplitude bestimmt. Die Höhe der Amplitude wird mit einem Analog-Digital-Wandler (**ADC**) festgestellt. Der Zeitpunkt wird hauptsächlich durch das erste registrierte Teilchen im Szintillator bestimmt. Die Zeitauflösung der einzelnen Zähler beträgt ungefähr $1\,ns$. Sie ergibt sich aus der geometrischen Auslegung des Detektors und der Elektronik. Die Winkelauflösung des Szintillatorfeldes wird im wesentlichen nicht durch die Auflösung der einzelnen Zähler bestimmt, sondern durch die Fluktuationen der Ankunftszeiten der einzelnen Schauerteilchen.
Teilchen mit einer vom Szintillator abhängigen Mindestenergie durchqueren den Szintillator und deponieren dort eine Energie pro zurückgelegter Strecke, die der eines minimal ionisierenden Teilchens entspricht. Da die Strecke unter schrägem Einfall zunimmt, aber zugleich die sensitive Fläche geringer wird, ist im Mittel die im Szintillator deponierte Energie proportional zur Dichte der die Bleischicht verlassenden Teilchen. Die Amplitude kann man gut anhand des scharfen Einteilchenmaximums eichen, so daß die Messung einer $n$-fachen Einteilchenamplitude im Mittel als $n$ Teilchen angesehen wird. Signale mit geringen Amplituden ($\leq 30$ % der Amplitude eines minimal ionisierenden Teichen) werden nicht zum Triggern und zur Zeitmessung zugelassen.

### 2.3.2 AIROBICC-Detektor

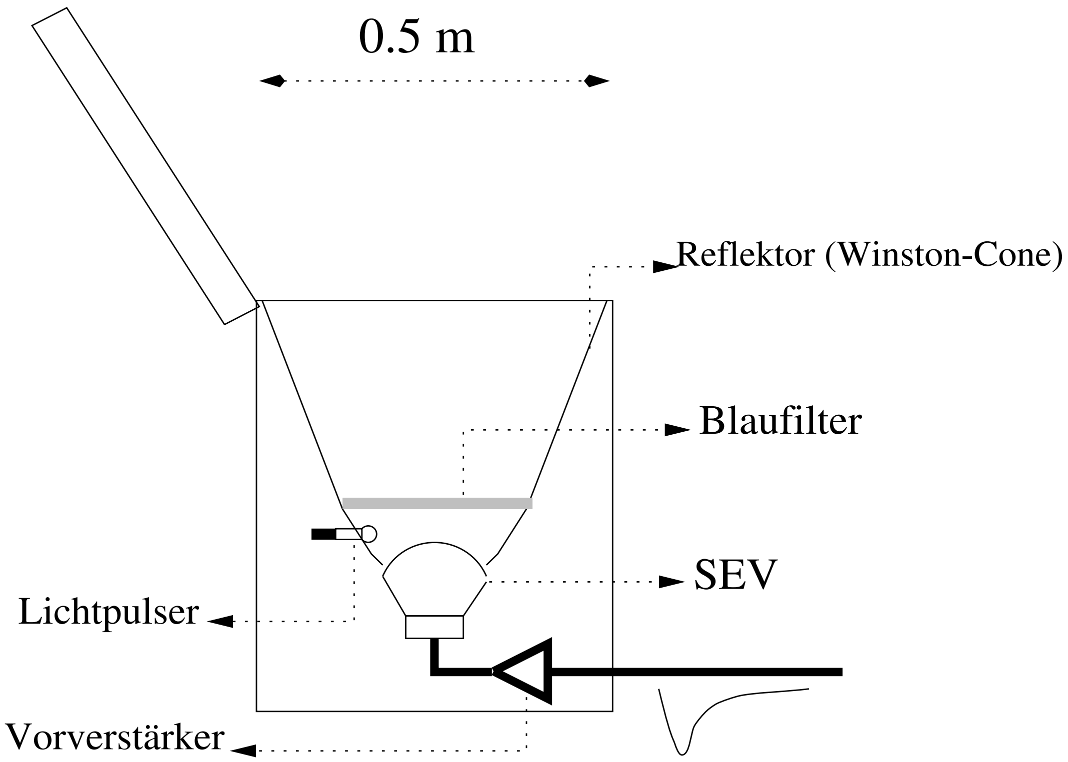


*Abbildung 2.5: Prinzipskizze eines AIROBICC-Detektors (entnommen aus [Horns, 1997])*

Der AIROBICC-Detektor besteht aus 77 Zählern, von denen zuerst 49 in einem quadratischem Raster mit gleichen Abständen aufgestellt, später sowohl 16 innerhalb als auch 12 außerhalb des Rasters hinzugefügt wurden. Abbildung 2.5 zeigt den Aufbau eines solchen Zählers.
Innerhalb einer zinkverkleideten Blechhütte, deren Deckel nur in mond- und wolkenlosen Nächten geöffnet wird, befindet sich ein Winston-Cone-Spiegel, in dem ein SEV eingelagert ist. Vor dem SEV befindet sich ein Blaufilter, der für Licht mit einer Wellenlänge von kleiner als $470\,nm$ durchlässig ist. Damit wird die Akzeptanz des SEV auf das kurzwellige Čerenkovlicht eingeschränkt, während ein Großteil des langwelligeren Sternenlichtes ausgefiltert wird. Die SEV-Signale werden in gleicher Weise zur zentralen Datennahme geleitet und dort verarbeitet wie es für das Szintillator-Feld beschrieben wurde. Ebenso ist auch hier eine Leuchtdiode installiert, mit der die Laufzeiten der Signale kalibriert werden. Die Zeitauflösung der einzelnen Zähler beträgt $\approx 0,3\,ns$.

Die Signalamplituden sind proportional zu den von den Zählern registrierten Lichtmengen. Um diese beiden Größen zu verbinden, wird die mit AIROBICC vermessende Amplitudenverteilung mit der von dem Szintillatorfeld bestimmten Teilchendichteverteilung verglichen. Aus Monte-Carlo simulierten Schauern kann eine Relation von Teilchen und Lichtmenge bestimmt werden, mit der sich dann eine absolute Kalibration der Pulsamplituden durchführen läßt [Prahl, 1998].

## 2.4 Datenrekonstruktion

Die Rekonstruktion der Daten, die mit den HEGRA-Arrays aufgezeichnet wurden, soll hier kurz erläutert werden. Direkt gemessen werden folgende Schauergrößen:

- Die Ankunftszeiten der ersten Teilchen, die die Szintillationszähler erreichen, sowie die von jedem Zähler gemessenen Pulshöhen. Diese sind proportional zur Anzahl der minimal ionisierenden Teilchen, die den Zähler treffen.
- Die Ankunftszeit der Schauerfront der Čerenkovphotonen, die die AIROBICC-Zähler erreichen, sowie die mit diesen Zählern gemessenen Pulshöhen. Diese sind proportional zur Anzahl der den Zähler treffenden Čerenkovphotonen, die innerhalb des Wellenlängenintervalles von ca. 320−450 $nm$ liegen [Karle, 1994].

Aus diesen Größen werden im ersten Schritt folgende Schauerparameter rekonstruiert:

- Der Schauerkern, daß heißt der Punkt, an dem die Schauerachse (Symmetrieachse der elektromagnetischen Schauerkomponenten) die Detektorebene schneidet.
- Die Schauerrichtung.
- Parameter, die die laterale Verteilung und die Anzahl der Schauerteilchen auf Detektorebene beschreiben.
- Parameter, die die laterale Verteilung und die Anzahl der Čerenkovphotonen auf Detektorebene beschreiben.

In einem zweiten Schritt werden aus diesen rekonstruierten Schauerparametern folgende Parameter abgeleitet, die das den Schauer auslösende Primärteilchen beschreiben:

- die Einfallsrichtung (gegeben durch die Schauerachse)

- die Primärenergie
- Parameter zur Gamma-Hadron-Separation

Beschreibungen zur Rekonstruktion des Schauerkerns, der Schauerrichtung sowie der Winkelauflösung der HEGRA-Arrays befinden sich u.a. in [Dommenget, 1996], [Krawczynski, 1997] und [Krawczynski, 1994].

Die Richtungsrekonstruktion des Szintillatorfeldes (14-fach Trigger) besitzt eine durch verschiedene Verfahren (Schachbrett, Mondschatten, Vergleich mit Monte-Carlo und der AIROBICC-Richtung) getestete Auflösung von etwa $0,89^0$ für senkrecht einfallende Photonen [Krawczynski et al., 1996].

Das im 4-fach Triggermodus betriebene Szintillatorfeld hat eine anhand von Monte-Carlo Studien gezeigte Winkelauflösung für senkrecht einfallende Photonen von etwa $2,7^0$ [Krawczynski, 1997].

Die Richtungsrekonstruktion des AIROBICC-Feldes, ermittelt aus Monte-Carlo Studien und einem sogenannten Schachbrettverfahren, besitzt eine Auflösung von etwa $0,36^0$ [Krawczynski, 1994, Prahl, 1996].
Zusätzlich läßt sich bei dem gemeinsamen Betrieb des Szintillator-Feldes mit dem AIROBICC-Feld ein Verfahren zur Gamma-Hadron-Separation auf die Daten anwenden. Dabei werden die Primärhadronen so gut wie möglich herausgetrennt, da geladene Teilchen ihre Richtung im Universum verändern und somit bei der Suche nach Punktquellen ungeeignet sind.
Die in dieser Arbeit verwendete Gamma-Hadron-Separation wird anhand der Pearl-Methode vorgenommen, die in [Prahl, 1998] beschrieben ist. Dabei wird die unterschiedliche Entwicklung von $\gamma$-induzierten Schauern im Vergleich zu denen, die ein Hadron als Primärteilchen haben, benutzt. $\gamma$-Schauer haben ein kleineres Verhältnis von Teilchenanzahl zu Čerenkovlicht ($N_e/N_\gamma$) und einen kleineren mittleren lateralen Teilchenabstand von der Schauerachse ($R_{mean,p}$) als Hadronschauer. Hieraus wird der Parameter pearl wie folgt gewonnen:

$$pearl = log_{10}(R_{mean,p}) + C \cdot log_{10}\left(\frac{N_e}{N_\gamma}\right). \tag{2.9}$$

C ist eine empirisch festgelegte Konstante. Pearl wurde für Schauer oberhalb der Energieschwelle von $19\,TeV$ entwickelt. Die andere für die von den HEGRA-Arrays genommenen Daten entwickelte Methode LES [Karle et al., 1995] greift bei höheren Energieregionen ($> 65\,TeV$).

# Kapitel 3

# Die Suchmethode

In diesem Kapitel wird die grundsätzliche Methode der Suche nach TeV Counterparts von GRBs (3.1), die Bestimmung der Untergrunderwartung eines jeden Suchbin (3.2), die Optimierung des Suchbins für kleine Untergrunderwartungen (3.3) sowie die Berechnung der Flußobergrenzen der einzelnen Suchen (3.4) erläutert.

Die Suchmethode basiert auf der von H. Krawczynski entwickelten Methode zur Suche nach TeV Counterparts von GRBs [Krawczynski, 1997].

## 3.1 Die Arten der Suche

Die Suche nach koinzidenter Emission und die Suche nach vorhergehender oder verspäteter Emission der von im All stationierten Experimenten aufgenommenen keV/MeV/GeV-Strahlung wird hier beschrieben.
Die Suchen wurden mit drei unterschiedlichen Betriebsarten der HEGRA-Felder vorgenommen:

- Das Szintillatorfeld im 14-fach Triggermodus und im vorskalierten (nur jedes siebte Ereignis wird aufgenommen) 4-fach Triggermodus ($S_{14}$, $S_4$).
- Das Szintillatorfeld im unskalierten 4-fach Triggermodus ($S_4$).
- Das Szintillatorfeld im 14-fach Triggermodus und das AIROBICC-Feld im 6-fach Triggermodus ($S_{14}A_6$).

Bei der ersten Art sind die Ereignisse, die mit dem 4-fach Trigger aufgenommen wurden, und die mit dem 14-fach Trigger aufgenommen wurden, hinsichtlich der Energieschwelle und der Winkelauflösung völlig verschieden. Die beiden Datensätze sind unabhängig voneinander. Es handelt sich also um zwei Experimente.

Die Ereignisse, die beide Triggerbedingungen erfüllen (man beachte, daß zunächst nur jedes siebte 4-fach getriggerte Ereignis aufgenommen wurde), sind als 4-fach getriggerte Ereignisse gezählt worden. Ab April 1997 wird jedes 4-fach getriggerte Ereignis gezählt, so daß es keine Ereignisse mehr gibt, die nur dem 14-fach Triggermodus entsprechen. Daher wird als reines Szintillatorfeld seit diesem Zeitpunkt nur die zweite Art verwendet.
Wenn das AIROBICC-Feld und das Szintillatorfeld gleichzeitig benutzt werden (Triggerbedingung $S_{14}A_6$), werden alle Ereignisse von beiden Feldern aufgenommen. Bei dieser Art werden aufgrund der exzellenten Winkelauflösung diese Feldes nur die Ereignisse mit einer Richtungsrekonstruktion aus dem AIROBICC-Feld benutzt.
Eine Triggerbedingung der Art $S_4A_6$ wird unterlassen, da die Datenmenge nicht vernünftig ausgelesen werden kann.

Um eine niedrige Energieschwelle für Burstphotonen zu sichern, werden nur Bursts untersucht, deren von BATSE gemessene Richtung unter einem Zenitwinkel kleiner als $40^0$ für HEGRA sichtbar war (zum Zeitpunkt als der Burst von BATSE detektiert wurde). Jeder Burst wird in drei Zeitskalen auf Emission im TeV-Bereich hin untersucht:

1. Es wird nach Emission gesucht, die koinzident mit der von BATSE registrierten Strahlung auftritt. Für diesen Fall wird das $T90$ Zeitintervall benutzt, in der die zentralen 90% der Burstphotonen von BATSE aufgenommen wurden.

2. Es wird nach kurzzeitiger Emission innerhalb von 60 s Intervallen gesucht, bei denen sich jeweils zwei aufeinanderfolgende Intervalle um eine halbe Minute überlappen.

3. Es wird nach langzeitiger Emission gesucht in Intervallen, die eine Länge von $2^i$ Minuten haben mit ganzzahligem $i \geq 0$. Das Zentrum der Intervalle ist die BATSE Triggerzeit.

Die Suche wird mit der niedrigst möglichen Energieschwelle unternommen. Daher wird keine weitere Selektion der Daten vorgenommen. Da die Energieschwelle stark vom Zenitwinkel abhängt, werden die Suche nach kurzzeitiger und langzeitiger Emission nur für Bursts unternommen, deren von BATSE bestimmte Position einen geringeren Zenitwinkel für HEGRA hat als $30^0$. Die Suchen sind auf die Intervalle beschränkt, in denen dieser Winkel die $30^0$ nicht übersteigt.
Für jedes Zeitintervall wird der $2\sigma$ Fehlerbereich der Positionsbestimmung von BATSE nach TeV-Emission untersucht. Um die bessere Winkelauflösung der HEGRA-Felder ($< 1^0$) im Vergleich zum Fehler der BATSE-Position (zwischen $1,6^0$ und $13^0$) auszunutzen, werden Gitter von Suchbins benutzt. Die gesamte Suchregion wird von einem Gitter aus benachbarten Suchbins abgedeckt, die

rechtwinklig in Himmelskoordinaten $(\theta, \phi)$ sind. Die Herleitung der optimalen Binbreite wird in 3.3 beschrieben. Es wird ein kugelförmiges Koordinatensystem benutzt, das für alle Suchbins nahezu gleichgroße Raumwinkel erreicht. Um das zu erreichen wird die von BATSE bestimmte Burstrichtung auf die Äquatorialebene gekippt. Bei gegebener Rektaszension $\alpha_0$ und Deklination $\delta_0$ der von BATSE bestimmten Burstrichtung wird das System folgendermaßen beschrieben:

$\theta(\alpha_0, \delta_0) = 90^0$, $\phi(\alpha_0, \delta_0) = 0$ und $\theta(\alpha_0, 0) = 90^0 + \delta_0$, $\phi(\alpha_0, 0) = 0$.

Damit ein Burst nicht zufällig auf der Grenze von zwei Intervallen liegt, wird das Suchgitter dreimal verschoben und die Suche wiederholt. Die Richtungen, in denen das Gitter verschoben wird, sind die halben Binbreiten in $\theta$, in $\phi$ sowie in $\theta$ und $\phi$ auf einmal. Damit wird gesichert, daß ein großer Anteil ($\approx 90\%$) der Quellphotonen in eines der Suchbins fallen würde.

Schauerdaten die, falls verfügbar, im Zeitraum von 6 Stunden vor dem Burst bis 6 Stunden nach dem Burst aufgenommen wurden, mit Ausnahme der zentralen Stunde um den Burstzeitpunkt, werden dazu benutzt, um sowohl die Untergrunderwartung $\langle n_{ug} \rangle$ für jedes Zeitintervall und jedes Suchbin zu berechnen, als auch Untergrunddatensätze $N_{ug}$ für jede der drei Sucharten zu erstellen.
Folgende Schritte werden für jede der Sucharten und der gewählten Zeitskalen vorgenommen:

- Das Bin, dessen Inhalt mit der geringsten Wahrscheinlichkeit $P_u$ einer Untergrundfluktuation entspricht, wird gesucht. Wenn keine Gamma-Hadron-Separation vorgenommen werden kann, wird $P_u$ anhand der Poissonstatistik berechnet. Die Wahrscheinlichkeit $P_u$ aufgrund von Untergrundfluktuationen n Ereignisse oder mehr zu finden, wenn $\langle n_{ug} \rangle$ erwartet werden, ist gegeben durch:

$$P_u^{pois}(\langle n_{ug} \rangle, n) = \sum_{i=n}^{\infty} p^{pois}(\langle n_{ug} \rangle; i) \tag{3.1}$$

mit

$$p^{pois}(a; b) = \frac{a^b}{b!} e^{-a} \tag{3.2}$$

Wenn eine Gamma-Hadron-Separation durchgeführt werden kann, dann werden zur Bestimmung von $P_u$ zusätzlich die Information über den photonischen Charakter der Ereignisse ausgenutzt. Näheres hierzu befindet sich in [Krawczynski, 1997].

- Im nächsten Schritt wird die Zufallswahrscheinlichkeit $P_w$ berechnet, eine Untergrundfluktuation mit der Signifikanz des Observierten aus den Untergrunddatensätzen zu erhalten. Erzeugen die $N_{ug}$ Datensätze $i$ Fluktuationen mit einer gleichen oder größeren Signifikanz als der Burst, so ist die Zufallswahrscheinlichkeit, daß der observierte Burst aus dem Untergrund entstanden ist, gegeben als $P_w = i/N_{ug}$ [1]. Diese Wahrscheinlichkeit $P_w$ ist das wichtigste Ergebnis einer jeden Suche.

- Zum Schluß wird für jede der drei Suchen eine Flußobergrenze bestimmt. Das Suchbin innerhalb einer jeden der drei Suchen, das die höchste Obergrenze erzielt hat, gibt die Flußobergrenze an. Dabei wird angenommen, daß das Potenzgesetz der kosmischen Strahlung ungebrochen mit $r = -2,7$ verläuft (siehe 2.1).

## 3.2 Bestimmung der Untergrunderwartung und der Untergrunddatensätze

Die Berechnung der Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse pro Suchbin und die Erstellung der Untergrunddatensätze basieren auf der Wahrscheinlichkeit pro Einheitsraumwinkel $w(\theta, \phi)$, daß ein aufgenommenes Ereignis aus der Richtung $(\theta, \phi)$ (horizontale HEGRA-Koordinaten) stammt. Dabei gilt, daß die gesamte Ereignisrate sich mit der Wetterlage oder den Detektorbedingungen ändern kann, aber $w(\theta, \phi)$ zeitunabhängig für eine feste Detektorkonfiguration ist [Alexandreas et al., 1993].
$w(\theta, \phi)$ wird für jeden Burst anhand der Schauerdaten berechnet, die 6 Stunden vor bis 6 Stunden nach dem Burst aufgenommen wurden (wenn verfügbar). Dabei wird der Zeitraum von einer halben Stunde vor bis einer halben Stunde nach dem Burst herausgenommen. Der in den 12 Stunden abgedeckte Himmelsbereich in Lokalkoordinaten wird in angrenzende Bins mit einer jeweiligen Größe von $1^0 \times 1^0$ unterteilt. Im Zentrum eines jeden Bins ist $w$ gegeben durch $\frac{n}{N\Delta\Omega}$, wobei $n$ die Anzahl der Ereignisse in diesem Bin, $N$ die Gesamtzahl der Ereignisse und $\Delta\Omega$ der Raumwinkel des Bins ist. Die Werte zwischen den Zentren der Bins werden mittels einer linearen Interpolation berechnet.
Die Untergrunderwartung pro Suchbin in lokalen Koordinaten $(\theta, \phi)$ und Raumwinkel $\Delta\Omega$ eines bestimmten Zeitintervalles setzt sich zusammen aus $w(\theta, \phi)$ und den Ankunftszeiten $t_i$ der aufgezeichneten Ereignisse $N_{int}$, die die Zeitkriterien der jeweiligen Suchart erfüllen.

[1] Die Breite der $P_w$-Verteilung ist: $\sigma_{P_w} = \sqrt{P_w(1-P_w)/N_{ug}}$ Die interessanten Werte von $P_w$ sind $\ll 1$. Um die Breite vernachlässigen zu können, muß eine genügend große Anzahl an Datensätzen gewählt werden. Dabei wird $N_{ug}$ beginnend mit 1000 so lange erhöht, bis $\sigma_{P_w}/P_w \leq 0,01$.

$$\langle n_{ug} \rangle = \sum_{i-1}^{N_{int}} w(\theta(t_i), \phi(t_i))\Delta\Omega \tag{3.3}$$

Im Falle der koinzidenten Suche sind $\theta$ und $\phi$ eines Suchbins konstant. In den Suchen nach kurzzeitiger und langzeitiger Emission verändern sie sich, da die Suchregion sich über den lokalen Himmel bewegt.
Für jede Suche wird eine Anzahl von $N_{ug}$ Untergrunddatensätzen erstellt. Sei $N_{Su}$ die Anzahl der Ereignisse, die während der Zeitspanne einer Suchart aufgenommen wurden und alle Qualitätskriterien erfüllen, und sei $t_j$ die Ankunftszeit des j-ten Ereignisses. Der Untergrunddatensatz besteht dann aus $N_{Su}$ Vektoren $(t_j, \theta_j, \phi_j)$, die die künstlich erzeugten Untergrundereignisse beschreiben. Hierbei sind die Paare $(\theta_j, \phi_j)$ horizontale Koordinaten, die mittels eines Zufallsgenerators unter Berücksichtigung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $w(\theta, \phi)$ erzeugt worden sind.

## 3.3 Bestimmung des optimalen Suchfensters

Eine Suchmethode ist optimal, wenn sie die maximale statistische Signifikanz für ein hypothetisches Signal erreicht. Diese Signifikanz wird hier hauptsächlich durch Untergrundfluktuationen limitiert. Während die Szenarien mit großen Untergrunderwartungen gut bekannt sind, in diesem Fall kann die Poissonverteilung gut durch eine Gaussverteilung angenähert werden, so ist das bei niedrigen Untergrunderwartungen nicht der Fall.
Wenn die erwartete Anzahl der Untergrundereignisse, die in ein typisches Suchbin $\approx (2\sigma^{\theta}_{63\%})^2$ fallen ($\sigma^{\theta}_{63\%}$ ist die Winkelauflösung des HEGRA-Detektors), klein ($\leq 10$) ist, dann ist die optimale Größe des Suchbins nicht nur eine Funktion der Winkelauflösung des Suchinstrumentes, sondern auch eine Funktion der Untergrunderwartung [Alex93b]. Letztere variiert sehr stark aufgrund der unterschiedlichen Längen der Zeitintervalle und der starken Zenitwinkelabhängigkeit der Luftschauerrate. Deshalb wird für jede der Suchen die optimale Größe der Suchbins individuell erstellt.
Bei einer großen Untergrunderwartung ist die optimale Größe des Suchbins mit Monte-Carlo Rechnungen auf $d/2 = 0,64\sigma^{\theta}_{63\%}$ bestimmt, wobei $d/2$ der halben Breite eines rechtwinkligen Suchbins entspricht [Krawczynski, 1997].
Die optimale Bingröße $d$ für die Gittersuchmethoden wird bestimmt als Funktion der erwarteten Untergrundereignisse pro Einheitsraumwinkel, $\langle n_{ug} \rangle / \Delta\Omega$, unter Berücksichtigung der einzelnen Sucharten.

Eine Parametrisierung der Funktion, zur Bestimmung des optimalen Suchbins, mittels Monte-Carlo-Simulationen von Signalereignissen für jede Suchart wird in [Krawczynski, 1997] vorgenommen. Hiernach wird $d/2$ wie folgt bestimmt:

$$d(x)/2 = \begin{cases} 0,765 - 0,354log(x) - 0,0134(log(x))^2 & : \quad x \leq 2 \\ 0,64 & : \quad x > 2 \end{cases} \tag{3.4}$$

Hierbei ist $x = \langle n_{ug} \rangle / \Delta\Omega \times (2\sigma^{\theta}_{63\%})^2$ die erwartete Anzahl an Untergrundereignissen pro Suchbin der Größe $2\sigma^{\theta}_{63\%}$.
Bei einem typischen Werte für $x$ von $0,05$ ist das Suchbin ungefähr $3,5$ mal so groß wie das Standardbin mit der Größe $d/2 = 0,64\sigma^{\theta}_{63\%}$. Für ein Signal von 5 Photonen ist bei Benutzung des optimalen Suchbins die Zufallswahrscheinlichkeit $P_w$ um den Faktor 40 kleiner als beim Standardbin.

## 3.4 Berechnung der Flußobergrenzen der einzelnen Suchen

Die Berechnungen der Flußobergrenzen werden für die Bins der Suchregion vorgenommen, deren mittlere Zenitwinkel $\overline{\theta}$ kleiner als $45^0$ sind. Für jedes dieser Suchbins wird eine Obergrenze des beobachteten Flusses bestimmt. Das Bin mit der höchsten Grenze ergibt die Obergrenze der gesamten Suche.
Die Bestimmung der Flußobergrenze eines jeden Suchbins geschieht in zwei Schritten. Zuerst wird die Obergrenze der Anzahl an Signalphotonen $n^{og}_{\gamma}$ bestimmt, die dann mittels des angenommenen Quellflußspektrums und der effektiven Detektorfläche in eine Flußobergrenze $\Phi^{og}_{\gamma}$ umgerechnet wird.
Jedes Suchbin wird durch zwei Parameter charakterisiert: die Anzahl der Ereignisse, die in dem Bin erwartet werden, $\langle n_{ug} \rangle$, und die Anzahl der registrierten Ereignisse $n$ in dem Bin. Die Obergrenze an Signalphotonen im $(1-\epsilon)$-Vertrauensbereich errechnet sich nach [Montanet et al., 1994] wie folgt:

$$1 - \epsilon = 1 - \left[ e^{-(\langle n_{ug} \rangle + n^{og}_{\gamma})} \sum_{i=0}^{n} \frac{(\langle n_{ug} \rangle + n^{og}_{\gamma})^i}{i!} \right] \left[ e^{-\langle n_{ug} \rangle} \sum_{i=0}^{n} \frac{\langle n_{ug} \rangle^i}{i} \right]^{-1}$$

wobei $n^{og}_{\gamma}$ so lange variiert wird, bis die Gleichung stimmt. $1-\epsilon$ ist der sogenannte Vertrauensbereich, der in der Regel 0,9 oder 0,95 ist. Alle Obergrenzen, die in dieser Arbeit verwendet werden, sind 90 % Obergrenzen.
Die Berechnung der Flußobergrenze $\Phi^{og}_{\gamma}$ geschieht unter der Annahme eines ungebrochenen Potenzgesetzes des Spektrums der kosmischen Strahlung mit einem differentiellen Spektralindex $r_{ug} = -2,67$. Für jede Suche wird eine Flußobergrenze oberhalb der Schwellenenergie $E_{S,\gamma}(\overline{\theta})$ wie folgt berechnet:

$$\Phi^{og}_{\gamma}(E > E_{S,\gamma}(\overline{\theta})) = \left( \frac{E_{S,\gamma}(\overline{\theta})}{E_{equ,\gamma}(\overline{\theta})} \right)^{r_{ug}+1} \frac{n^{og}_{\gamma}/\beta}{\langle n_{ug} \rangle} \Phi(E > E_{equ,ug}(\overline{\theta})) \quad \Delta\Omega$$

Hierbei ist $E_{equ,\gamma}(\overline{\theta})$ eine von H. Krawczynski eingeführte Äquivalenzenergie, mit der die charakteristischen Teilchenenergien in Flußabschätzungen umgerechnet werden können (siehe [Krawczynski, 1997]), $\beta$ der Anteil an erwarteten Quellereignissen in dem zentralen Suchbin, $E_{S,\gamma}(\overline{\theta})$ die Energie, für die gilt, daß 90 % der registrierten Ereignisse in dem Suchbin eine höhere Energie als $E_{S,\gamma}(\overline{\theta})$ haben und $\Phi(E > E_{equ,ug}(\theta))$ der Untergrundfluß, der gegeben ist durch:

$$\Phi(E > E_{equ,ug}(\theta)) = \frac{r(\theta)}{cos(\theta)A_{HEGRA}}$$

Die Untergrundereignisrate pro Raumwinkel $r(\theta)$ wird aus Monte-Carlo-Untersuchungen gewonnen (näheres hierzu siehe [Krawczynski, 1997]). $A_{HEGRA}$ ist die geometrische Fläche des HEGRA-Luftschauerexperimentes.

# Kapitel 4

# Ergebnisse der Suche nach TeV Strahlung von GRBs

Diese Kapitel beinhaltet die Suchergebnisse nach GRB Counterparts mit dem HEGRA Luftschauerexperiment. Im Abschnitt 4.1 werden die Ergebnisse mit der 14-fach Triggerauslese dargestellt, im Abschnitt 4.2 die Ergebnisse mit der 4-fach Auslese, und im Abschnitt 4.3 wird schließlich das Ergebnis mit der geringsten Zufallswahrscheinlichkeit näher untersucht.
Insgesamt wurden 18 GRBs, die im Zeitraum von August 1996 bis September 1997 von BATSE detektiert wurden, sowie ein weiterer vom Dezember 1997 mit HEGRA nach Counterparts untersucht.
Davon wurden mit dem 14-fach Triggermodus 16 GRBs nach koinzidenter Emission und jeweils 14 nach kurz- und langzeitiger Emission untersucht. Die beiden Suchen mit der $S_{14}A_6$ Triggerkondition sind in der Darstellung mit in die Suche mit dem 14-fach Triggermodus integriert. Mit dem 4-fach Triggermodus wurden 17 GRBs nach koinzidenter Emission und jeweils 14 nach kurz- und langzeitiger Emission untersucht.
Tabelle 4.1 auf der nächsten Seite gibt einen Überblick über die verschiedenen Suchen nach GRB Counterparts.

| GRB | Zenitwinkel[1] [$^0$] | $S_{14}$ koinz. | $S_{14}$ kurzz. | $S_{14}$ langz. | $S_{14}A_6$ koinz. | $S_{14}A_6$ kurzz. | $S_{14}A_6$ langz. | $S_4$ koinz. | $S_4$ kurzz. | $S_4$ langz. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 960824-01:41UT | 29 | x | x | x | - | - | - | x | x | x |
| 961015-16:08UT | 24 | x | x | x | - | - | - | x | x | x |
| 961017-06:08UT | 36 | x | - | - | - | - | - | x | - | - |
| 961026-06:11UT | 15 | x | x | x | - | - | - | x | x | x |
| 961026-09:43UT | 30 | x | x | x | - | - | - | x | x | x |
| 961126-06:43UT | 08 | x | x | x | - | - | - | x | x | x |
| 961202-18:31UT | 09 | x | x | x | - | - | - | x | x | x |
| 970312-11:40UT | 23 | x | x | x | - | - | - | x | x | x |
| 970315-15:40UT | 37 | x | - | - | - | - | - | x | - | - |
| 970321-16:59UT | 28 | x | x | x | - | - | - | x | x | x |
| 970414-13:00UT | 24 | x | x | x | - | - | - | x | x | x |
| 970417-14:31UT | 23 | x | x | x | - | - | - | x | x | x |
| 970417-15:47UT | 24 | x | x | x | - | - | - | x | x | x |
| 970429-11:36UT | 18 | x | x | x | - | - | - | x | x | x |
| 970521-09:37UT | 30 | - | - | - | - | - | - | x | x | x |
| 970525-02:40UT | 05 | - | - | - | - | - | - | x | x | x |
| 970907-03:15UT | 26 | - | - | - | x | x | x | - | - | - |
| 970926-22:56UT | 19 | - | - | - | x | x | x | - | - | - |
| 971227-08:23UT | 31 | - | - | - | - | - | - | x | - | - |

*Tabelle 4.1: Gesamtüberblick der verschiedenen Suchen nach GRB Counterparts*

[1]zum Zeitpunkt der Detektion des Burstes durch BATSE

# 4.1 Die Suche mit dem 14-fach Triggermodus

## 4.1.1 Suche nach koinzidenter Emission

In diesem Abschnitt werden die Suchergebnisse nach TeV-Emission während der BATSE T90-Zeitintervalle präsentiert. Es wurden 16 GRBs untersucht, die unter einem Zenitwinkel kleiner als $40^0$ auftraten. Das wichtigste Ergebnis sind die Zufallswahrscheinlichkeiten $P_w$ der gesuchten Burstkandidaten. Die Verteilung der $-log_{10}(P_w)$-Werte ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

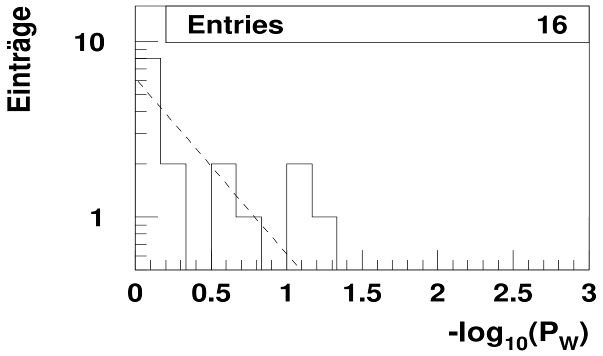


*Abbildung 4.1: Die Verteilung der Zufallswahrscheinlichkeiten $P_w$ von den Suchen nach koinzidenter Emission mit dem 14-fach Triggermodus. Die gestrichelte Linie beschreibt die Verteilung für den Fall, daß keine TeV-Strahlung von GRBs existieren.*

Die gestrichelte Linie beschreibt eine reine Untergrundverteilung. Es ist zu sehen, daß kein signifikanter Überschuß gemessen werden konnte. Der größte Überschuß bei der koinzidenten Suche im 14-fach Triggermodus wurde für den GRB961015/16:08UT gefunden. Im signifikantesten Bin wurden 0,4 Ereignisse erwartet und 5 gemessen. Abbildung 4.2 auf der nächsten Seite zeigt die Ereignisse, die während des BATSE T90-Zeitintervalls aus der GRB Richtung gemessen wurden. Die Position, die von BATSE bestimmt wurde, ist ebenfalls enthalten.
Unter Berücksichtigung der Suche mit verschobenen Gittern von Suchbins ergibt sich eine Zufallswahrscheinlichkeit für diesen Überschuß von $6,53$ % . Bei insgesamt 16 Suchen ist die Wahrscheinlichkeit, einen Überschuß wenigstens mit der Signifikanz des GRB961015 zu finden, 66,1 % $(1-(1-0,0653)^{16})$.
Die obere Flußgrenze lag zwischen $1,2 \times 10^{-9}$ und $2,8 \times 10^{-8}\, cm^{-2}s^{-1}$. Abbildung 4.3 auf Seite 51 zeigt die Obergrenzen der integralen Flüsse $\Phi_\gamma^{up}(> E_s)$, die

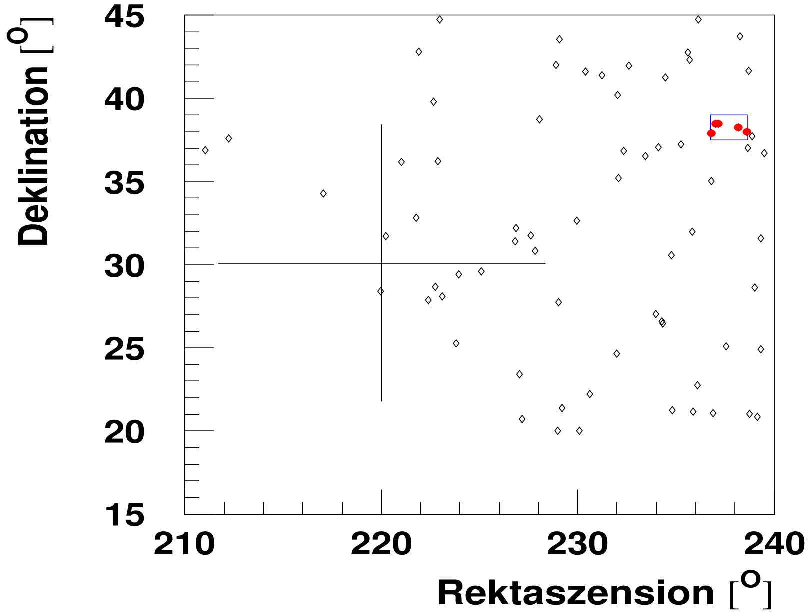


*Abbildung 4.2: Ereignisse, die mit dem Szintillatorarray (14-fach Trigger) während der BATSE T90-Zeit des GRBs 961015/16:08UT registriert wurden. Das Rechteck zeigt das signifikanteste Bin an, in dem bei einer Erwartung von 0,4 Ereignissen 5 registriert wurden. Das Kreuz gibt die 1$\sigma$-Position des Bursts an, die von BATSE bestimmt wurde.*

unter der Annahme bestimmt wurden, daß das Potenzgesetz des Spektrums der $\gamma$-Strahlung ungebrochen mit r = -2,67 verläuft. Aufgetragen sind die Flußgrenzen gegen die Schwellenenergie $E_s(\Theta)$. $\Theta$ ist der Zenitwinkel der aus dem Suchbin bestimmt wird, welches die höchste Signifikanz innerhalb der Suche erzielt hat. Es werden nur Bins für die Berechnung der Obergrenzen zugelassen bei denen $\Theta < 45^0$ ist.
In Tabelle 4.2 auf Seite 52 sind die untersuchten GRBs, die Zeitintervalle $\triangle t$, in denen gesucht wurde, und die Ergebnisse der Suchen aufgeführt.

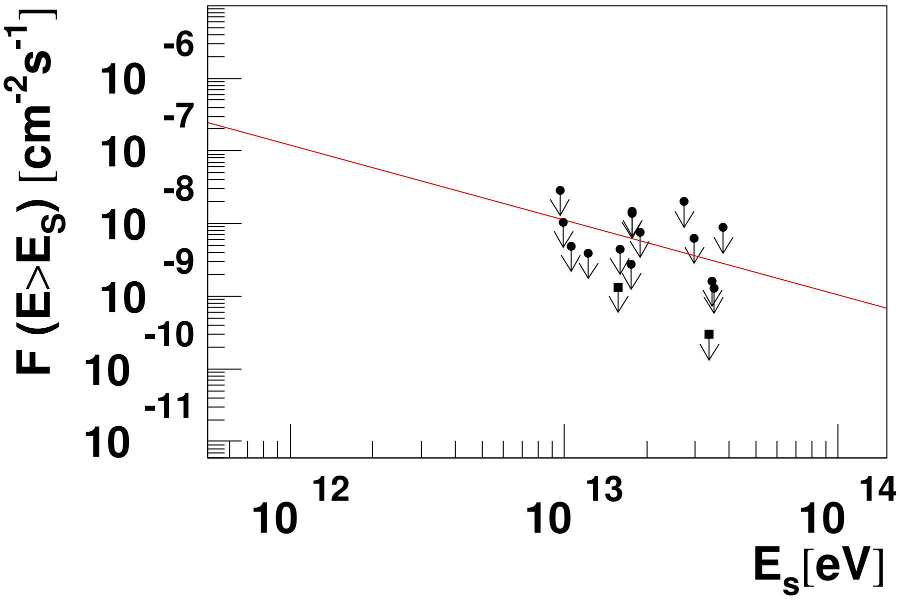


*Abbildung 4.3: Obergrenzen der gemessenen koinzidenten Flüsse (90%-Wert) gegen Schwellenenergie für vertikal einfallende Photonen (bestimmt für die signifikantesten Bins) für die 16 untersuchten GRBs. Die beiden Quadrate stellen die Obergrenzen der gemessenen Flüsse bei der Suche mit dem AIROBICC-Detektor dar. Die Linie ist eine einfache Extrapolation des starken Bursts vom 31.01.1993 [Sommer et al., 1994] und dient nur zum Vergleich.*

| GRB/UTC | $t_0$[1] [UT] | $\triangle t$[2] [s] | $E_{schw}$[3] [TeV] | $E_{min}$[4] [TeV] | $E_{max}$[5] [TeV] | $\chi$[6] | $\langle n_{hg}\rangle$[7] | n[8] | $\langle m_{hg}\rangle$[9] | m[10] | $P_w$[11] | $\Phi_\gamma^{up}$[12] $[cm^{-2}s^{-1}]$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 960824/01:41 | 6110 | 100 | 35 | 12 | 71 | 0,65 | 0,25 | 3 | - | - | 0,69 | 0,16E-08 |
| 961015/16:08 | 58120 | 50 | 16 | 10 | 64 | 0,85 | 0,40 | 5 | - | - | 0,07 | 0,44E-08 |
| 961017/06:08 | 22101 | 5 | 27 | 10 | 62 | 0,78 | 0,01 | 1 | - | - | 0,76 | 1,99E-08 |
| 961026/06:11 | 22310 | 23 | 12 | 10 | 20 | 1 | 0,32 | 2 | - | - | 0,99 | 0,39E-08 |
| 961026/09:43 | 35029 | 45 | 30 | 12 | 68 | 0,72 | 0,18 | 2 | - | - | 0,89 | 0,63E-08 |
| 961129/06:43 | 24199 | 4 | 10 | 9 | 12 | 1 | 0,06 | 2 | - | - | 0,08 | 2,86E-08 |
| 961202/18:31 | 66661 | 12 | 10 | 9 | 13 | 1 | 0,15 | 2 | - | - | 0,50 | 1,04E-08 |
| 970312/11:40 | 42041 | 20 | 19 | 12 | 77 | 0,87 | 0,02 | 2 | - | - | 0,10 | 0,77E-08 |
| 970315/15:40 | 56454 | 60 | 35 | 19 | 72 | 0,91 | 0,07 | 2 | - | - | 0,23 | 0,13E-08 |
| 970321/16:59 | 60575 | 12 | 38 | 13 | 69 | 0,73 | 0,17 | 2 | - | - | 0,89 | 0,87E-08 |
| 970414/13:00 | 46854 | 10 | 18 | 12 | 71 | 0,88 | 0,11 | 2 | - | - | 0,83 | 1,38E-08 |
| 970417/14:31 | 51659 | 11 | 18 | 12 | 70 | 0,98 | 0,05 | 2 | - | - | 0,20 | 1,47E-08 |
| 970417/15:47 | 56824 | 65 | 18 | 12 | 71 | 0,91 | 0,06 | 2 | - | - | 0,73 | 0,28E-08 |
| 970429/11:36 | 41784 | 40 | 11 | 9 | 17 | 1 | 0,37 | 3 | - | - | 0,58 | 0,49E-08 |
| 970907/03:15 | 11738 | 60 | 34 | 15 | 121 | 0,92 | 0,60 | 3 | 0,66 | 2 | 0,89 | 0,03E-08 |
| 970926/22:56 | 82579 | 15 | 16 | 14 | 26 | 1 | 0,27 | 2 | 0,44 | 2 | 0,46 | 0,13E-08 |

*Tabelle 4.2: Resultat der 16 Suchen nach koinzidenter Emission von GRB Counterparts mit dem 14er Triggermodus*

[1] Start der Suche
[2] Dauer der Suche
[3] Energieschwelle für Photonen innerhalb des Suchbins, das die höchste Signifikanz erzielte
[4] Minimale Energieschwelle für Photonen innerhalb der BATSE $2\sigma$ Region
[5] Maximale Energieschwelle für Photonen innerhalb der BATSE $2\sigma$ Region mit $\overline{\theta} < 45^0$
[6] Anteil der Suchregionen mit $\overline{\theta} < 45^0$
[7] Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse im signifikantesten Suchbin
[8] Anzahl der registrierten Ereignisse im signifikantesten Suchbin
[9] Anzahl der erwarteten Photonenkandidaten im signifikantesten Suchbin bei gegebener Anzahl an $n$ Ereignissen in diesem Bin
[10] Anzahl der registrierten Photonenkandidaten im signifikantesten Suchbin
[11] Zufallswahrscheinlichkeit für den Inhalt des signifikantesten Suchbins
[12] Obergrenze des integralen Flusses oberhalb der Energieschwelle der Suchbins innerhalb der Region mit $\overline{\theta} < 45^0$

### 4.1.2 Suche nach kurzzeitiger Emission

Von den insgesamt untersuchten 18 GRBs konnte für 14 eine Suche nach kurzzeitiger Emission mit überlappenden 60 $s$-Zeitintervallen durchgeführt werden. Die Verteilung der $-log_{10}(P_w)$ Werte ist in Abbildung 4.4 dargestellt.

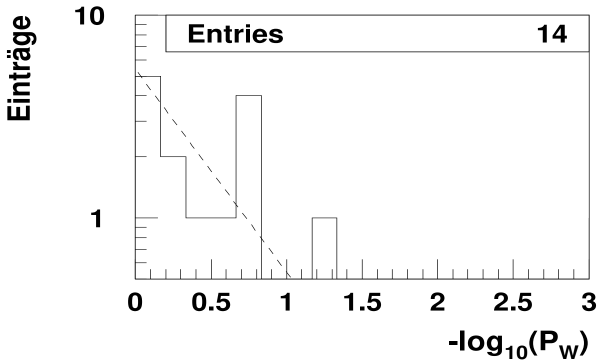


*Abbildung 4.4: Die Verteilung der Zufallswahrscheinlichkeiten $P_w$ von den Suchen nach Kurzzeitemission mit überlappenden 60 $s$-Zeitintervallen mit dem 14-fach Triggermodus. Die gestrichelte Linie beschreibt die Verteilung für den Fall, daß kein Counterpart existiert.*

Der deutlichste Überschuß wurde für den GRB961026/06:11 UT gefunden. Hier wurden im Intervall von UT 26360-26420, also 1 1/8 Stunden nachdem BATSE den Burst gemessen hat, im signifikantesten Suchbin bei einer Erwartung von 0,47 Ereignissen 7 gefunden. Abbildung 4.5 auf der nächsten Seite zeigt die Ereignisse, die während dieses Zeitintervalls aus der Richtung des Burstes detektiert wurden. Die BATSE Burstposition ist ebenfalls angegeben.
Die Zufallswahrscheinlichkeit bei diesem Burst liegt bei $5,7$ %. Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß insgesamt 14 Suchen dieser Art durchgeführt wurden, steigt diese Wahrscheinlichkeit auf ungefähr 56,0 %.

Die Flußobergrenzen sind in Abbildung 4.6 auf Seite 55 als Funktion der Energieschwelle $E_s$ dargestellt. Die Energieschwelle $E_s$ wird für jede Suche mit dem mittleren Zenitwinkel des signifikantesten Suchbin der gesamten 60 $s$ Intervalle bestimmt. Die Obergrenzen der Flüsse liegen zwischen $3,0 \times 10^{-9}$ und $6,9 \times 10^{-9}\,cm^{-2}s^{-1}$.
In Tabelle 4.3 auf Seite 56 sind die Ergebnisse der Suche nach Kurzzeitemission aufgeführt.

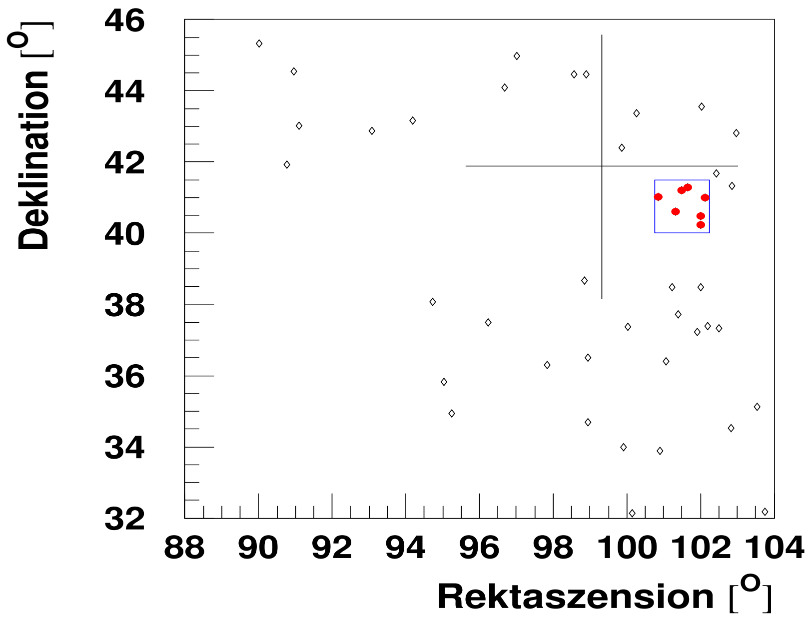


*Abbildung 4.5: Ereignisse, die mit dem Szintillatorarray (14-fach Trigger) während des 60-Sekundenintervalls von UT 26360-26420 aus der Richtung des GRB961026/06:11UT registriert wurden. Das Rechteck zeigt das signifikanteste Bin an, in dem 7 Ereignisse bei einer Erwartung von 0,47 registriert wurden. Das Kreuz gibt die 1$\sigma$-Position des Bursts an, die von BATSE bestimmt wurde.*

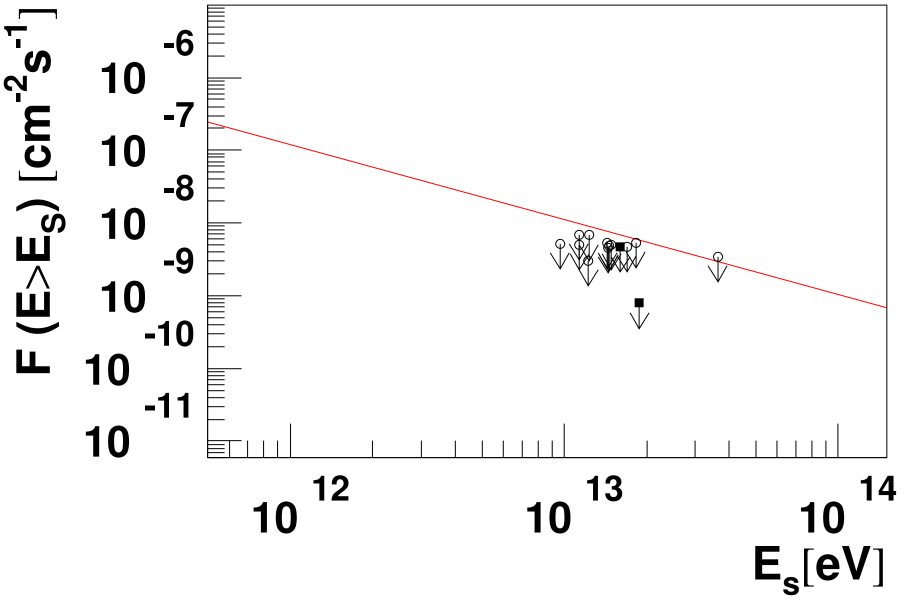


*Abbildung 4.6: Obergrenzen der gemessenen Flüsse (90%-Wert) innerhalb der 60 s-Intervalle aufgetragen gegen die Schwellenenergie für vertikal einfallende Photonen (bestimmt für das signifikanteste Bin) aus den 14 untersuchten GRBs. Die beiden Quadrate stellen die Obergrenzen der gemessenen Flüsse bei der Suche mit dem AIROBICC-Detektor dar. Die Linie ist die einfache Extrapolation des Bursts vom 31.01.1993.*

| GRB/UTC | t(start)[1] [UT] | t(stop)[2] [UT] | $E_{schw}$[3] [TeV] | $E_{min}$[4] [TeV] | $E_{max}$[5] [TeV] | $\chi$[6] | $\langle n_{hg}\rangle$[7] | n[8] | $\langle m_{hg}\rangle$[9] | m[10] | $P_w$[11] | $\Phi_\gamma^{up}$[12] $[cm^{-2}s^{-1}]$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 960824/01:41 | 5270 | 9710 | 36 | 12 | 71 | 0,66 | 0,24 | 5 | - | - | 0,27 | 3,42E-09 |
| 961015/16:08 | 43033 | 59473 | 12 | 10 | 64 | 0,94 | 0,01 | 2 | - | - | 0,90 | 6,81E-09 |
| 961026/06:11 | 11840 | 26780 | 14 | 11 | 52 | 1 | 0,47 | 7 | - | - | 0,06 | 4,56E-09 |
| 961026/09:43 | 36529 | 48049 | 12 | 11 | 51 | 1 | 0,80 | 8 | - | - | 0,16 | 3,03E-09 |
| 961129/06:43 | 16429 | 32869 | 11 | 9 | 37 | 1 | 0,90 | 8 | - | - | 0,41 | 6,95E-09 |
| 961202/18:31 | 60271 | 75391 | 11 | 9 | 41 | 1 | 0,41 | 5 | - | - | 0,99 | 5,04E-09 |
| 970312/11:40 | 40241 | 56801 | 15 | 12 | 77 | 0,94 | 0,16 | 5 | - | - | 0,48 | 5,04E-09 |
| 970321/16:59 | 64204 | 76684 | 18 | 11 | 69 | 0,85 | 0,15 | 5 | - | - | 0,21 | 5,34E-09 |
| 970414/13:00 | 31944 | 48384 | 14 | 12 | 71 | 0,94 | 0,43 | 7 | - | - | 0,17 | 5,25E-09 |
| 970417/14:31 | 49289 | 60449 | 17 | 12 | 71 | 0,98 | 0,27 | 5 | - | - | 0,80 | 4,71E-09 |
| 970417/15:47 | 44134 | 58414 | 15 | 12 | 71 | 0,94 | 0,35 | 6 | - | - | 0,55 | 4,86E-09 |
| 970429/11:36 | 38724 | 54924 | 10 | 9 | 37 | 1 | 0,32 | 5 | - | - | 0,90 | 5,24E-09 |
| 970907/03:15 | 84668 | 10628 | 19 | 11 | 121 | 1 | 0,87 | 8 | 1,76 | 2 | 0,90 | 0,79E-09 |
| 970926/22:56 | 70099 | 86299 | 16 | 13 | 64 | 1 | 0,12 | 7 | 1,54 | 0 | 0,20 | 4,67E-09 |

*Tabelle 4.3: Resultat der 14 Suchen nach kurzzeitiger Emission von GRB Counterparts mit dem 14-fach Triggermodus*

[1] Start der Suche
[2] Ende der Suche
[3] Energieschwelle für Photonen innerhalb des Suchbins, das die höchste Signifikanz erzielte
[4] Minimale Energieschwelle für Photonen innerhalb der BATSE $2\sigma$ Region
[5] Maximale Energieschwelle für Photonen innerhalb der BATSE $2\sigma$ Region mit $\overline{\theta} < 45^0$
[6] Anteil der Suchregionen mit $\overline{\theta} < 45^0$
[7] Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse im signifikantesten Suchbin
[8] Anzahl der registrierten Ereignisse im signifikantesten Suchbin
[9] Anzahl der erwarteten Photonenkandidaten im signifikantesten Suchbin bei gegebener Anzahl an $n$ Ereignissen in diesem Bin
[10] Anzahl der registrierten Photonenkandidaten im signifikantesten Suchbin
[11] Zufallswahrscheinlichkeit für den Inhalt des signifikantesten Suchbins
[12] Obergrenze des integralen Flusses oberhalb der Energieschwelle der Suchbins innerhalb der Region mit $\overline{\theta} < 45^0$

### 4.1.3 Suche nach langzeitiger Emission

Dieselben 14 GRBs, die nach kurzzeitiger Emission untersucht wurden, sind auch auf langzeitige Emission hin untersucht worden. Das wichtigste Ergebnis, die Verteilung der Zufallswahrscheinlichkeiten, ist in Abbildung 4.7 dargestellt.

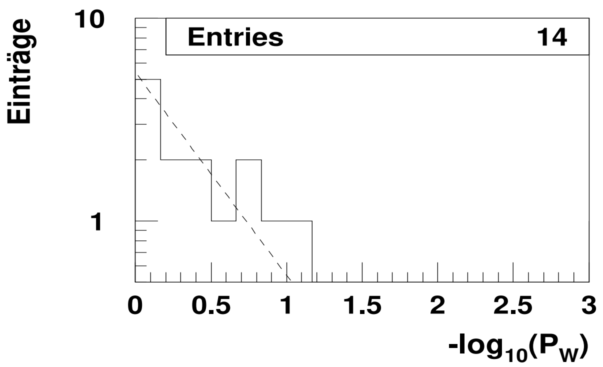


*Abbildung 4.7: Die Verteilung der Zufallswahrscheinlichkeiten $P_w$ von den Suchen nach langzeitiger Emission mit dem 14-fach Triggermodus. Die gestrichelte Linie beschreibt die Verteilung für den Fall, daß kein Counterpart gefunden wurde.*

Auch hier wurde kein signifikanter Überschuß gemessen. Der größte Überschuß trat wie bei der Suche nach kurzzeitiger Emission bei GRB961026/06:11UT hervor, allerdings in einer Winkeldistanz von $\approx 3,3^0$ entfernt. Es ist nach Emissionen in 1-, 2-, 4-, 8-, und 16-min Intervallen gesucht worden. In dem 16 min Intervall konnte in einem Bin 12 Ereignisse bei einer Untergrunderwartung von 2,8 Ereignissen gemessen werden. Abbildung 4.8 auf der nächsten Seite zeigt die gemessenen Ereignisse die innerhalb des 16min-Intervalls aufgenommen wurden, das 8min vor der BATSE Triggerzeit begann und 8min nach der Triggerzeit endete. Die Zufallswahrscheinlichkeit dieses Überschusses liegt bei 8,1 %. Die Zufallswahrscheinlichkeit bei 14 Suchen einen solchen Wert zu erhalten liegt bei 69,4 %. In Tabelle 4.4 auf Seite 59 sind die Ergebnisse der Suchen nach langzeitiger Emission aufgeführt.

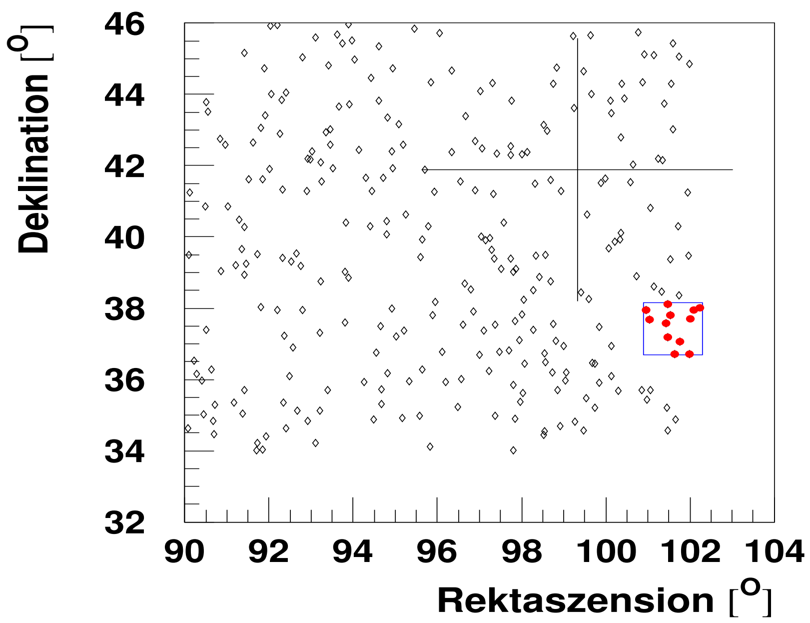


*Abbildung 4.8: Ereignisse, die mit dem Szintillatorarray (14-fach Trigger) während des 16min-Intervalls, von 8min vor der BATSE Triggerzeit bis 8min nach der Triggerzeit, des GRBs 961026/06:11UT registriert wurden. Das Rechteck zeigt das signifikanteste Bin an, in dem bei einer Erwartung von 2,8 Ereignissen 12 registriert wurden. Das Kreuz gibt die 1σ-Position des Bursts an, die von BATSE bestimmt wurde.*

| GRB/UTC | t(start)[1] [UT] | t(dauer)[2] [UT] | $E_{schw}$[3] [TeV] | $E_{min}$[4] [TeV] | $E_{max}$[5] [TeV] | $\chi$[6] | $\langle n_{hg}\rangle$[7] | n[8] | $\langle m_{hg}\rangle$[9] | m[10] | $P_w$[11] | $\Phi_\gamma^{up}$[12] $[cm^{-2}s^{-1}]$ | $\Phi_\gamma^{up}$[13] $[cm^{-2}s^{-1}]$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 960824/01:41 | 6110 | 480 | 37 | 12 | 71 | 0,78 | 0,04 | 2 | - | - | 0,75 | 1,47E-08 | 6,94E-10 |
| 961015/16:08 | 58123 | 1920 | 16 | 10 | 64 | 0,98 | 1,93 | 10 | - | - | 0,27 | 0,37E-08 | 2,85E-10 |
| 961026/06:11 | 22310 | 960 | 13 | 11 | 21 | 1 | 2,84 | 12 | - | - | 0,08 | 0,25E-08 | 4,62E-10 |
| 961026/09:43 | 35029 | 60 | 30 | 18 | 69 | 0,97 | 0,15 | 2 | - | - | 0,52 | 0,21E-08 | - |
| 961129/06:43 | 24199 | 7680 | 10 | 9 | 13 | 1 | 54,70 | 65 | - | - | 0,40 | 0,39E-08 | 1,82E-10 |
| 961202/18:31 | 66661 | 3840 | 10 | 9 | 13 | 1 | 15,91 | 30 | - | - | 0,94 | 0,44E-08 | 2,53E-10 |
| 970312/11:40 | 42041 | 960 | 19 | 12 | 77 | 0,87 | 0,10 | 3 | - | - | 0,71 | 0,41E-08 | 4,27E-10 |
| 970321/16:59 | 60574 | 60 | 39 | 12 | 69 | 0,67 | 0,01 | 1 | - | - | 0,92 | 0,30E-08 | - |
| 970414/13:00 | 46854 | 1920 | 18 | 12 | 71 | 0,86 | 1,08 | 8 | - | - | 0,18 | 0,40E-08 | 3,11E-10 |
| 970417/14:31 | 51659 | 3840 | 18 | 12 | 70 | 0,97 | 1,12 | 7 | - | - | 0,79 | 0,38E-08 | 2,13E-10 |
| 970417/15:47 | 56824 | 1920 | 17 | 12 | 71 | 0,90 | 0,08 | 3 | - | - | 0,63 | 0,38E-08 | 2,94E-10 |
| 970429/11:36 | 41784 | 1920 | 11 | 9 | 17 | 1 | 0,28 | 4 | - | - | 0,37 | 0,56E-08 | 4,16E-10 |
| 970907/03:15 | 11738 | 60 | 33 | 15 | 121 | 0,93 | 0,82 | 6 | 1,32 | 1 | 0,15 | 0,04E-08 | - |
| 970926/22:56 | 82579 | 1920 | 16 | 13 | 28 | 1 | 10,08 | 18 | 3,96 | 11 | 0,18 | 0,05E-08 | 0,44E-10 |

*Tabelle 4.4: Resultat der 14 Suchen nach langzeitiger Emission von GRB Counterparts mit dem 14-fach Triggermodus.*

[1] Start der Suche
[2] Dauer der Suche
[3] Energieschwelle für Photonen innerhalb des Suchbins, das die höchste Signifikanz erzielte
[4] Minimale Energieschwelle für Photonen innerhalb der BATSE $2\sigma$ Region
[5] Maximale Energieschwelle für Photonen innerhalb der BATSE $2\sigma$ Region mit $\overline{\theta} < 45^0$
[6] Anteil der Suchregionen mit $\overline{\theta} < 45^0$
[7] Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse im signifikantesten Suchbin
[8] Anzahl der registrierten Ereignisse im signifikantesten Suchbin
[9] Anzahl der erwarteten Photonenkandidaten im signifikantesten Suchbin bei gegebener Anzahl an $n$ Ereignissen in diesem Bin
[10] Anzahl der registrierten Photonenkandidaten im signifikantesten Suchbin
[11] Zufallswahrscheinlichkeit für den Inhalt des signifikantesten Suchbins
[12] Obergrenze des integralen Flusses während des kürzesten Zeitintervalls oberhalb der Energieschwelle der Suchbins. Nur Ereignisse in Suchbins mit $\overline{\theta} < 45^0$ wurden zur Berechnung verwendet.
[13] Obergrenze des integralen Flusses während des längsten Zeitintervalls oberhalb der Energieschwelle der Suchbins. Nur Ereignisse in Suchbins mit $\overline{\theta} < 45^0$ wurden zur Berechnung verwendet.

## 4.2 Die Suche mit dem 4-fach Triggermodus

### 4.2.1 Suche nach koinzidenter Emission

Hier werden wieder die Ergebnisse der Suche nach TeV-Emission während der BATSE-T90 Zeitintervalle präsentiert, nun aber mit der niedrigeren Triggerbedingung von nur noch 4 Koinzidenzen. Das heißt, daß die Energieschwelle zum Nachweis von senkrecht einfallenden Photonen sinkt, dafür die Ortsauflösung aber schlechter wird. Auch hier ist das wichtigste Ergebnis die Verteilung der $-log_{10}(P_w)$-Werte. In Abbildung 4.9 wird diese Verteilung gezeigt. Es zeigt sich, daß kein signifikanter Überschuß gemessen werden konnte.

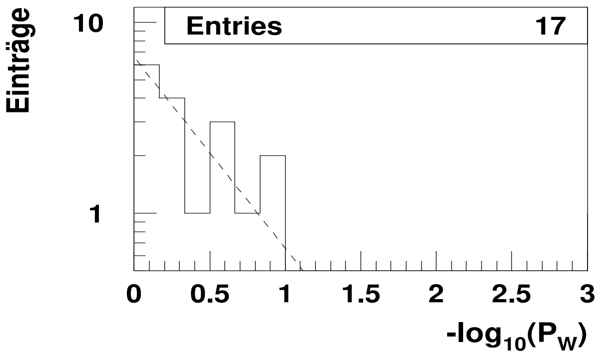


*Abbildung 4.9: Die Verteilung der Zufallswahrscheinlichkeiten $P_w$ von den Suchen nach koinzidenter Emission mit dem 4-fach Triggermodus. Die gestrichelte Linie beschreibt die Verteilung für den Fall, daß kein Counterpart existiert.*

Der größte Überschuß wurde bei dem GRB961015/16:08UT erzielt. Es ist bemerkenswert, daß dies derselbe Burst ist, der bei der koinzidenten Suche im 14-fach Triggermodus den größten Überschuß zeigte. Die Richtungen der beiden signifikantesten Bins liegen allerdings sowohl in der Rektaszension als auch in der Deklination um jeweils mehr als $10^0$ auseinander. Bei der Suche im 4-fach Triggermodus wurden im signifikantesten Bin 8 Ereignisse gemessen bei einer Erwartung von 1,7 Ereignissen (siehe Abbildung 4.10 auf der nächsten Seite). Das entspricht einer Zufallswahrscheinlichkeit von 11,65 %. Diese erhöht sich auf 87,8 %, wenn berücksichtigt wird, daß 17 Suchen dieser Art durchgeführt wurden.
Die Obergrenzen der Flüsse liegen zwischen $3,6 \times 10^{-8}$ und $2,8 \times 10^{-7}\ cm^{-2}s^{-1}$ und sind in Abbildung 4.11 auf Seite 62 zu sehen.

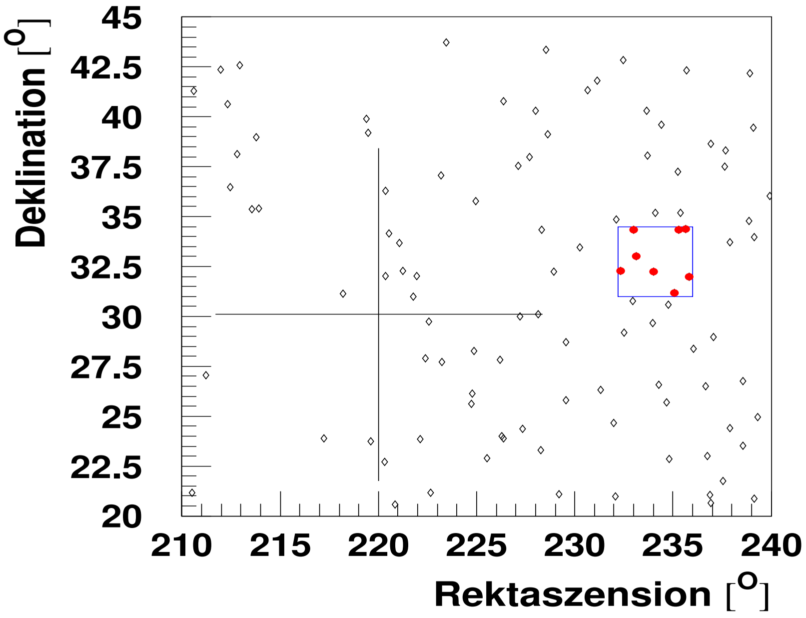


*Abbildung 4.10: Ereignisse, die mit dem Szintillatorarray (4-fach Trigger) während der BATSE-T90 Zeit des GRBs 961015/16:08UT registriert wurden. Der Kasten zeigt das signifikanteste Bin an, in dem bei einer Erwartung von 1,7 Ereignissen 8 registriert wurden. Das Kreuz gibt die 1$\sigma$-Position des Bursts an, die von BATSE bestimmt wurde.*

Tabelle 4.5 auf Seite 63 zeigt die Ergebnisse der Suche nach koinzidenter Emission von GRBs mit dem 4-fach getriggerten Szintillatorarray.

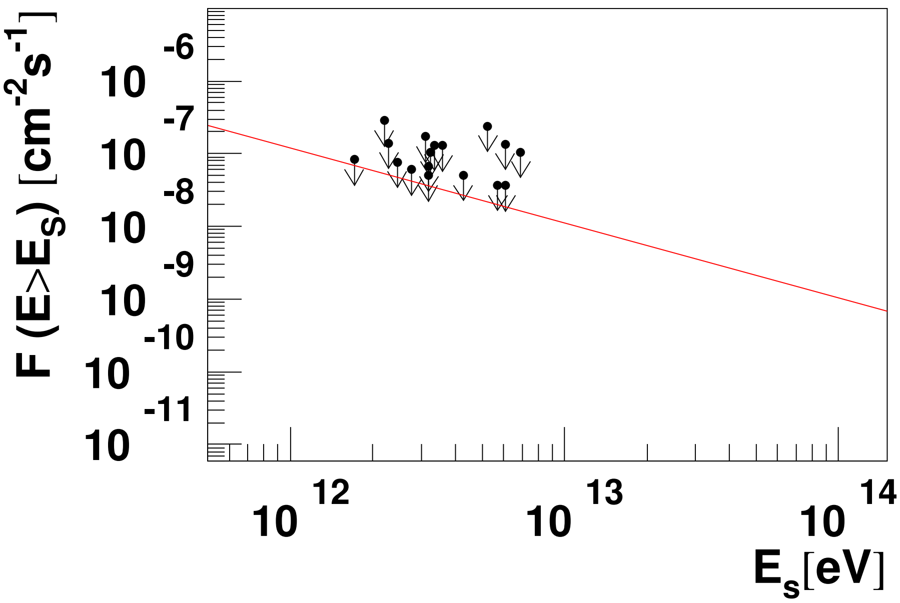


*Abbildung 4.11: Obergrenzen der gemessenen koinzidenten Flüsse (90 % Wert) gegen Schwellenenergie für vertikal einfallende Photonen (bestimmt für das signifikanteste Bin) für die 17 untersuchten GRBs. Die Linie ist die einfache Extrapolation des Bursts vom 31.01.1993.*

| GRB/UTC | $t_0$[1] [UT] | $\triangle t$[2] [s] | $E_{schw}$[3] [TeV] | $E_{min}$[4] [TeV] | $E_{max}$[5] [TeV] | $\chi$[6] | $\langle n_{hg} \rangle$[7] | n[8] | $P_w$[9] | $\Phi_\gamma^{up}$[10] $[cm^{-2}s^{-1}]$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 960824/01:41 | 6110 | 100 | 6,1 | 2,4 | 11,2 | 0,62 | 2,82 | 8 | 0,78 | 0,36E-07 |
| 961015/16:08 | 58120 | 50 | 3,2 | 2,1 | 11,2 | 0,86 | 1,70 | 8 | 0,12 | 0,67E-07 |
| 961017/06:08 | 22101 | 5 | 5,2 | 2,4 | 11,3 | 0,64 | 0,73 | 4 | 0,28 | 2,38E-07 |
| 961026/06:11 | 22310 | 23 | 2,5 | 2,2 | 3,6 | 1 | 1,14 | 4 | 0,62 | 0,76E-07 |
| 961026/09:43 | 35029 | 45 | 6,1 | 2,7 | 11,3 | 0,72 | 0,02 | 1 | 0,59 | 1,34E-07 |
| 961129/06:43 | 24199 | 4 | 2,2 | 2,1 | 2,8 | 1 | 0,51 | 3 | 0,33 | 2,84E-07 |
| 961202/18:31 | 66661 | 12 | 2,3 | 2,1 | 2,9 | 1 | 0,61 | 3 | 0,53 | 1,39E-07 |
| 970312/11:40 | 42041 | 20 | 3,2 | 2,1 | 11,3 | 0,85 | 0,23 | 2 | 0,98 | 1,05E-07 |
| 970315/15:40 | 56454 | 60 | 5,7 | 3,7 | 11,0 | 0,95 | 0,41 | 3 | 0,15 | 0,37E-07 |
| 970321/16:59 | 60574 | 12 | 6,9 | 2,5 | 11,3 | 0,60 | 0,96 | 1 | 0,96 | 1,06E-07 |
| 970414/13:00 | 46854 | 10 | 3,1 | 2,1 | 11,3 | 0,90 | 0,80 | 4 | 0,66 | 1,71E-07 |
| 970417/14:31 | 51659 | 11 | 3,3 | 2,1 | 11,2 | 0,98 | 0,69 | 3 | 0,94 | 1,30E-07 |
| 970417/15:47 | 56824 | 65 | 3,2 | 2,1 | 11,3 | 0,91 | 1,10 | 5 | 0,83 | 0,50E-07 |
| 970429/11:36 | 41784 | 40 | 2,8 | 2,3 | 3,9 | 1 | 1,10 | 5 | 0,19 | 0,60E-07 |
| 970521/09:37 | 34667 | 5 | 3,6 | 1,7 | 9,7 | 0,74 | 2,15 | 8 | 0,28 | 1,29E-07 |
| 970525/02:40 | 9602 | 10 | 1,7 | 1,9 | 6,2 | 1 | 2,91 | 9 | 0,72 | 0,83E-07 |
| 971227/08:23 | 30186 | 60 | 4,3 | 3,0 | 10,3 | 0,96 | 2,06 | 7 | 0,30 | 0,50E-07 |

*Tabelle 4.5: Resultat der 17 Suchen nach koinzidenter Emission von GRB Counterparts mit dem 4-fach Triggermodus*

[1] Start der Suche
[2] Dauer der Suche
[3] Energieschwelle für Photonen innerhalb des Suchbins, das die höchste Signifikanz erzielte
[4] Minimale Energieschwelle für Photonen innerhalb der BATSE $2\sigma$ Region
[5] Maximale Energieschwelle für Photonen innerhalb der BATSE $2\sigma$ Region mit $\overline{\theta} < 45^0$
[6] Anteil der Suchregionen mit $\overline{\theta} < 45^0$
[7] Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse im signifikantesten Suchbin
[8] Anzahl der registrierten Ereignisse im signifikantesten Suchbin
[9] Zufallswahrscheinlichkeit für den Inhalt des signifikantesten Suchbins
[10] Obergrenze des integralen Flusses oberhalb der Energieschwelle der Suchbins innerhalb der Region mit $\overline{\theta} < 45^0$

### 4.2.2 Suche nach kurzzeitiger Emission

Insgesamt konnten 14 der 18 GRBs nach kurzzeitiger Emission mit dem Szintillatorarray im 4-fach Triggermodus untersucht werden. Die $-log_{10}(P_w)$ Werteverteilung zeigt Abbildung 4.12. Hier zeigt sich der signifikanteste Überschuß aller Suchen.

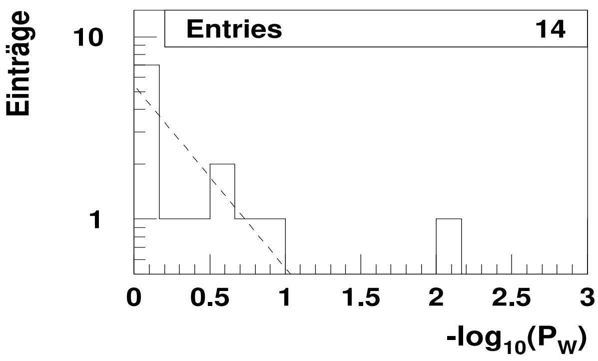


*Abbildung 4.12: Die Verteilung der Zufallswahrscheinlichkeiten $P_w$ von den Suchen nach Kurzzeitemission mit überlappenden 60 s-Zeitintervallen mit dem 4-fach Triggermodus. Die gestrichelte Linie beschreibt die Verteilung für den Fall, daß kein Counterpart existiert.*

Der höchste Überschuß wurde beim GRB970429/11:36UT gemessen. Im 60 $s$-Intervall von UT 39414 bis UT 39474 (39 Minuten vor der BATSE Triggerzeit) wurde im Bin mit der größten Burstwahrscheinlichkeit 13 Ereignisse gemessen bei einer Erwartung von 2 Ereignissen. Die Zufallswahrscheinlichkeit für diesen Überschuß beträgt 0,7 %. Diese erhöht sich auf 9,4 % bei der Berücksichtigung der 14 identischen Suchen. In Kapitel 4.3 werden die 13 Ereignisse diskutiert. Abbildung 4.13 auf der nächsten Seite zeigt die Ereignisse, die während dieses Intervalles mit dem 4-fach Triggermodus aus der Burstrichtung aufgenommen wurden.
Die Flußobergrenzen sind in Figur 4.14 auf Seite 66 dargestellt. Sie liegen zwischen $3,8 \times 10^{-8}$ und $5,1 \times 10^{-7}\, cm^{-2}s^{-1}$.
In Tabelle 4.6 auf Seite 67 sind die Ergebnisse der Suche nach Kurzzeitemission mit dem 4-fach Trigger aufgeführt.

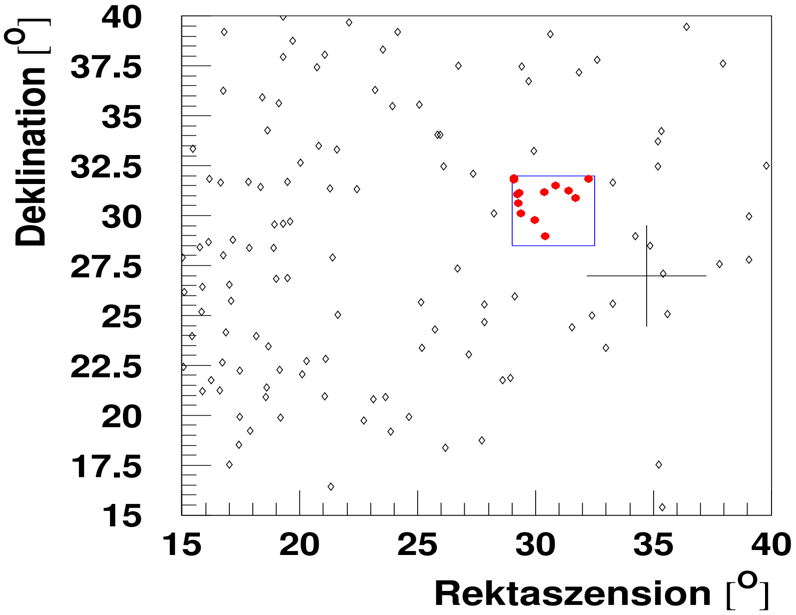


*Abbildung 4.13: Ereignisse, die mit dem Szintillatorarray (4-fach Trigger) während des 60s-Intervalls von UT 39414 bis UT 39474 aus der Richtung des GRB970429/11:36UT registriert wurden. Das Rechteck zeigt das signifikanteste Bin an, in dem bei einer Erwartung von 2 Ereignissen 13 registriert wurden. Das Kreuz gibt die 1$\sigma$-Position des Bursts an, die von BATSE bestimmt wurde.*

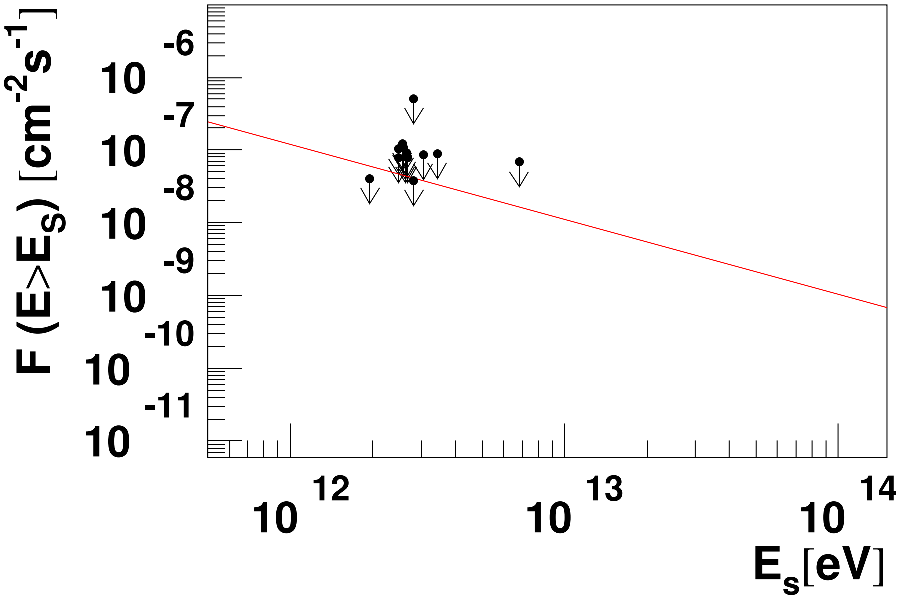


*Abbildung 4.14: Obergrenzen der gemessenen Flüsse (90% Wert) innerhalb der 60 s-Intervalle aufgetragen gegen die Schwellenenergie für vertikal einfallende Photonen für die 14 untersuchten GRBs (bestimmt für das am meisten signifikante Bin). Die Linie ist die einfache Extrapolation des Bursts vom 31.01.1993.*

| GRB/UTC | t(start)[1] [UT] | t(stop)[2] [UT] | $E_{schw}$[3] [TeV] | $E_{min}$[4] [TeV] | $E_{max}$[5] [TeV] | $\chi$[6] | $\langle n_{hg} \rangle$[7] | n[8] | $P_w$[9] | $\Phi_{\gamma}^{up}$[10] $[cm^{-2}s^{-1}]$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 960824/01:41 | 5270 | 7100 | 6,8 | 2,3 | 11,3 | 0,62 | 0,43 | 6 | 0,07 | 0,69E-07 |
| 961015/16:08 | 43033 | 59873 | 2,6 | 2,1 | 11,3 | 0,94 | 1,71 | 11 | 0,24 | 1,16E-07 |
| 961026/06:11 | 11840 | 27680 | 2,8 | 2,2 | 7,9 | 1 | 2,45 | 12 | 0,19 | 5,08E-07 |
| 961026/09:43 | 36529 | 52609 | 2,5 | 2,1 | 7,5 | 1 | 2,07 | 10 | 0,72 | 1,03E-07 |
| 961129/06:43 | 16429 | 32869 | 2,6 | 2,1 | 7,4 | 1 | 3,80 | 14 | 0,62 | 0,80E-07 |
| 961202/18:31 | 60271 | 75391 | 2,6 | 2,1 | 7,8 | 1 | 3,56 | 14 | 0,37 | 1,06E-07 |
| 970312/11:40 | 40241 | 56801 | 2,6 | 2,1 | 11,3 | 0,94 | 2,36 | 12 | 0,72 | 1,23E-07 |
| 970321/16:59 | 64204 | 76684 | 3,4 | 2,1 | 11,3 | 0,84 | 0,83 | 8 | 0,29 | 0,90E-07 |
| 970414/13:00 | 31944 | 48384 | 2,7 | 2,1 | 11,3 | 0,94 | 0,71 | 7 | 0,82 | 0,92E-07 |
| 970417/14:31 | 49289 | 60449 | 3,1 | 2,1 | 11,3 | 0,98 | 0,33 | 5 | 0,81 | 0,88E-07 |
| 970417/15:47 | 44134 | 58414 | 2,7 | 2,1 | 11,3 | 0,94 | 0,16 | 4 | 0,99 | 0,79E-07 |
| 970429/11:36 | 38724 | 54924 | 2,5 | 2,1 | 7,5 | 1 | 1,99 | 13 | 0,007 | 0,79E-07 |
| 970521/09:37 | 35094 | 42294 | 2,8 | 1,7 | 9,7 | 0,85 | 16,77 | 36 | 0,96 | 0,38E-07 |
| 970525/02:40 | 545 | 11105 | 2,0 | 1,7 | 9,2 | 0,95 | 22,40 | 49 | 0,13 | 0,40E-07 |

*Tabelle 4.6: Resultat der 14 Suchen nach kurzzeitiger Emission von GRB Counterparts mit dem 4-fach Triggermodus*

[1] Start der Suche
[2] Dauer der Suche
[3] Energieschwelle für Photonen innerhalb des Suchbins, das die höchste Signifikanz erzielte
[4] Minimale Energieschwelle für Photonen innerhalb der BATSE $2\sigma$ Region
[5] Maximale Energieschwelle für Photonen innerhalb der BATSE $2\sigma$ Region mit $\overline{\theta} < 45^0$
[6] Anteil der Suchregionen mit $\overline{\theta} < 45^0$
[7] Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse im signifikantesten Suchbin
[8] Anzahl der registrierten Ereignisse im signifikantesten Suchbin
[9] Anzahl der erwarteten Photonenkandidaten im signifikantesten Suchbin bei gegebener Anzahl an $n$ Ereignissen in diesem Bin
[10] Anzahl der registrierten Photonenkandidaten im signifikantesten Suchbin
[11] Zufallswahrscheinlichkeit für den Inhalt des signifikantesten Suchbins
[12] Obergrenze des integralen Flusses oberhalb der Energieschwelle der Suchbins innerhalb der Region mit $\overline{\theta} < 45^0$

### 4.2.3 Suche nach langzeitiger Emission

Die 14 GRBs aus dem vorherigen Kapitel sind auch nach Langzeitemission untersucht worden. Die Verteilung der Zufallswahrscheinlichkeiten zeigt Abbildung 4.15.

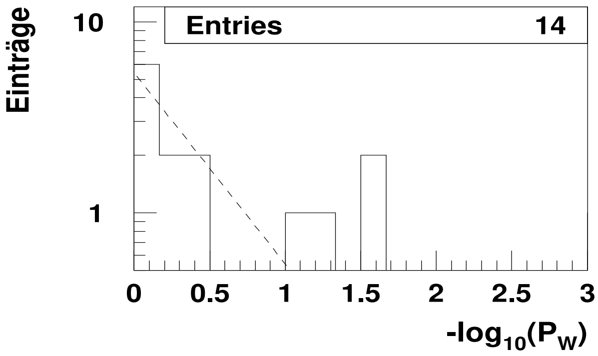


*Abbildung 4.15: Die Verteilung der Zufallswahrscheinlichkeiten $P_w$ von den Suchen nach langzeitiger Emission mit dem 4er Triggermodus. Die durchgezogene Linie beschreibt die Verteilung für den Fall, daß kein Counterpart existiert.*

Kein bedeutender Überschuß konnte gemessen werden. Der größte wurde beim GRB961129/06:43UT gefunden. Dieser Burst wurde in 1-, 2-, 4- und 8-min Intervallen auf Langzeitemission hin untersucht. Im 2min-Intervall wurde im signifikantesten Bin bei einer Erwartung von 8,1 Ereignissen 21 Ereignisse gemessen (siehe Abbildung 4.16). Die Zufallswahrscheinlichkeit für diesen Überschuß ist 2,3 %. Bei 14 identischen Suchen ist die Zufallswahrscheinlichkeit dafür, einen solchen Überschuß zu erhalten, gleich 27,8 %.
Der Tabelle 4.7 auf Seite 70 sind die Ergebnisse der Langzeitsuche mit dem 4-fach getriggerten Szintillatorarray zu entnehmen.

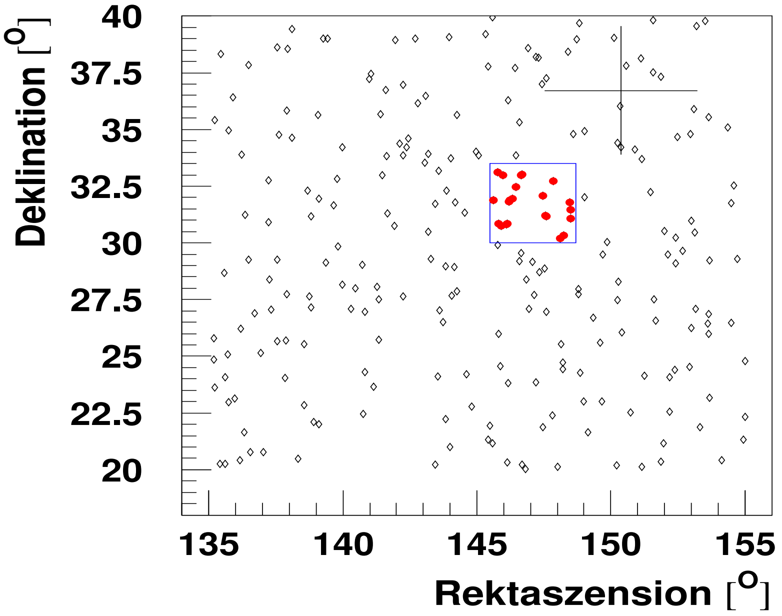


*Abbildung 4.16: Ereignisse, die mit dem Szintillatorarray (4-fach Trigger) während des Intervalls von 1 min vor der BATSE Triggerzeit bis 1 min nach der Triggerzeit des GRBs 961129/06:43UT registriert wurden. Der Kasten zeigt das signifikanteste Bin an, in dem bei einer Erwartung von 8,1 Ereignissen 21 registriert wurden. Das Kreuz gibt die 1$\sigma$-Position des Bursts an, die von BATSE bestimmt wurde.*

| GRB/UTC | t(start)[1] [UT] | t(dauer)[2] [UT] | $E_{schw}$[3] [TeV] | $E_{min}$[4] [TeV] | $E_{max}$[5] [TeV] | $\chi$[6] | $< n_{hg} >$[7] | n[8] | $P_w$[9] | $\Phi_\gamma^{up}$[10] $[cm^{-2}s^{-1}]$ | $\Phi_\gamma^{up}$[11] $[cm^{-2}s^{-1}]$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 960824/01:41 | 6110 | 480 | 6,8 | 2,3 | 11,3 | 0,64 | 5,77 | 15 | 0,59 | 1,72E-07 | 1,47E-08 |
| 961015/16:08 | 58123 | 960 | 3,3 | 2,2 | 11,1 | 0,99 | 4,15 | 12 | 0,72 | 0,45E-07 | 0,85E-08 |
| 961026/06:11 | 22310 | 7680 | 2,5 | 2,2 | 3,6 | 1 | 68,27 | 101 | 0,05 | 0,46E-07 | 0,35E-08 |
| 961026/09:43 | 35029 | 60 | 5,8 | 3,5 | 11,2 | 0,96 | 0,54 | 3 | 0,39 | 0,58E-07 | - |
| 961129/06:43 | 24199 | 960 | 2,2 | 2,1 | 2,7 | 1 | 8,11 | 21 | 0,02 | 0,59E-07 | 0,99E-08 |
| 971202/18:31 | 66661 | 3840 | 2,2 | 2,1 | 2,8 | 1 | 42,57 | 63 | 0,51 | 0,36E-07 | 0,37E-08 |
| 970312/11:40 | 42041 | 960 | 3,2 | 2,1 | 11,3 | 0,86 | 10,76 | 23 | 0,74 | 0,59E-07 | 0,93E-08 |
| 970321/16:59 | 60574 | 60 | 7,2 | 2,3 | 11,3 | 0,61 | 0,01 | 1 | 0,71 | 0,37E-07 | - |
| 970414/13:00 | 46854 | 1920 | 3,2 | 2,1 | 11,3 | 0,87 | 12,20 | 27 | 0,32 | 0,59E-07 | 0,62E-08 |
| 970417/14:31 | 51659 | 3840 | 3,1 | 2,1 | 11,3 | 0,98 | 39,50 | 60 | 0,88 | 0,49E-07 | 0,44E-08 |
| 970417/15:47 | 56824 | 1920 | 3,1 | 2,1 | 11,2 | 0,91 | 75,48 | 116 | 0,02 | 0,61E-07 | 0,87E-08 |
| 970429/11:36 | 41784 | 1920 | 2,8 | 2,3 | 3,9 | 1 | 12,26 | 22 | 0,84 | 0,38E-07 | 0,42E-08 |
| 970521/09:37 | 34667 | 60 | 3,8 | 1,7 | 9,6 | 0,74 | 1,58 | 8 | 0,09 | 0,24E-07 | - |
| 970525/02:40 | 9602 | 1920 | 1,8 | 1,7 | 6,5 | 1 | 362,32 | 461 | 0,99 | 0,23E-07 | 0,30E-08 |

*Tabelle 4.7: Resultat der 14 Suchen nach langzeitiger Emission von GRB Counterparts mit dem 4er Triggermodus.*

[1] Start der Suche
[2] Dauer der Suche
[3] Energieschwelle für Photonen innerhalb des Suchbins, das die höchste Signifikanz erzielte
[4] Minimale Energieschwelle für Photonen innerhalb der BATSE $2\sigma$ Region
[5] Maximale Energieschwelle für Photonen innerhalb der BATSE $2\sigma$ Region mit $\overline{\theta} < 45^0$
[6] Anteil der Suchregionen mit $\overline{\theta} < 45^0$
[7] Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse im signifikantesten Suchbin
[8] Anzahl der registrierten Ereignisse im signifikantesten Suchbin
[9] Zufallswahrscheinlichkeit für den Inhalt des signifikantesten Suchbins
[10] Obergrenze des integralen Flusses während des kürzesten Zeitintervalls oberhalb der Energieschwelle der Suchbins. Nur Ereignisse in Suchbins mit $\overline{\theta} < 45^0$ wurden zur Berechnung verwendet.
[11] Obergrenze des integralen Flusses während des längsten Zeitintervalls oberhalb der Energieschwelle der Suchbins. Nur Ereignisse in Suchbins mit $\overline{\theta} < 45^0$ wurden zur Berechnung verwendet.

## 4.3 Diskussion der gemessenen Ereignisse bei der Suche nach kurzeitiger Emission des GRBs vom 29.04.1997

Die Suche mit dem 4-fach Triggermodus nach kurzzeitiger Emission des Burstes vom 29.04.1997 ergab die geringste Zufallswahrscheinlichkeit aller Suchen. In diesem Kapitel sollen die aufgenommenen Ereignisse dieser Suche diskutiert werden. Es werden die Observablen aufgeführt, die zur näheren Untersuchung geeignet sind. Ein Test, der auf diese Observablen Anwendung findet, wird erläutert. Danach wird dieser Test auf die aufgenommenen Ereignisse vom 29.04.1997 angewandt und das Ergebnis dargestellt.

### 4.3.1 Mögliche Observable und Tests zur weiteren Untersuchung signifikanter Suchergebnisse

Ein signifikantes Ergebnis der Suchen muß daraufhin untersucht werden, ob die gemessenen Ereignisse sich in den Verteilungen bestimmter Observablen von denen des Untergrundes unterscheiden.
Welche Observable dazu geeignet sind, hängt vom Detektor ab. Bei dem AIROBICC-Feld würde sich die Lichtmenge, der Pearl-Parameter oder die Anzahl der getroffenen AIROBICC-Zähler eignen. Da dieser Burst um 11:36 UTC stattfand, kann anhand dieser Observablen keine Untersuchung stattfinden.
Bei dem Szintillatorfeld sind die Anzahl der angesprochenen Szintillatorhütten und die Anzahl der minimalionisierenden Teilchen geeignet.
Das Hüttenspektrum für den Untergrund sollte zum Beispiel eine Verteilung wie in Abbildung 4.17 auf der nächsten Seite haben. Diese Verteilung wurde anhand von Monte-Carlo-generierten Luftschauern mit einer Energie von $0,5\,TeV - 12\,TeV$ erstellt (siehe [Mildahn, 1998]).
Der Vergleich der Verteilung des Untergrundes mit der Verteilung der registrierten Ereignisse einer bestimmten Observablen kann mittels des Kolmogorov-Smirnov-Tests durchgeführt werden.
Der Kolmogorov-Smirnov Test vergleicht zwei diskrete Verteilungen miteinander und gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der die beiden Verteilungen zu derselben Stammverteilung gehören.
Die zu vergleichenden Verteilungen müssen in aufsteigender Form sortiert und auf eins normiert sein. Die Kolmogorov-Smirnov-Distanz D ist definiert als der maximale Wert der absoluten Differenz zweier Verteilungsfunktionen. Für den Vergleich der Verteilungsfunktionen $S_{N_1}$ und $S_{N_2}$ ergibt sich :

$$D = \max_{-\infty < x < \infty} |S_{N_1}(x) - S_{N_2}(x)|. \tag{4.1}$$

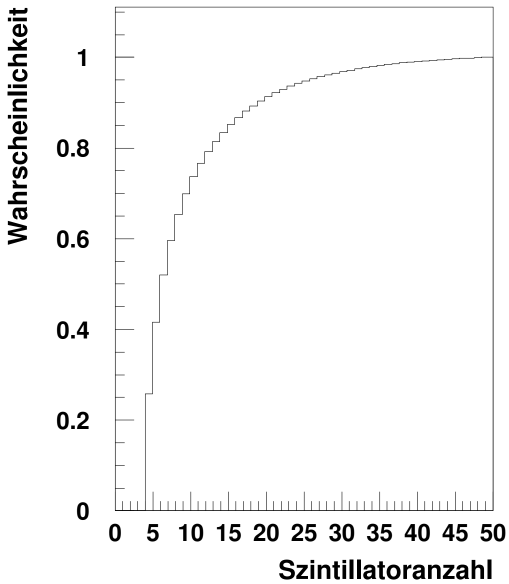


*Abbildung 4.17:* Das Hüttenspektrum von Monte-Carlo-generierten Ereignissen

Die Funktion, die in die Berechnung der Signifikanz des Wertes von D eingeht, ist die Kolmogorov-Smirnov-Funktion $Q_{KS}$, die als folgende Summe geschrieben werden kann :

$$Q_{KS}(\lambda) = 2\sum_{j=1}^{\infty}(-1)^{j-1}e^{-2j^2\lambda^2} \tag{4.2}$$

$Q_{KS}$ ist eine monotone Funktion mit den Endwerten:

$$Q_{KS}(0) = 1 \qquad Q_{KS}(\infty) = 0.$$

Die Signifikanz eines gemessenen Wertes von D ist dann gegeben durch:

$$P(D > beobachtet) = Q_{KS}\left(\left[\sqrt{N} + 0,12 + 0,11/\sqrt{N}\right] D\right), \tag{4.3}$$

mit $N = \frac{N_1 N_2}{N_1+N_2}$. Hierbei sind $N_1$ und $N_2$ die jeweilige Anzahl an Datenwerten der Verteilungsfunktionen $S_{N_1}$ und $S_{N_2}$.
Das Ergebnis ist ein Maß dafür, ob die beiden Verteilungen aus derselben Grundverteilung stammen. Kleine Werte von P bedeuten, daß die Verteilung $S_{N_1}$ signifikant unterschiedlich ist von der Verteilung $S_{N_2}$.

### 4.3.2 Anwendung der Observablen und des Tests auf den Burst vom 29.4.1997

Die Suche mit dem Szintillatorarray im 4-fach Triggermodus nach kurzzeitiger Emission vom Burst GRB970429/11:36UT lieferte das am höchsten signifikante Ergebnis aller Suchen. Die Zufallswahrscheinlichkeit, daß der gemessene Überschuß von 11 Ereignissen (13 gemessen, aber nur 2 erwartet) aus dem Untergrund entstanden ist, liegt bei 0,7 %. Dabei ist berücksichtigt, daß die Suche in mehreren Zeitintervallen und mit verschobenen Gittern durchgeführt wurde. Die Ergebnisse der insgesamt 89 Suchen sind alle gleicher Art. Die Zufallswahrscheinlichkeit dafür, bei einer dieser Suchen ein Ergebnis zu erhalten wie für die Suche bei dem GRB970429, liegt bei 46,5 % .
Abbildung 4.18 zeigt die Verteilung der $-log_{10}\ P_c$ Werte aller Suchenarten aller Triggerbedingungen.

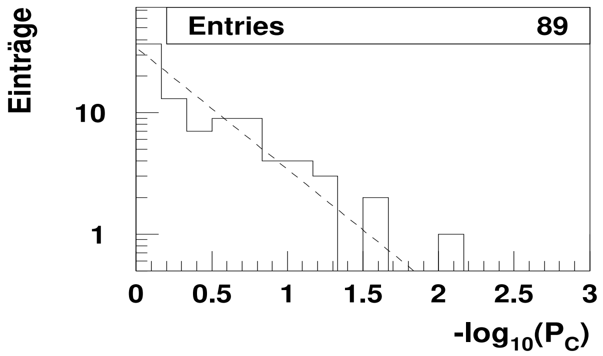


*Abbildung 4.18: Die Verteilung der Zufallswahrscheinlichkeiten $P_w$ allen Suchen nach TeV-Emission von GRBs. Die gestrichelte Linie beschreibt die Verteilung für den Fall, daß kein Counterpart existiert.*

Das bedeutet, daß auch die gemessenen Ereignisse bei der Suche nach kurzzeitiger Emission des Burstes GRB970429 reine Untergrundereignisse sein können. Einen Vergleich der Verteilungen der angesprochenen Szintillatorhütten für die 13 Ereignisse der Suche mit Untergrundereignissen zur selben Zeit wird in Abbildung 4.19 auf der nächsten Seite gezeigt.
Der Kolmogorov-Test, angewendet auf die beiden Verteilungen der Anzahl der Szintillatorhütten, ergab eine Zufallswahrscheinlichkeit von $P_w$ = 0,481 dafür, daß die beiden Verteilungen aus derselben Grundverteilung stammen.
Ein weiterer Test wurde auf die Verteilungen der Anzahl der gewichteten MIPs gemacht. Eine Gewichtung wird vorgenommen, da das Szintillatorfeld eine Ver-

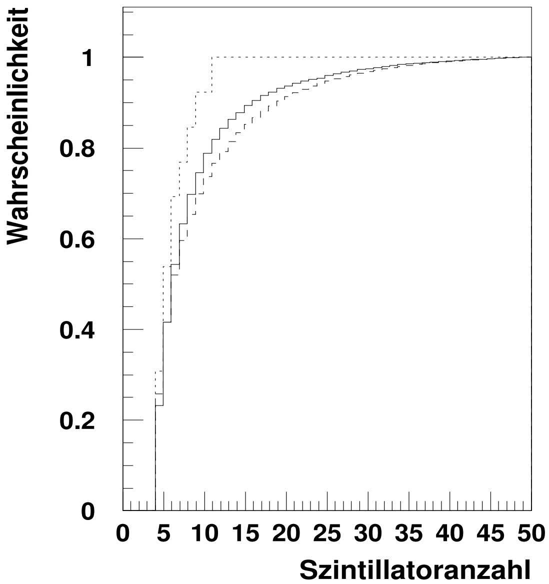


*Abbildung 4.19: Die Verteilung der Anzahl der Szintillatorhütten, die die Ereignisse bei der Suche nach kurzzeitiger Emission des GRB970429 gemessen haben. Die durchgezogene Linie zeigt die Verteilung der Untergrundereignisse, die gepunktete die Verteilung der 13 Ereignisse. Die gestrichelte Linie zeigt nochmal das Hüttenspektrum von Monte-Carlo-generierten Ereignissen aus Abbildung 4.17 auf Seite 72.*

dichtung an Hütten im Zentrum besitzt. Die Verteilungen der Gesamtanzahl der gewichteten MIPs sowohl für die 13 Ereignisse aus der Suche nach kurzzeitiger Emission des Burstes GRB970429 als auch für die Untergrundereignisse aus dem gleichen Zeitraum zeigt Abbildung 4.20 auf der nächsten Seite.
Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß die beiden Verteilungen der Anzahl der minimalionisierenden Teilchen aus derselben Grundverteilung stammen, wurde anhand eines Kolmogorov-Smirnov-Tests auf $P_w = 0{,}233$ bestimmt.

Die Ergebnisse der beiden Kolmogorov-Smirnov-Tests lassen nicht erkennen, daß die aufgenommenen Ereignisse vom Untergrund verschieden sind. Es ist aber auch nicht festgestellt worden, daß es sich gesichert um Untergrundereignisse handelt, da nicht bekannt ist, wie sich Quellereignisse hinsichtlich der getesteten Observablen verhalten müssen.

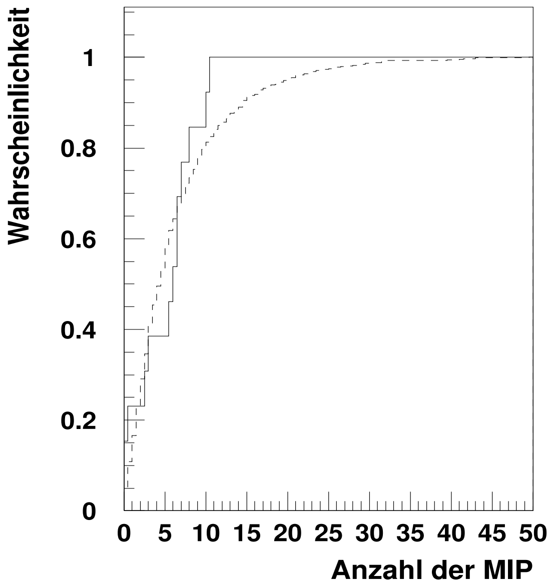


*Abbildung 4.20: Die Verteilung der minimalionisierenden Teilchen sowohl für die 13 Ereignisse, die bei der Suche nach kurzzeitiger Emission des GRB970429 registriert wurden (durchgezogene Linie), als auch für die Untergrundereignisse, die aus dem gleichen Zeitraum stammen (gestrichelt).*

Allerdings liegt die Wahrscheinlichkeit dafür, bei 89 Suchen ein Ergebnis zu erzielen wie das für die Suche nach kurzzeitiger Emission des Burstes vom 29.04.1997, bei fast 50 %.
Das wiederum läßt Vermuten, daß auch beim signifikantesten Ergebnis kein Nachweis von GRB-Emission oberhalb von 2 TeV erzielt worden ist.

# Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Suche mit dem HEGRA-Luftschauerexperiment nach $TeV$-Strahlung von Gamma Ray Bursts, die von BATSE detektiert wurden. Die Suche wurde mit dem Szintillatorfeld in dem normalen Triggermodus, das heißt mindestens 14 Szintillatorhütten mußten in Koinzidenz ein Signal liefern, und in dem niedrigen Triggermodus, das heißt vier Hütten in Koinzidenz, sowie mit dem AIROBICC-Feld durchgeführt. Die Energieschwellen lagen bei $11\,TeV$, $2\,TeV$ bzw. $19\,TeV$. Die Winkelauflösung der drei unterschiedlichen Suchinstrumente lagen bei $0,9^0$, $2,7^0$ und $0,34^0$.
Jede Suche wurde auf drei unterschiedlichen Zeitskalen durchgeführt. Dabei wurde nicht nur nach koinzidenter Emission mit der Strahlung die von BATSE gemessen wurde gesucht, sondern sowohl nach kurzzeitiger Emission (in ein Minuten Intervallen) als auch nach langzeitiger Emission (in Intervallen von einer Minute bis zu wenigen Stunden), da der Emissionsmechanismus der GRBs bis heute nicht geklärt ist und damit nicht bekannt ist, in welchen Zeitintervallen $TeV$-Strahlung emittiert werden könnte.

Untersucht wurde der Zeitraum von August 1996 bis Oktober 1997, sowie ein Burst vom Dezember 1997. Innerhalb dieses Zeitraumes konnte mit dem HEGRA-Experiment 19 GRBs in unterschiedlichen Zeitintervallen mit unterschiedlichen Instrumenten untersucht werden. Folgende Resultate lieferten die Suchen:

- Es konnte kein signifikanter Überschuß über dem Untergrund bei irgendeiner der Suchen gemessen werden.

- Für Schwellenenergien zwischen $1,8$ und $39\,TeV$ lagen die Obergrenzen bei der koinzidenten Emission zwischen $1,2\times10^{-9}$ und $2,8\times10^{-7}\,cm^{-2}s^{-1}$, die Obergrenzen der Emission während der ein Minuten Intervalle bei der Suche nach kurzzeitiger Emission zwischen $3,0\times10^{-9}$ und $5,1\times10^{-7}\,cm^{-2}s^{-1}$ und die Obergrenzen der Emission in den 1 - 128 Minuten Intervallen der Suche nach langzeitiger Emission zwischen $4,4\times10^{-11}$ und $1,7\times10^{-7}\,cm^{-2}s^{-1}$.

Das Resultat mit der höchsten Signifikanz wurde bei der Suche nach kurzzeitiger Emission des GRBs vom 29.04.1997 erzielt. In einem Suchbin konnten bei einer Untergrunderwartung von 2 Ereignissen 13 gemessen werden. Die Zufallswahrscheinlichkeit dafür, daß die gemessenen Ereignisse eine Fluktuation des Untergrundes sind, liegt bei 0,7 %.

Bei insgesamt 89 Suchen ist die Zufallswahrscheinlichkeit dafür, ein Ergebnis mit mindestens einer solchen Signifikanz zu erzielen gleich 46,5 %.
Es wurde ein Vergleich der 13 Ereignisse mit Untergrundereignissen desselben Zeitraumes anhand der Verteilungen der Hüttenmultiplizitäten und der Verteilungen der minimalionisierenden Teilchen durchgeführt. Die Vergleiche wurden mittels eines Kolmogorov-Smirnov Tests vorgenommen. Hierbei ergaben sich Zufallswahrscheinlichkeiten dafür, daß die Verteilungen aus derselben Grundverteilung stammen von 48,1 % bzw. 23,3 %. Es konnte somit kein signifikanter Unterschied zwischen den Verteilungen der gemessenen Ereignisse und den Untergrundereignissen hinsichtlich der getesteten Observablen festgestellt werden.

Die Schlüsse die aus diesen Resultaten gefolgert werden sind im Einklang zu denen die in [Krawczynski, 1997] gefolgert wurden:

- GRBs sind extragalaktische Ereignisse (worauf eine Anzahl anderer Experimente hindeutet), oder
- das Spektrum der GRB-Strahlung bricht in der Energieregion zwischen $GeV$ und $TeV$ ab.

# Ausblick

Auch in weiterer Zukunft werden die GRBs für viel Diskussionsstoff sorgen. Jüngste Veröffentlichungen bringen bisherige Erkenntnisse über GRBs ins schwanken. So behaupten Balázs et al. [Balász et al., 1998], daß eine Klasse von GRBs nicht isotrop Verteilt sind, stellt Tavani [Tavani, 1998] die Inhomogenität der Intensitätsverteilung in Frage, legt Horváth [Horváth, 1998] nahe, die GRBs in ihrer zeitlichen Verteilung nicht in zwei Klassen wie bisher, sondern in drei Klassen einzuteilen und scheint es laut Bloom et al. [Bloom et al., 1998] eine Unterklasse von GRBs zu geben, die von Supernovæ produziert werden.
Gespeist wird dies durch die Masse an neuen Daten über GRBs die durch die Detektion der Afterglows in den verschiedenen Wellenlängenbereichen erzielt werden. So wird es in weiterer Zukunft wichtig bleiben mit den verschiedensten Experimenten nach Strahlung von GRBs zu suchen, um die neuen Theorien zu überprüfen.
HEGRA sucht mittlerweile auch mit dem Teleskopsystem nach Strahlung im hohen $GeV$ bis niedrigen $TeV$ Bereich und versucht somit die Lücke zu schließen, die es momentan noch bei der Suche nach GRB-Emission in diesem Energiebereich gibt.

# Literaturverzeichnis


[Alexandreas et al., 1993] D. E. Alexandreas et al. (1993). Point source search techniques in ultra high energy gamma ray astronomy. NIM, A325.

[Antonelli et al., 1997] L. A. Antonelli et al. (1997). GRB971214. IAU 6792.

[Atteia et al., 1987] J. L. Atteia et al. (1987). A second catalog of gamma-ray bursts - 1978-1980. Ap.JS., 64, 305–317.

[Balász et al., 1998] L. G. Balász et al. (1998). Anisotropy of the sky distribution of gamma-ray bursts. astro-ph/9807006.

[Band et al., 1993] D. Band et al. (1993). BATSE Observations of Gamma-Ray Burst Spectra. Ap.J., 413, 281–292.

[Band, 1997] D. L. Band (1997). The Gamma-Ray Burst Mystery. astro-ph/9712193.

[Barthelmy, 1995] S. D. Barthelmy (1995). In Proceedings of the $3^{rd}$ Huntsville Symposium on GRBs, volume 384: AIP Conference.

[Bickert, 1993] K. F. Bickert (1993). Gamma-Ray Bursts from collisons of primordial small-mass black holes with comets. In Compton Gamma-Ray Observatory, volume 280 (pp. 1059).: AIP Conference.

[Bloom et al., 1998] J. S. Bloom et al. (1998). Expected characteristics of the subclass of Supernova Gamma-Ray Bursts (S-GRBs). astro-ph/9807050.

[Bond, 1997] H. E. Bond (1997). GRB970508. IAU 6654.

[Briggs et al., 1996] M. S. Briggs et al. (1996). BATSE Observations of the large-scale Isotropy of Gamma-Ray Bursts. Ap.J., 459, 40–63.

[Bykov & Mészáros, 1996] A. M. Bykov & P. Mészáros (1996). Electron Acceleration and Efficiency in Nonthermal Gamma-Ray Sources. Ap.JL, 461, L37.

[Caraveo, 1997] P. A. Caraveo (1997). GRB970228. IAU 6629.

[Castro-Tirado et al., 1998] A. J. Castro-Tirado et al. (1998). GRB970508. IAU 6848.

[Clarke et al., 1994] T. E. Clarke et al. (1994). Do Gamma-Ray Bursts come from the Oort cloud? AJ, 107, 1873–1878.

[Cohen & Piran, 1995] E. Cohen & T. Piran (1995). The Distribution of Cosmological Gamma-Ray Bursts. Ap.JL, 444, L25.

[Costa et al., 1997a] E. Costa et al. (1997). Discovery of the X-Ray Afterglow of the Gamma-Ray Burst of February 28 1997. astro-ph/9706065.

[Costa et al., 1997b] E. Costa, M. Feroci, L. Piro et al. (1997). GRB970228. IAU 6572.

[Costa et al., 1997c] E. Costa, M. Feroci, L. Piro et al. (1997). GRB970508. IAU 6649.

[Costa et al., 1997d] E. Costa, M. Feroci, L. Piro et al. (1997). SAX J0501.7+1146. IAU 6576.

[Dermer, 1995] C. D. Dermer (1995). Gamma-Ray Bursts from comet-antimatter comet collisons in the Oort Cloud. In Proceedings of the $3^{rd}$ Huntsville Symposium on GRBs, volume 384 (pp. 744).: AIP Conference.

[Diercks et al., 1997] A. Diercks et al. (1997). GRB971214. IAU 6791.

[Diercks et al., 1998] A. H. Diercks et al. (1998). The Optical Afterglow of GRB971214: Further Evidence for a Varied Population. astro-ph/9803305.

[Djorgovski et al., 1997a] S. G. Djorgovski, M. R. Metzger et al. (1997). GRB970508. IAU 6655.

[Djorgovski et al., 1997b] S. G. Djorgovski, M. R. Metzger et al. (1997). GRB970508. IAU 6660.

[Dommenget, 1996] D. Dommenget (1996). Verbesserte Rekonstruktion des Zentrums eines Luftschauers für das HEGRA-Experiment. Diplom Arbeit, Universität Hamburg.

[Duncan & Thompson, 1992] R. C. Duncan & C. Thompson (1992). Formation of very strongly magnetized neutron stars-Implications for Gamma-Ray Bursts. Ap.JL, 392, L9.

[Fishman & Meegan, 1995] G. J. Fishman & C. A. Meegan (1995). Gamma Ray Bursts. Annu.Rev.Astron.Astroph., 33, 415–458.

[Frail, 1997] D. A. Frail (1997). GRB970508. IAU 6662.

[Frail et al., 1997] D. A. Frail et al. (1997). The radio afterglow from the $\gamma$-ray burst of 8 may 1997. Nature, 389, 261–263.

[Frail et al., 1994] D. A. Frail, N. E. Kassim & K. W. Weiler (1994). Radio imaging of two supernova remnants containing pulsars. A.J., 107, 1120–1127.

[Fruchter et al., 1998] A. S. Fruchter et al. (1998). HST/STIS Observations of the Optical Counterpart to GRB970228. astro-ph/9801169.

[Funk, 1997] B. Funk (1997). Search for gamma-ray burst counterparts with the HEGRA air shower array. Dissertation, Bergische Universität Wuppertal.

[Gaisser, 1990] T. K. Gaisser (1990). Cosmic Ray and Particle Physics. Cambridge University Press.

[Galama et al., 1998] T. J. Galama et al. (1998). Optical follow-up of GRB970508. astro-ph/9802160.

[Greiner et al., 1995] J. Greiner et al. (1995). the gamma-ray burst GRB 920622. A. & A., 302, 121.

[Groot & Galama, 1997] P. J. Groot & T. J. Galama (1997). GRB970508. IAU 6660.

[Halpern et al., 1997] J. Halpern et al. (1997). GRB971214. IAU 6788.

[Halpern, 1998] J. P. Halpern (1998). Optical afterglow of the $\gamma$-ray burst of 14 December 1997. Nature, 393, 41–43.

[Hartman & Narayan, 1996] D. H. Hartman & R. Narayan (1996). Are Gamma-Ray Bursts due to rotation-powered high-velocity pulsares in the Halo? Ap.J., 464, 226–232.

[Haustein, 1996] V. Haustein (1996). Messungen der Ankunftszeitverteilung von Luft-Cherenkovphotonen mit einem Flash-ADC-System zur Bestimmung der Energie und der Komposition der primären kosmischen Strahlung im Energiebereich von $10^{14}$ - 10 $^{16}$ eV. Dissertation, Universität Hamburg.

[Heise et al., 1997] J. Heise et al. (1997). GRB971214. IAU 6787.

[Horns, 1997] D. Horns (1997). UNTERSUCHUNG DES ENERGIESPEKTRUMS UND DER CHEMISCHEN ZUSAMMENSETZUNG DER KOSMISCHEN PRIMÄRSTRAHLUNG VON $3 \cdot 10^{14}$ BIS $10^{16}$ EV. Diplom Arbeit, Universität Hamburg.

[Horváth, 1998] I. Horváth (1998). A $3^{rd}$ CLASS OF GAMMA RAY BURSTS? astro-ph/9803077.

[Hurley, 1992] K. Hurley (1992). Ap.JS, 92, 401.

[Johnson, 1993] W. N. Johnson (1993). INITIAL RESULTS FROM OSSE ON THE COMPTON OBSERVATORY. A&A Sup., 97, 21–25.

[Karle, 1994] A. Karle (1994). ENTWICKLUNG EINES NEUARTIGEN ATMOSPHÄRISCHEN TSCHERENKOVDETEKTORS UND MESSUNGEN AN HOCHENERGETISCHER KOSMISCHER STRAHLUNG ZWISCHEN 15 UND 1000TEV. Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München.

[Karle et al., 1995] A. Karle et al. (1995). DESIGN AND PERFORMANCE OF THE ANGLE INTEGRATING CHERENKOV ARRAY AIROBICC. Ap. Phys., 3.

[Katz, 1994] J. I. Katz (1994). DELAYED HARD PHOTONS FROM GAMMA-RAY BURSTS. Ap.JL, 432, L27.

[Kippen et al., 1997] R. M. Kippen et al. (1997). GRB971214. IAU 6789.

[Klebesadel et al., 1973] R. W. Klebesadel, I. Strong & R. A. Olsen (1973). OBSERVATIONS OF GAMMA RAY BURSTS OF COSMIC ORIGIN. Ap. J., 182, L85.

[Kouveliotou et al., 1995] C. Kouveliotou, T. Koshut & M. S. Briggs (1995). CORRELATION BETWEEN DURATION, HARDNESS AND INTENSITY IN GRBS. In Proceedings of the $3^{rd}$ Huntsville Symposium on GRBs, volume 384 (pp.$\tilde{4}$2).

[Krawczynski, 1994] H. Krawczynski (1994). VERBESSERTE RICHTUNGSREKONSTRUKTION VON LUFTSCHAUERN FÜR EIN SZINTILLATORFELD UND REANALYSE EINES SIGNALS VON CYGNUS X-3. Diplom Arbeit, Universität Hamburg.

[Krawczynski, 1997] H. Krawczynski (1997). SEARCH FOR TEV COUNTERPARTS OF GAMMA-RAY BURSTS WITH THE HEGRA DETECTOR. Dissertation, Universität Hamburg.

[Krawczynski et al., 1996] H. Krawczynski et al. (1996). AN OPTIMIZED METHOD FOR RECONSTRUCTION OF THE DIRECTION OF AIR SHOWER FOR SCINTILLATOR ARRAYS. NIM, A383, 431–440.

[Kulkarni et al., 1998a] S. R. Kulkarni et al. (1998). GRB971214. GCN Message # 29.

[Kulkarni et al., 1998b] S. R. Kulkarni et al. (1998). IDENTIFICATION OF A HOST GALAXY AT REDSHIFT Z = 3.42 FOR THE $\gamma$-RAY BURST OF 14 DECEMBER 1997. Nature, 393, 35–39.

[Link & Epstein, 1996] B. Link & R. I. Epstein (1996). STATISTICS OF GAMMA-RAY BURST TEMPORAL ASYMMETRY. Ap.J, 466, 764–767.

[Lyne & Lorimer, 1994] A. G. Lyne & D. R. Lorimer (1994). HIGH BIRTH VELOCITIES OG RADIO PULSARS. Nature, 369, 127.

[MacMinn & Primack, 1996] D. MacMinn & J. Primack (1996). PROBING THE ERA OF GALAXY FORMATION VIA TEV GAMMA-RAY ABSORPTION BY THE NEAR INFRARED EXTRAGALCTIC BACKROUND. Spa. Sc. Rev., 75, 413.

[Mannheim et al., 1996] K. Mannheim, D. Hartmann & B. Funk (1996). THE GAMMA-RAY BURST RATE AT HIGH PHOTON ENERGIES. Ap. J, 467, 532–536.

[Matheis, 1994] V. Matheis (1994). SUCHE NACH KOINZIDENZEN ZU GAMMA-RAY BURSTS MIT DEN CRT UND HEGRA DETEKTORSYSTEMEN ZUM NACHWEIS VON LUFTSCHAUERN. Dissertation, Universität Heidelberg.

[Meegan, 1992] C. A. Meegan (1992). SPATIAL DISTRIBUTION OF $\gamma$-RAY BURSTS OBSERVED BY BATSE. Nature, 355, 143.

[Meegan et al., 1996] C. A. Meegan et al. (1996). THE THIRD BATSE GAMMA-RAY BURST CATALOG. Ap.JS, 106, 65–110.

[Mészáros & Rees, 1993] P. Mészáros & M. J. Rees (1993). RELATIVISTIC FIREBALLS AND THEIR IMPACT ON EXTERNAL MATTER. Ap.J, 405, 278–284.

[Mészáros & Rees, 1997] P. Mészáros & M. J. Rees (1997). POYNTING JETS FROM BLACK HOLES AND COSMOLOGICAL GAMMA-RAY BURST. Ap.JL, 482, L29.

[Metzger & Cohen, 1997] M. R. Metzger & J. G. Cohen (1997). GRB970508. IAU 6676.

[Mildahn, 1998] S. Mildahn (1998). AUFBAU UND ERSTE ERGEBNISSE EINES WINKELSENSITIVEN TRIGGERS IM RAHMEN DES HEGRA-EXPERIMENTES ZUM NACHWEIS VON GAMMA RAY BURSTS IM TEV-BEREICH. Diplom Arbeit, Universität Hamburg.

[Montanet et al., 1994] L. Montanet et al. (1994). Particle and fields. Phys. Rev. D, 50, 1275–1280.

[Nemiroff et al., 1994] R. J. Nemiroff et al. (1994). Gamma-Ray Bursts are Time-Asymmetric. Ap.J., 423, 432–435.

[Piran, 1995] T. Piran (1995). Towards understanding Gamma-Ray Bursts. astro-ph/9507114.

[Piran & Shemi, 1993] T. Piran & A. Shemi (1993). Fireballs in the Galactic Halo and Gamma-Ray Bursts. Ap.JL, 403, L67.

[Piro et al., 1997] L. Piro et al. (1997). Bursting activity continuing on very long time scale in GRB970508 from BeppoSAX. astro-ph/9710355.

[Prahl, 1996] J. Prahl (1996). HEGRA interner Bericht vom 22.05.1996.

[Prahl, 1998] J. Prahl (1998). Dissertation in Vorbereitung. Dissertation, Universität Hamburg.

[Prietz, 1998] T. Prietz (1998). HAST : Ein winkelsensitiver Trigger zur Suche nach Gamma Ray Bursts im Rahmen des HEGRA-Experimentes. Diplom Arbeit, Universität Hamburg.

[R. Narayan & Piran, 1992] B. P. R. Narayan & T. Piran (1992). Gamma-ray bursts as the death throes of massive binary stars. Ap.JL, 395, L83.

[Rohde et al., 1996] W. Rohde et al. (1996). Design and Performance of the Lead-Concrete Geiger Tower Array within the HEGRA Experiment. Nucl. Instr. Methods A, 378.

[Schönfelder, 1993] V. Schönfelder (1993). Ap.JS, 83, 657.

[Sokolsky, 1989] P. Sokolsky (1989). Introduction to ultrahigh energy cosmic ray physics. Addison-Wesley Publishing Company, Inc.

[Sommer et al., 1994] M. Sommer et al. (1994). High-energy gamma rays from the intense 1993 january gamma-ray burst. Ap.JL, 422, L63–L66.

[Tavani, 1998] M. Tavani (1998). Euclidean vs. non-Euclidean Gamma-Ray Bursts. astro-ph/9802192.

[Tegmark et al., 1996] M. Tegmark et al. (1996). The Angular Power Spectrum of BATSE 3B Gamma-Ray Bursts. Ap.J, 468, 214–224.

[Thompson, 1993] D. J. Thompson (1993). Calibration of the energetic Gamma-Ray Experiment Telescope (EGRET) for the compton gamma-ray observatory. Ap.JS, 86, 629.

[Waxman et al., 1997] E. Waxman, S. R. Kulkarni & D. A. Frail (1997). Implications of the radio afterglow from the $\gamma$-ray burst of May 8, 1997. astrp-ph/9709199.

[Wiebel, 1994] B. Wiebel (1994). Chemical Composition in high energy cosmic rays. Preprint WUB 94-08, BUGH Wuppertal.

[Wijers et al., 1997] R. A. M. J. Wijers, M. J. Rees & P. Meszaros (1997). Shocked by GRB970228: The Afterglow of a cosmological Fireball. Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 288, L51–l56.

[Woosley, 1993] S. E. Woosley (1993). Gamma-Ray Bursts from Stellar Mass accretion Disks around black holes. Ap.J, 405, 273–277.

# Danksagung

Ich möchte Prof. Dr. Götz Heinzelmann dafür danken, daß er es mir ermöglicht hat, eine Diplomarbeit im Rahmen der HEGRA-Kollaboration zu erstellen. Die Arbeitsatmosphäre war die gesamte Zeit über sehr angenehm.

Der gesamten HEGRA-Gruppe, insbesonders den Hamburger Kollegen Volker Haustein, Dieter Horns, Henrik Krawczynski, Axel Lindner, Sven Mildahn, Till Mundzeck, Kay Pätzold, Jürgen Prahl, Torsten Prietz, Michael Raabe, André Röhring, Dirk Schmele möchte ich für die Unterstützung und die vielen netten Tage danken.

Ein Dank auch an Ele, Falk und Raabe für die Hilfe beim gesamten Studium. Die Prüfungen wären sicher schwieriger geworden ohne sie.

Meinen Eltern gilt ein großer Dank für Ihre Unterstützung, Geduld und Liebe die sie mir immer entgegengebracht haben.

Zum Schluß möchte ich mich noch bei Ulla bedanken, die eine große Stütze für mich war und ist.

Ich versichere, daß ich diese Arbeit nur unter Zuhilfenahme der angegeben Quellen und Hilfsmittel selbstständig angefertigt habe.

Hamburg, im August 1998 Matthias Albers