Universität Hamburg
II. Institut für Experimentalphysik

Suche nach kosmischer Gammastrahlung oberhalb von 20 TeV von der Aktiven Galaxie Markarian-501 und anderen ausgewählten Punktquellen mit den HEGRA-Detektorfeldern

Diplomarbeit
vorgelegt
von

Till Mundzeck

Mai 1999

Inhaltsverzeichnis

Einleitung: Das nichtthermische Universum

Das Licht der Sterne, das wir in einer klaren Nacht beobachten können, enthält eine Fülle von Informationen über den Kosmos. Im Laufe der Jahrhunderte haben Astronomen aus den Beobachtungen in diesem schmalen Ausschnitt des elektromagnetischen Spektrums ein detailreiches Bild des Universums zu zeichnen gelernt. Heute kennen wir jedoch auch eine Vielzahl von Ereignissen im All, die sich erst außerhalb der sichtbaren Wellenlängen bemerkbar machen und der optischen Astronomie daher verborgen bleiben.

Das berühmteste Beispiel hierfür ist vermutlich das „Echo des Urknalls“, die universale kosmische Hintergrundstrahlung, die mit einer Strahlungstemperatur von knapp 3 K erst durch die Radioastronomie des 20. Jahrhunderts entdeckt werden konnte. Sie hat nicht nur den beiden amerikanischen Astronomen Arno Penzias und Robert Wilson den Physik-Nobelpreis 1978 eingebracht, sondern ist auch zum wichtigsten Beweisstück für die heute weithin akzeptierte Urknalltheorie geworden.

Radio-, Infrarot-, UV-, Röntgen- und γ-Teleskope auf dem Erdboden und im Weltraum haben die Himmelsbeobachtungen in den vergangenen Jahrzehnten auf praktisch das gesamte elektromagnetische Spektrum ausgedehnt. Die neuen Instrumente geben den Blick frei auf ein Universum, das außer gewöhnlichen Sonnen, Galaxien und Gasnebeln auch exotische Objekte wie Schwarze Löcher und Neutronensterne beherbergt. Der Kosmos leuchtet dabei nicht nur im Licht der Sterne, das dem thermischen Spektrum eines Schwarzen Körpers folgt, sondern auch durch nichtthermische Strahlung, die von beschleunigten elektrisch geladenen Teilchen ausgesandt wird und bei Wechselwirkungen, Zerfall und Vernichtung von Partikeln entsteht.

Aus der Beobachtung dieses sogenannten nichtthermischen Universums folgen neue Erkenntnisse über die Entwicklung von Sternen und Galaxien sowie über Beschaffenheit und Geschichte des Weltalls, wobei sich auch allgemein-physikalische Konsequenzen ergeben können. Das höchste bislang zugängliche Energieregime des elektromagnetischen Spektrums, bei Photonenergien jenseits etwa eines Tera-Elektronenvolts ($1\,\mathrm{TeV} = 10^{12}\,\mathrm{eV}$; entsprechend Wellenlängen im Attometer-Bereich = $10^{-18}\,\mathrm{m}$), ist noch weitgehend unerforschtes Gebiet. Bis heute ist der TeV-Himmel nur teilweise kartiert und lediglich eine Handvoll Quellen kosmischer γ-Strahlung darin gefunden worden.

An dieser Stelle nimmt das Experiment HEGRA (**H**igh **E**nergy **G**amma **R**ay **A**stronomy) zur Hochenergie-γ-Astronomie Teil an der Erkundung des nichtthermischen Universums. Neben der genauen Vermessung der wenigen bislang bekannten TeV-Quellen, mit der Modellvorstellungen von diesen Objekten überprüft werden können, ist die Fahndung nach bislang unentdeckten γ-Quellen eine der Hauptaufgaben des Experiments. Detailliert untersucht wird auch die chemische Zusammensetzung der Kosmischen Teilchenstrahlung, deren Herkunft seit ihrer Entdeckung vor über 80 Jahren noch immer weitgehend unbekannt ist und mit den Quellen kosmischer γ-Strahlung verknüpft sein könnte. Darüber hinaus gehören die rätselhaften, plötzlichen γ-Strahlungsausbrüche, die sogenannten Gamma Ray Bursts (GRB), zum Beobachtungsprogramm. Dieses Phänomen ist seit den 60er Jahren bekannt, der Ursprung der Ausbrüche aber nach wie vor ungeklärt.

Die vorliegende Arbeit überprüft eine Anzahl ausgewählter, galaktischer und extragalaktischer Himmelsobjekte daraufhin, ob von ihnen stetige oder variable kosmische γ-Strahlung oberhalb von 20 TeV in den HEGRA-Beobachtungsdaten nachweisbar ist (**Kapitel 4**). Die untersuchten Quellkandidaten sind zum Teil durch Beobachtungen bei niedrigeren Photonenergien und zum Teil durch theoretische Modelle motiviert. Der Katalog enthält mit der Aktiven Galaxie Markarian-501 auch das leuchtkräftigste TeV-Objekt, das bisher beobachtet worden ist. Der Nachweis kosmischer γ-Strahlung von Markarian-501 jenseits von 20 TeV in den HEGRA-Detektorfelderdaten könnte einen wichtigen Hinweis auf die Natur dieses kosmischen Teilchenbeschleunigers geben und hätte außerdem Konsequenzen für die Stärke der intergalaktischen Infrarot-Hintergrundstrahlung.

Die Beobachtungen von Markarian-501 durch das HEGRA-Čerenkovteleskopsystem werden in **Kapitel 3** mit den Detektorfelderdaten verglichen, unter anderem mit dem Ziel, eine bislang nicht existierende Eichquelle für die Detektorfelder durch Teleskop-selektierte kosmische Photonen zu erschaffen, an der die Orientierung und die Winkelauflösung der Felddetektoren überprüft werden können. Ausführlich werden die Beobachtungen der Kosmischen Teilchenstrahlung durch die beiden Detektorsysteme miteinander verglichen. Zuvor wird in **Kapitel 2** die Zusammenstellung des analysierten Detektorfelderdatensatzes aus dem Jahr 1997 beschrieben, wobei strenge Qualitätsanforderungen an die Beobachtungsdaten gestellt werden. **Kapitel 1** gibt zunächst einen Überblick über das Feld der γ-Astronomie.

Kapitel 1

TeV-γ-Astronomie

Die Beobachtung kosmischer γ-Strahlung ist mit erheblichen Schwierigkeiten verbunden. Zunächst ist die Erdatmosphäre für γ-Strahlung nicht durchsichtig, so daß die direkte Messung energiereicher kosmischer Photonen nur durch Satellitenexperimente erfolgen kann. Im Orbit befinden sich zur Zeit verschiedene Instrumente, vor allem das Compton Gamma Ray Observatory (CGRO) mit seinen vier zwischen 5 keV und 30 GeV empfindlichen Detektoren ist sehr erfolgreich[1]. Der Strahlungsfluß nimmt allerdings mit steigender Photonenergie sehr schnell ab, und die aus praktischen Gründen begrenzte Detektorfläche eines Satellitenexperiments reicht oberhalb einiger GeV nicht mehr aus, um genügend Photonen für eine Beobachtung zu sammeln.

Erdgestützte Detektoren wandeln die Opazität der Atmosphäre daher in einen Vorteil um, indem sie nach den Folgeprodukten der Photon-Wechselwirkung in der Atmosphäre Ausschau halten, den sogenannten ausgedehnten Luftschauern (siehe Abschnitt 1.3). Diese Teilchenkaskaden können — je nach Energie des primären Photons — aus sehr vielen Sekundärteilchen bestehen. Eine Kaskade, die durch ein 10 TeV-Photon ausgelöst wird, wächst durch fortwährende Wechselwirkungen typischerweise auf etwa 10.000 Sekundärteilchen im Maximum an. Die primäre Photonenergie verteilt sich dabei auf alle Folgeprodukte, so daß die Energie des einzelnen Schauerteilchens bald zu gering wird, um weitere Sekundärpartikel zu erzeugen. Der Luftschauer stirbt dann durch Absorption der Sekundärteilchen allmählich aus.

---

[1] Das CGRO trägt die Instrumente

- Burst and Transient Source Experiment (BATSE), vor allem zum Nachweis kurzzeitiger γ-Strahlungsausbrüche (Gamma Ray Bursts, GRB) im Energiebereich zwischen 5 keV und 2 MeV,
- Oriented Scintillation Spectrometer Experiment (OSSE) zur Messung von γ-Strahlung zwischen 50 keV und 10 MeV,
- Imaging Compton Telescope (COMPTEL, 750 keV bis 30 MeV) und
- Energetic Gamma Ray Experiment Telescope (EGRET, ca. 20 MeV bis 30 GeV),

siehe `http://cossc.gsfc.nasa.gov/cossc/descriptions/cgro.html`.

In ausreichender Höhe können die Schauerteilchen mit Hilfe geeigneter Zähler nachgewiesen werden. Darüber hinaus emittieren Sekundärpartikel der Teilchenkaskade, die sich schneller als mit der Lichtgeschwindigkeit in Luft durch die Erdatmosphäre bewegen, Čerenkovlicht, das beispielsweise mit empfindlichen Sekundärelektronenvervielfachern gemessen werden kann. Beide dieser Beobachtungsmethoden benutzen also die Erdatmosphäre als Teil des Detektors, es handelt sich um eine indirekte Beobachtung der kosmischen γ-Strahlung. Die erdgebundenen Nachweistechniken teilen sich in die abbildende Beobachtung von Luftschauern mit Hilfe von Čerenkovteleskopen und den Schauerfrontnachweis durch großräumige Detektorfelder. Čerenkovteleskope werden derzeit von elf Gruppen in acht Ländern eingesetzt. Dazu werden fünf speziell auf die γ-Astronomie ausgerichtete Detektorfelder in den USA, Italien, Spanien (HEGRA / La Palma), China und am Südpol betrieben, siehe [Ong, 1998] für einen aktuellen Überblick.

Ein wesentliches Hindernis für die erdgebundene γ-Astronomie stellt die hohe Zahl von Luftschauern dar, die von der geladenen Kosmischen Teilchenstrahlung — hauptsächlich leichte Atomkerne — in der Erdatmosphäre ausgelöst werden (Abschnitt 1.2). Dieser isotrope Fluß geladener, hadronischer Primärteilchen liegt im TeV-Bereich um etwa zwei Größenordnungen über dem von den stärksten γ-Quellen registrierten Photonenfluß. Eine diffuse γ-Hintergrundstrahlung ist hingegen bis heute im TeV-Bereich nicht gemessen worden [Karle et al., 1995b, Akerlof et al., 1997]. Die erdgebundene γ-Astronomie ist also grundsätzlich darauf angewiesen, nach einem allgemeinen Überschuß von Ereignissen aus der beobachteten Himmelsrichtung über dem hohen, statistisch schwankenden Luftschaueruntergrund der Kosmischen Teilchenstrahlung zu suchen.

1.1 Quellen kosmischer γ-Strahlung

Kosmische γ-Strahlung im TeV-Bereich kann grundsätzlich auf zwei Arten erzeugt werden: entweder durch Wechselwirkungen stark beschleunigter elektrisch geladener Partikel oder durch den Zerfall superschwerer Elementarteilchen. Ein thermischer Prozeß wie etwa bei der (Schwarzkörper-)Strahlung des Sternenlichts kommt dagegen aufgrund der enormen erforderlichen Energien nicht infrage.

Der TeV-Himmel enthält zur Zeit weniger als zehn Objekte, von denen über eine Beobachtung kosmischer Gammastrahlung berichtet wurde, siehe Abbildung 1.1[2]. Die Emission aller dieser Punktquellen läßt sich zufriedenstellend mit Beschleunigermodellen erklären. Dabei kann es sich entweder vornehmlich um beschleunigte Elektronen und Po-

---

[2] Oberhalb von 100 MeV umfaßt der aktuelle Katalog des Satellitenexperiments EGRET dagegen noch 271 γ-Quellen [Hartman et al., 1999].

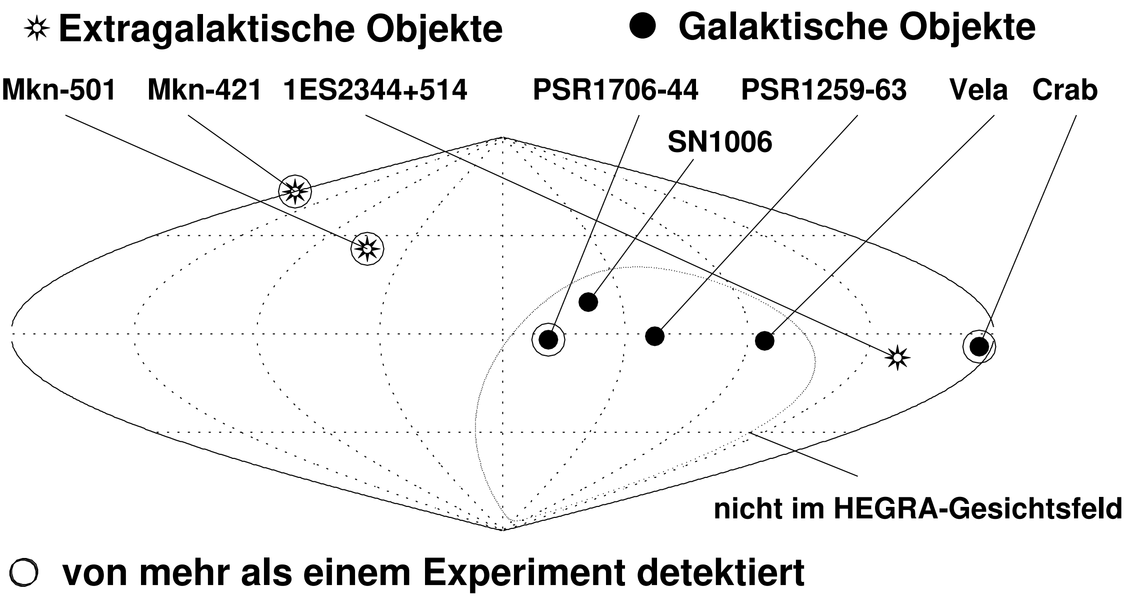


Abbildung 1.1: Karte der bislang bekannten TeV-γ-Quellen (in galaktischen Koordinaten). Als zweifelsfrei etabliert gelten solche Quellen, die von mehr als einem Experiment nachgewiesen worden sind. Alle Objekte sind bisher nur mit abbildenden Čerenkovteleskopen beobachtet worden.

sitronen handeln, die durch Brems- und Synchrotronstrahlung sowie durch den inversen Compton-Effekt (oder eine Kombination dieser Prozesse) γ-Strahlung emittieren, oder um beschleunigte Protonen (und andere Kerne), von denen durch gegenseitige Stöße oder durch Wechselwirkung mit Photonen neutrale Pionen erzeugt werden, die wiederum in je zwei energiereiche γ-Quanten zerfallen. Im Folgenden werden die gängigen Modellvorstellungen der wichtigsten Quelltypen skizziert.

Aktive Galaxienkerne

Im Zentrum einiger Galaxien gehen offensichtlich Prozesse mit einem extrem hohen Energieumsatz vor sich, sichtbar an der Intensität der nichtthermischen Strahlung, die von diesen Objekten in breiten Wellenlängenbereichen empfangen wird. Phänomenologisch und historisch werden verschiedene Typen aktiver Galaxien unterschieden[3], es wird aber inzwischen davon ausgegangen, daß es sich bei vielen aktiven Galaxien um den gleichen Objekttyp handelt, der sich lediglich je nach Ausrichtung zu unserem Blickwinkel anders präsentiert [Urry & Padovani, 1995].

Dieses vereinheitlichte Bild nimmt ein äußerst massereiches Objekt (etwa einige Mil-

---

[3] U.a. existieren die Begriffe Radio- und Seyfert-Galaxien, Lacertiden, Blazare und Quasare, deren Bedeutung sich teilwesie überschneidet.

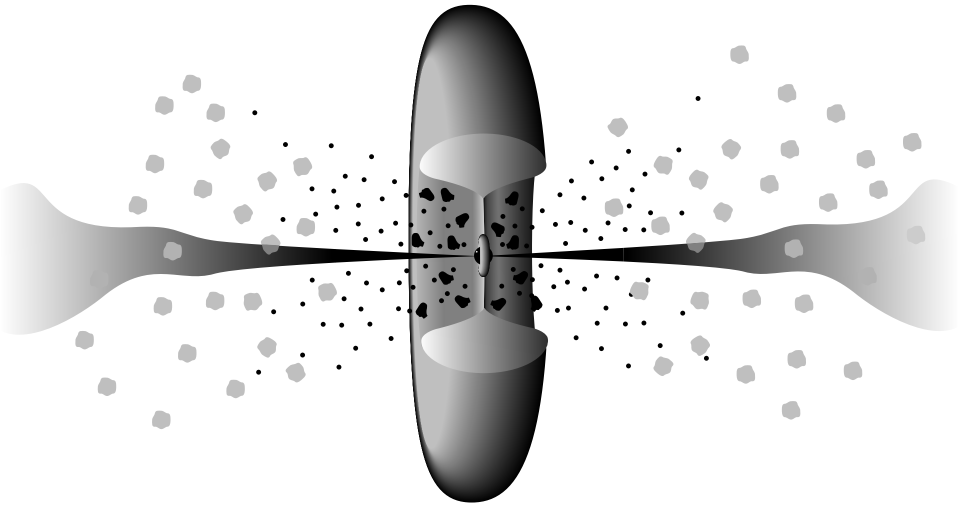


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung des Kerns einer Aktiven Galaxie (nicht maßstabsgerecht): Das zentrale Schwarze Loch ist von einer leuchtkräftigen Akkretionsscheibe und einem dicken Staub-Torus umgeben. Vermutlich durch Synchrotronstrahlung relativistischer Elektronen im Zentrum (nicht gezeigt) und zum Teil auch weiter außerhalb (schwarze Punkte) werden Materiewolken (schwarze und graue Flecken) zum Leuchten angeregt. Die Materiejets, die bis zu einige hundert Kiloparsec aus dem Galaxienkern hinausschießen können, bilden sich im Zusammenhang mit der Akkretion des Schwarzen Lochs, ihre genaue Entstehung und Dynamik ist noch ungeklärt. Ein Beobachter sieht aus der hier dargestellten Perspektive eine leuchtkräftige Radiogalaxie, während das gleiche Objekt als Blazar erscheint, wenn einer der Jets in etwa in Richtung Beobachter zeigt (aus [Urry & Padovani, 1995]).

liarden Sonnenmassen) im Kerngebiet einer aktiven Galaxie an, das dort mit hoher Rate Materie verschluckt. Die Dauer beobachteter Helligkeitsschwankungen zeigt, daß der Energieumsatz in einem sehr kompakten Gebiet vor sich gehen muß, so daß nur ein supermassives Schwarzes Loch als Antrieb eines Aktiven Galaxienkerns infrage kommt. Um dieses zentrale Schwarze Loch bildet sich eine Akkretionsscheibe, senkrecht dazu schiessen zwei gebündelte Materiestrahlen (sogenannte Jets) mit hoher Geschwindigkeit aus den Polen des Kerns hinaus, deren Enstehung und Dynamik noch ungeklärt sind.

Zeigt einer dieser Jets zufällig auf den Beobachter, erscheint die Aktive Galaxie als Quelle energiereicher γ-Strahlung (Blazar). Gegenwärtig sind im TeV-Bereich die beiden Blazare Markarian-421 [Punch et al., 1992] und Markarian-501 [Quinn et al., 1996, Bradbury et al., 1997] bekannt, von dem Objekt 1ES2344+514 ist ein — bislang einmaliger — Strahlungsausbruch oberhalb von 350 GeV beobachtet worden [Catanese et al., 1998].

In den Jets werden scheinbar überlichtschnelle Materiewolken ausgestoßen und geladene Teilchen zu relativistischen Energien beschleunigt. Dabei kann es sich entweder um Elektronen (und Positronen) oder um Protonen (und andere Kerne) handeln, oder um eine Kombination beider Teilchensorten. In einem Elektron-Beschleuniger entstehen Röntgenphotonen durch Synchrotronstrahlung der Elektronen in den starken Magnetfeldern der Jets, wobei diese Röntgenphotonen durch inverse Compton-Streuung an denselben relativistischen Elektronen GeV- bis TeV-Energien erhalten können („Synchrotron Self Compton Effect“, siehe z.B. [Inoue & Takahara, 1996]). Als Stoßpartner für die inverse Compton-Streuung der relativistischen Elektronen kommen auch UV-Photonen in Frage, die direkt vom Galaxienkern ausgesandt werden [Schlickeiser, 1996]. Wegen der hohen Synchrotronverluste der Elektronen wird beim Elektron-Beschleuniger eine Obergrenze der γ-Strahlung im unteren TeV-Bereich erwartet.

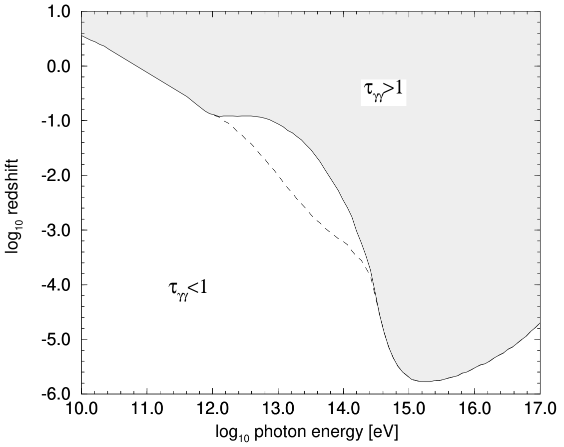


Abbildung 1.3: Der Horizont für energiereiche γ-Strahlung: Durch Paarerzeugung am intergalaktischen Infrarothintergrund werden energiereiche γ-Quanten absorbiert. Je nach Szenario wird die optische Tiefe $\tau_{\gamma\gamma}$=1 für 20 TeV-Photonen bei einer Rotverschiebung von z=0,004 bis z=0,07 erreicht (aus [Mannheim et al., 1996]).

Der Proton-Beschleuniger [Mannheim, 1993] emittiert energiereiche γ-Strahlung hingegen über die Erzeugung neutraler Pionen in Wechselwirkungen der beschleunigten Protonen mit Synchrotronphotonen. Die Synchrotronverluste der Protonen sind dabei viel geringer als die der Elektronen, so daß sich mit diesem Modell auch Multi- TeV-Strahlung erklären läßt. Es bestehen allerdings Schwierigkeiten, in dieses Modell die bei Blazaren beobachtete hohe kurzzeitige Variabilität einzubetten. In einem Proton-Blazar müssen über die Erzeugung und den Zerfall geladener Pionen auch Neutrinos entstehen, die sich mit einem künftigen Neutrino-Teleskop nachweisen lassen könnten. Eine Entscheidung zugunsten eines der genannten Modelle kann mit den derzeit vorliegenden Meßdaten nicht getroffen werden.

Unabhängig vom Erzeugungsprozeß erfährt die γ-Strahlung extragalaktischer Objekte eine deutliche Abschwächung durch Paarerzeugung an den Photonen des intergalaktischen Infrarothintergrunds. Die genaue Intensität der extragalaktischen Infrarotstrahlung ist nicht bekannt, da sie von der Infrarotstrahlung unseres Sonnensystems und unserer Galaxie bei weitem übertroffen wird und der intergalaktische Infrarothintergrund daher äußerst schwer zu messen ist. Es existieren jedoch verschiedene Modelle zur Absorption energiereicher γ-Quanten im intergalaktischen Raum.

Je nach Modell wird die optische Tiefe $\tau_{\gamma\gamma}$=1, oft auch γ-Horizont genannt, für 20 TeV-

Photonen (der Schwellenenergie der HEGRA-Detektorfelder) bei einer Rotverschiebung der Quelle von z=0,004 bis z=0,07 erreicht, siehe Abbildung 1.3. Dies bedeutet jedoch nicht, daß von einer Quelle größerer Entfernung keine γ-Strahlung mehr nachweisbar sein wird. Allerdings sinkt die Intensität einer Quelle am γ-Horizont auf den e^{-1}-ten Teil der emittierten Strahlung ab. Für Objekte innerhalb unserer Galaxie spielt die Absorption am Infrarothintergrund keine Rolle, wie aus Abbildung 1.3 ersichtlich ist.

Mikroquasare

Der Begriff Mikroquasar bezeichnet kompakte Objekte *innerhalb* unserer Galaxis, die in einigen Eigenschaften den Aktiven Galaxien ähneln. So wurden scheinbar überlichtschnelle — entsprechend kleinere — Materiejets bei Mikroquasaren beobachtet [Mirabel & Rodriguez, 1994], und diese Objekte zeigen ebenfalls eine stark variable Emission. Es wird vermutet, daß sich in ihrem Zentrum ebenfalls ein Schwarzes Loch befindet, das allerdings mit nur einigen Sonnenmassen wesentlich weniger massereich ist als das zentrale Schwarze Loch einer Aktiven Galaxie.

In ähnlicher Weise wie Aktive Galaxien könnten also auch Mikroquasare energiereiche γ-Strahlung bis eventuell in den TeV-Bereich aussenden. Tatsächlich wurde in den Beobachtungen mit dem HEGRA-Čerenkovteleskopsystem eine leichte Überhöhung von Ereignissen aus der Richtung des Mikroquasars GRS1915+105 beobachtet, die allerdings keine ausreichende Signifikanz für eine Etablierung dieser Quelle erreichte [Aharonian & Heinzelmann, 1998]. Galaktische Mikroquasare können jedoch als Kandidaten für stark variable TeV-γ-Strahlung angesehen werden.

Röntgendoppelsterne

Röntgendoppelsterne bestehen aus einem kompakten Objekt (einem Neutronenstern, einem Weißen Zwergstern oder einem stellaren Schwarzen Loch), das von einem gewöhnlichen Begleitstern vergleichbarer Masse Materie akkretiert. Die Strahlung, die von der akkretierten Materie während dieses Prozesses abgestrahlt wird, läßt sich im Röntgenlicht beobachten.

In der Regel bildet sich bei Röntgendoppelsternen eine Akkretionsscheibe um den kompakten Partner aus[4], und das starke Magnetfeld des akkretierenden Objekts kann auf vielerlei Weisen geladene Teilchen auf Energien von bis zu 10.000 TeV beschleunigen. Je nach Typ dieser beschleunigten Partikel könnte energiereiche γ-Strahlung bis in den

---

[4] Eine Ausnahme hiervon sind die sogenannten Polare, deren Magnetfeld so stark ist, daß es die Ausbildung einer Scheibe verhindert. Die akkretierte Materie fließt stattdessen direkt entlang der Magnetfeldlinien auf die Pole des akkretierenden Objekts.

TeV-Bereich durch den Synchrotron-Self-Compton-Effekt oder über Erzeugung und Zerfall neutraler Pionen entstehen. In [Chadwick et al., 1990] sind einige Modelle für energiereiche γ-Emission von Röntgendoppelsternen zusammengestellt.

Durch die Materie-Akkretion kann es zu unregelmäßigen, heftigen Strahlungsausbrüchen kommen, die beispielsweise bei den sogenannten kataklysmischen Veränderlichen beobachtet werden. Obwohl es immer wieder Hinweise auf energiereiche γ-Strahlung von Röntgendoppelsternen gegeben hat, konnte bisher keines dieser Objekte am TeV-Himmel etabliert werden. Die verschiedenen Typen der Röntgendoppelsterne können jedoch als Quellkandidaten für stark variable TeV-γ-Strahlung gelten.

Pulsare

Als Pulsare werden schnell rotierende Neutronensterne mit einem starken Magnetfeld bezeichnet, von denen ein regelmäßiges, gepulstes Signal beobachtet werden kann. Ein Neutronenstern ist das Ergebnis der Supernova-Explosion eines massereichen Sterns. Elektrisch geladene Teilchen können dem Magnetfeld nur entlang der offenen Feldlinien entkommen, es entsteht ein stetiger Strahl beschleunigter Teilchen aus den magnetischen Polen des Neutronensterns. Die Rotationsachse und die Magnetfeldachse stimmen in der Regel nicht überein, so daß der Teilchenstrahl ähnlich wie das Licht eines Leuchtturms wechselnde Himmelsregionen überstreicht. Ein Beobachter in den überstrichenen Regionen sieht einen regelmäßig wiederkehrenden Radio- bis Röntgenblitz.

Energiereiche γ-Quanten bis in den TeV-Bereich hinein können durch inverse Compton-Streuung der relativistisch beschleunigten Elektronen und Positronen an Röntgenphotonen von der Oberfläche des Pulsars entstehen [Harding & Muslimov, 1998]. Ist der Pulsar von einer Materiewolke — dem Überrest der Supernovaexplosion — umgeben, erzeugen die beschleunigten Partikel im Magnetfeld der umgebenden Materiewolke Synchrotronstrahlung. Durch inverse Compton-Streuung der Elektronen und Positronen an den selbsterzeugten Synchrotronphotonen kann sehr energiereiche γ-Strahlung entstehen, die stetig und isotrop ist. Der bekannteste dieser sogenannten Plerionen ist der Krebsnebel-Pulsar („Crab“) [de Jager & Harding, 1992], der bis in den TeV-Bereich als „Standardkerze“ der γ-Astronomie dient.

Supernova-Überreste

Junge Supernova-Überreste (bis etwa einige tausend Jahre nach der Explosion) gelten vor allem als Quellen der geladenen Kosmischen Strahlung: Wenn die sich ausbreitende Gashülle des explodierten Sterns auf das interstellare Medium trifft, bildet sich eine starke Schockfront aus. Geladene Teilchen, die diese Schockfront überqueren, können durch die sogenannte diffusive Schock-Beschleunigung (Fermi-I-Beschleunigung, siehe z.B. [Gaisser, 1990]) auf sehr hohe Energien beschleunigt werden.

In der Schockfront entsteht Brems- und Synchrotronstrahlung, durch Wechselwirkungen beschleunigter Atomkerne können jedoch auch neutrale Pionen erzeugt werden, die in je zwei energiereiche Photonen zerfallen. Die resultierende γ-Strahlung könnte sich durchaus bis in den TeV-Bereich erstrecken, bislang ist allerdings erst bei einem einzigen Supernova-Überrest (SN1006) ein Hinweis auf TeV-Strahlung gefunden worden, und auch das nur mit schwacher Signifikanz [Tanimori et al., 1998]. Für die galaktische Komponente der geladenen Kosmischen Strahlung stellen Supernova-Überreste wegen ihrer Häufigkeit und der Effizienz der Schockfront-Beschleunigung eine vielversprechende Quelle dar.

1.2 Kosmische Teilchenstrahlung

Zu Beginn unseres Jahrhunderts stellte der österreichische Physiker Victor Hess bei Forschungsflügen mit einem Heißluftballon fest, daß mit steigender Flughöhe der Anteil ionisierter Luftmoleküle zunimmt. Er schloß daraus auf die Anwesenheit einer aus dem Weltall auf unsere Lufthülle treffenden ionisierenden Strahlung [Hess, 1912]. Mit dieser Beobachtung hatte Hess das Phänomen entdeckt, für das der amerikanische Physiker Robert Millikan später den Begriff Kosmische Strahlung prägte. Genaugenommen hatte Hess allerdings statt der eigentlichen kosmischen Primärteilchen zunächst die Sekundärpartikel der damals noch unbekannten, von der Kosmischen Strahlung in der Erdatmosphäre ausgelösten Luftschauer gefunden (siehe Abschnitt 1.3).

Heute sind das Energiespektrum und die chemische Zusammensetzung der Kosmischen Primärstrahlung recht gut bekannt. Es handelt sich um energiereiche, elektrisch geladene Teilchen, in der Hauptsache leichte Atomkerne. Protonen stellen einen Anteil von etwa 90% an der Kosmischen Teilchenstrahlung, weitere ca. 9% sind α-Partikel, der Rest schwerere Atomkerne. Etwa 1.000 Primärteilchen treffen pro Sekunde auf jeden Quadratmeter unserer Lufthülle — in erster Näherung isotrop aus allen Himmelsrichtungen, da die elektrisch geladenen Teilchen von galaktischen und intergalaktischen Magnetfeldern abgelenkt werden. Es gibt allerdings neben der Erwartung scheinbarer Anisotropien, die auf den Eigenbewegungen von Erde und Sonnensystems beruhen („Compton-Getting-Effekt“ [Berezinskii et al., 1990]), auch experimentelle Hinweise auf tatsächliche Anisotropien der Kosmischen Strahlung, die jedoch eine detaillierte Beobachtung erfordern, siehe hierzu z.B. [Schmele, 1998].

Abbildung 1.4 zeigt das differentielle Spektrum der Kosmischen Strahlung, gemittelt über alle Teilchenarten. Der differentielle Fluß wird sehr gut durch ein Potenzgesetz der

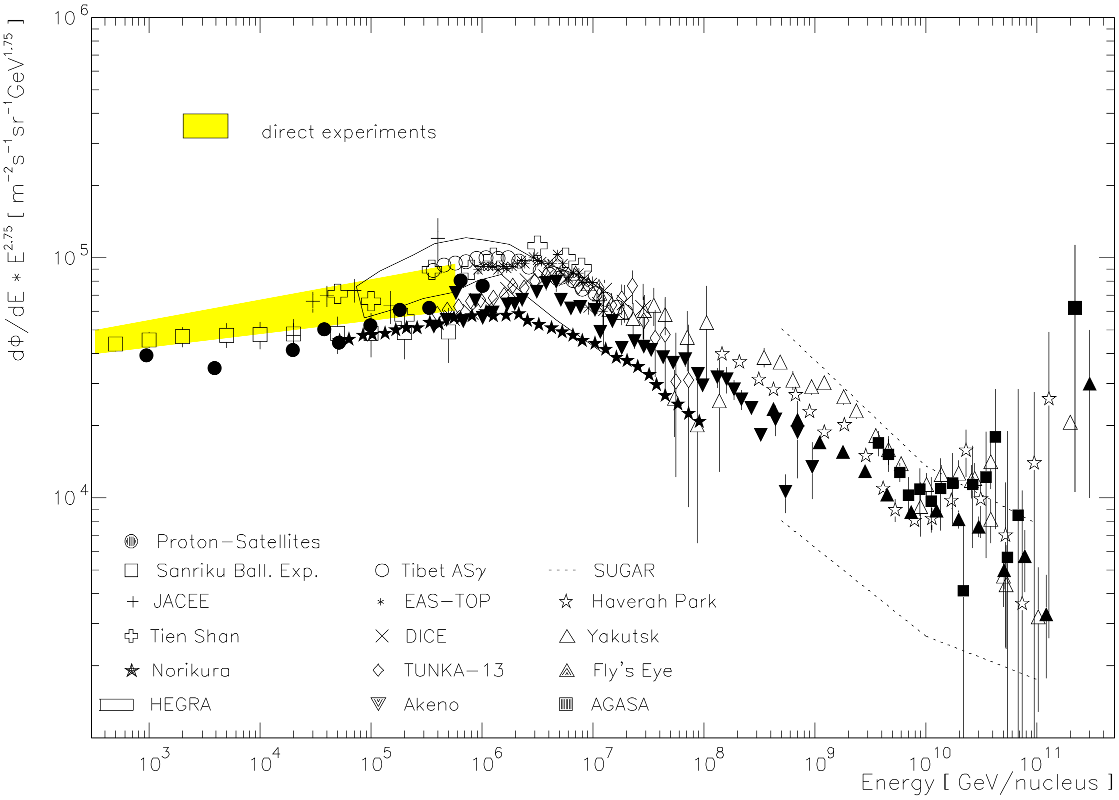


Abbildung 1.4: Das über alle Teilchenarten gemittelte, differentielle Spektrum der Kosmischen Teilchenstrahlung, skaliert mit $E^{-2{,}75}$ (aus [Wiebel-Sooth & Biermann, 1999]).

Form

$$\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}E} = \Phi_0 \cdot E^{-\gamma}$$

beschrieben, wobei sich für den Spektralindex γ drei Zonen ergeben: Bis zu einigen 10^6 GeV ist $\gamma = 2{,}67$, darüber — am sogenannten Knie — wird das Energiespektrum mit $\gamma = 3{,}1$ zunächst steiler, bis es bei ca. 10^{10} GeV, dem „Knöchel“, wieder merklich abflacht ($\gamma \approx 2{,}6$). Der differentielle Fluß ist in Abbildung 1.4 mit $E^{-2{,}75}$ skaliert worden, um Knie und Knöchel deutlicher hervorzuheben.

Es existieren unterschiedliche Erklärungsmodelle für die Änderung des Spektralindexes in der Region des Knies. Es ist möglich, daß es sich hierbei um eine unmittelbare Eigenschaft der kosmischen Beschleunigungsmechanismen handelt, oder daß geladene Teilchen mit Energien oberhalb des Knies grundsätzlich in anderen Beschleunigertypen erzeugt werden als unterhalb. Darüberhinaus wird erwartet, daß das galaktische Magnetfeld bei hohen Teilchenenergien nicht mehr stark genug ist, um die Partikel zu binden. Primärteilchen ab einer charakteristischen Energie, die vom Verhältnis der Teilchenmasse zur -ladung abhängt, könnten also aus der Galaxis entkommen.

Alle Erklärungsversuche sagen eine mehr oder weniger deutliche Änderung in der chemischen Zusammensetzung der Teilchenstrahlung am Knie voraus. Detaillierte Untersuchungen des Atomkernverhältnisses oberhalb des Knies versprechen daher neue Erkenntnisse über die bislang weitgehend unbekannten Quellen der geladenen Kosmischen Teilchenstrahlung. Der Ursprung der Kosmischen Teilchenstrahlung wird unterhalb des Knies allgemein als galaktisch angenommen [Longair, 1994], während oberhalb des Knies eine extragalaktische Komponente vorherrschen könnte. Es gibt jedoch auch Modelle, die generell einen überwiegend galaktischen Ursprung der Kosmischen Strahlung annehmen, beispielsweise als „Nebenprodukt“ galaktischer Gamma Ray Bursts [Dar & Plaga, 1999].

Wegen der gekrümmten Flugbahnen ist es nicht möglich, die Trajektorie eines elektrisch geladenen kosmischen Teilchens zu seiner Quelle zurückzuverfolgen[5]. Es wird jedoch erwartet, daß Quellen kosmischer Photonen auch geladene Kosmische Strahlung erzeugen und umgekehrt. Die γ-Astronomie kann also wesentlich zur Auffindung der Quellen geladener Kosmischer Strahlung beitragen.

1.3 Ausgedehnte Luftschauer

Sowohl kosmische Photonen als auch kosmische Hadronen lösen durch Wechselwirkungen mit Luft-Atomkernen eine Kaskade von Sekundärteilchen aus, sobald sie auf die Erdatmosphäre treffen. Diese sogenannten ausgedehnten Luftschauer wurden erstmals 1938 von Pierre Auger am Jungfrau-Joch in der Schweiz nachgewiesen [Auger et al., 1939].

Hadron- und Photonschauer unterscheiden sich grundsätzlich durch den hadronischen Kern, der den γ-induzierten Ereignissen fehlt: Während ein primäres Photon direkt bei der ersten Wechselwirkung in der Atmosphäre ein energiereiches Elektron-Positron-Paar erzeugt und damit eine einzige elektromagnetische Kaskade initiiert, dringt der hadronische Kern eines hadroninduzierten Luftschauers verhältnismäßig weit in die Atmosphäre ein und erzeugt auf seinem Weg eine Vielzahl neutraler Pionen, die wiederum in zwei energiereiche Photonen zerfallen. Auf diese Weise entsteht in einem Hadronschauer eine Vielzahl elektromagnetischer Kaskaden, und zahlenmäßig dominieren auch bei einem hadroninduzierten Ereignis die elektromagnetischen Sekundärteilchen. Die hadronische Wechselwirkungslänge in der Atmosphäre ist mit etwa $70\,\mathrm{g/cm^2}$ fast doppelt so groß wie die elektromagnetische von $X_0 = 37\,\mathrm{g/cm^2}$.

---

[5] Allenfalls für die energiereichsten Teilchen der geladenen Kosmischen Strahlung ist die Ablenkung im Magnetfeld so gering, daß eine Art „Hadron-Astronomie“ möglich ist. Der Fluß dieser energiereichsten Primärteilchen ist für ein Experiment wie HEGRA allerdings zu klein, um in angemessener Zeit eine ausreichende Zahl der energiereichsten Teilchen beobachten zu können.

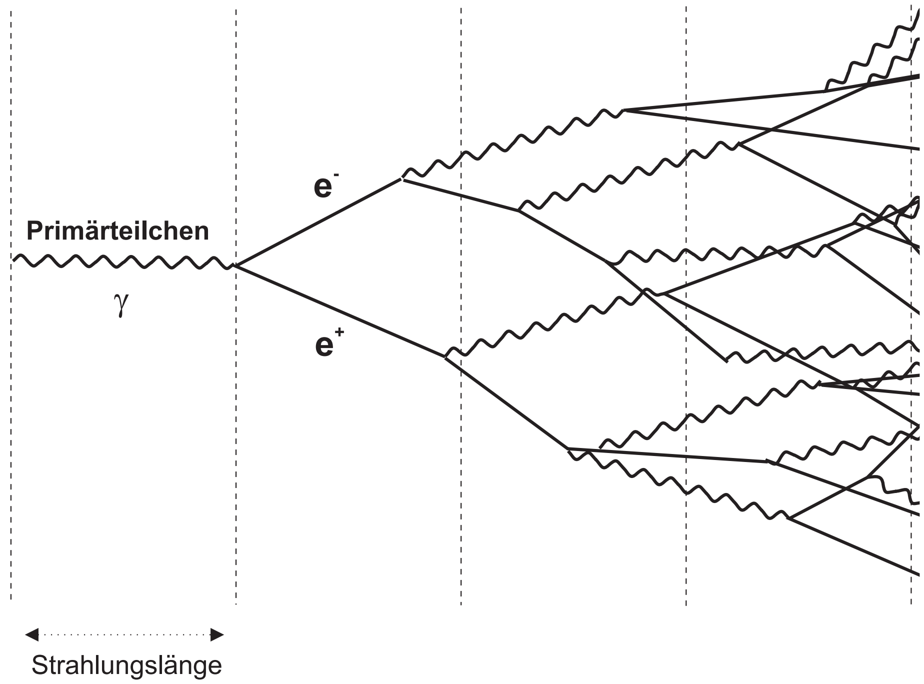


Abbildung 1.5: Beginn der elektromagnetischen Kaskade eines Luftschauers (aus [Pätzold, 1998]).

Longitudinalentwicklung

Die elektromagnetische Kaskade eines photoninduzierten Luftschauers wächst durch fortwährende Paarerzeugung und anschließende Bremsstrahlung rasch an. Nach jeweils einer Wechselwirkunglänge X_0 hat sich die Zahl der Schauerteilchen verdoppelt (die Konversionslänge λ_0 der Bremsstrahlungs-Photonen in $e^{\pm}$-Paare ist nur wenig größer — etwa um den Faktor 9/7 — als X_0). Abbildung 1.5 skizziert den Beginn einer solchen elektromagnetischen Kaskade.

Die Energie des primären Photons E_0 verteilt sich auf alle Folgeprodukte in der Kaskade[6]. Sobald der Ionisationsverlust der einzelnen Elektronen und Positronen den Bremsstrahlungsverlust übertrifft — dies ist in Luft für Elektronen und Positronen bei etwa einer kritischen Energie von E_{krit}=80 MeV der Fall —, werden keine neuen $e^{\pm}$-Paare mehr erzeugt und die Zahl der elektromagnetischen Schauerteilchen nimmt durch Absorption langsam ab, die Kaskade „stirbt aus“.

Ihren maximalen Umfang erreicht die elektromagnetische Kaskade gerade, wenn die einzelnen Elektronen und Positronen nur noch die kritische Energie E_{krit} besitzen. Nach n Wechselwirkunglängen beträgt die mittlere Energie eines elektromagnetischen Schauer-

---

[6] Gelegentlich kommt es auch zur Photoproduktion von Hadronen und Mesonen

teilchens $\overline{E} = E_0 \cdot 2^{-n}$, so daß das Schauermaximum n_{max} Wechselwirkunglängen unterhalb der initiierenden Wechselwirkung des primären Photons liegt:

$$n_{max} = \frac{1}{\log(2)} \cdot \log\left(\frac{E_0}{E_{krit}}\right)$$

Die Eindringtiefe $X_{max} = n_{max} \cdot X_0$ eines Photonschauers ist also proportional zum Logarithmus der Energie des primären kosmischen Photons.

Für hadroninduzierte Luftschauer zeigen M^{te}-Carlo-Simulationsrechnungen, daß die Lage des Schauermaximums ebenfalls proportional zur Energie des Primärteilchens ist, wobei sich die Kaskade eines Kerns aus A Nukleonen wie die Überlagerung von A Protonschauern verhält, so daß $n_{max} \sim \log(E_0/A)$ gilt.

Lateralentwicklung

Durch Coulomb-Vielfachstreuung der geladenen Schauerteilchen weitet sich ein Luftschauer lateral auf. Diese Aufweitung erfolgt rotationssymmetrisch zur Flugrichtung des kosmischen Primärteilchens, so daß die Information über die Herkunftsrichtung in der Atmosphäre erhalten bleibt. Die Ursprungsrichtung des Primärteilchens wird daher auch als Schauerachse bezeichnet. Mit dem Abstand zu dieser Achse nimmt die Dichte ϱ der Sekundärteilchen ab. Das laterale Profil der elektromagnetischen Kaskade eines Schauers läßt sich durch die Parametrisierung von Nishimura, Kamata und Greisen (NKG-Formel) in Abhängigkeit vom Abstand r zur Schauerachse beschreiben als [Gaisser, 1990]

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

wobei N_e die integrale Zahl aller elektromagnetischen Sekundärteilchen und r_m den Molière-Radius angibt, der sich durch die Coulomb-Vielfachstreuung ergibt (in Luft ist $r_m \approx 9\,\mathrm{g/cm^2}$). Der Parameter s wird als Schaueralter bezeichnet und gibt den longitudinalen Entwicklungszustand der Kaskade an. Am Ort der ersten Wechselwirkung ist s gleich Null und nimmt monoton mit der Schauerentwicklung zu, bis im Schauermaximum per Definitionem $s = 1$ erreicht ist.

Čerenkovlicht-Emission

Geladene Partikel, die sich schneller als das Licht durch ein dielektrisches Medium mit dem Brechungsindex n bewegen, erzeugen einen Čerenkovlichtblitz, der häufig als optisches Analogon zum Überschallknall beschrieben wird. Die Richtung α_c dieser Abstrahlung wird bestimmt durch den Brechungsindex des Mediums n und die Geschwindigkeit v des geladenen Teilchens:

$$\cos(\alpha_c) = \frac{c_0}{v \cdot n}$$

wobei c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum angibt. Für Luft unter Normalbedingungen ist $n = 1{,}00029$, so daß das Čerenkovlicht eines Luftschauers einen charakteristischen Lichtkegel mit einem Öffnungswinkel von 1,3° erzeugt, der auf Höhe des HEGRA-Detektors einen Durchmesser in der Größenordnung von 100 m hat. Die Intensität des Čerenkovlichts ist proportional zum Quadrat der Frequenz ($I_c \sim \nu^2$), durch Absorption und Streuung liegt das Maximum dabei im blauen Bereich des sichtbaren Lichts bei etwa 330 nm.

Durch den kleinen Abstrahlwinkel sind die Čerenkovphotonen in einer Kegelscheibe konzentriert, die mit einer Dicke von etwa 30 cm [Haustein, 1996] sehr viel schmaler ist als die Teilchenfront eines Luftschauers. Die Herkunftsrichtung des Primärteilchens läßt sich daher bei entsprechender Zeitauflösung des verwendeten Detektors deutlich genauer aus der Čerenkovphotonenfront bestimmen.

In der unmittelbaren Nähe der Schauerachse ($r \lesssim 20$ m) enthält der Lichtkegel hauptsächlich Čerenkovphotonen, die erst innerhalb der letzten ein bis zwei Strahlungslängen oberhalb des Detektorniveaus abgestrahlt wurden. Zwischen 20 m und 100 m Abstand von der Schauerachse nimmt die Čerenkovphotonedichte ϱ_c exponentiell mit r ab und wird gut beschrieben durch

$$\varrho_c(r) = \varrho_0 \cdot \exp\left(-\frac{r}{r_l}\right)$$

wobei der Parameter r_l, der „Lichtradius“, die Steigung der Dichteverteilung angibt und mit der Höhe des Schauermaximums korreliert ist. Jenseits von ca. 100 m finden sich nur noch Čerenkovphotonen, die von mehrfach-gestreuten Schauerteilchen abgestrahlt wurden.

Die Mindestenergie, die ein Schauerteilchen besitzen muß, um Čerenkovphotonen erzeugen zu können, ergibt sich aus dem Brechungsindex n zu

$$E_{cmin} = m_0 c^2 \cdot n \sqrt{\frac{1}{n^2 - 1}}$$

Unter Normalbedingungen sind für ein Elektron oder Positron ($m_0 c^2$=511 keV) 21 MeV erforderlich. Der Brechungsindex nimmt in der Atmosphäre mit steigender Höhe ab, so daß die Mindestenergie für Elektronen auf etwa 100 MeV in Höhe der ersten Wechselwirkung ansteigt. Es sind also praktisch alle Schauerelektronen und -positronen an der Čerenkovlicht-Erzeugung beteiligt.

1.4 Das HEGRA-Experiment

Die HEGRA-Anlage ist ein Multikomponenten-Detektor zur Untersuchung der Kosmischen Teilchen- und γ-Strahlung oberhalb von etwa 1 TeV. Standort ist das Gelände des Observatorio del Roque de los Muchachos in 2.200 m Höhe über dem Meer (etwa 800 g/cm^2 atmosphärische Tiefe) auf der Kanarischen Insel La Palma (28,8° nördliche Breite), siehe Abbildung 1.6. Betrieben wird das Experiment gemeinschaftlich von sieben wissenschaftlichen Instituten aus Deutschland, Spanien und Armenien[7]. Während des in dieser Arbeit analysierten Zeitraums umfasste die HEGRA-Anlage folgende Detektorkomponenten:

- eine Matrix aus 243 Weitwinkel-**Szintillatorzählern** zum Nachweis der geladenen Schauerteilchen [Krawczynski et al., 1996],
- 77 Weitwinkel-Čerenkovlichtdetektoren **„AIROBICC"** [Karle et al., 1995a],
- ein Feld von 17 Myon-Detektoren, sogenannten **Geigertürmen** [Rohde et al., 1996], bei denen es sich ebenfalls um Weitwinkelinstrumente handelt. Wegen des hohen Gasverbrauchs wurde dieser Detektortyp seit Anfang 1997 nicht weiter betrieben, Geigerturmdaten konnten daher in dieser Arbeit nicht verwendet werden.
- Sechs abbildende **Čerenkovteleskope** mit einem Gesichtsfeld von weniger als 5°, von denen im betrachteten Zeitraum zwei Geräte einzeln betrieben wurden [Mirzoyan et al., 1994, Konopelko et al., 1996], während die übrigen vier für die stereoskopische Beobachtung von Luftschauern zum HEGRA-Čerenkovteleskopsystem zusammengeschaltet waren [Daum et al., 1997].

Die Datennahme-Elektronikketten der Detektor-Matrizen und der Čerenkovteleskope sind voneinander getrennt. Abbildung 1.7 zeigt die Anordnung der einzelnen Detektorstationen auf dem HEGRA-Gelände.

Das Szintillatorfeld

Das HEGRA-Szintillatorfeld dient zum Nachweis geladener Schauerteilchen und energiereicher Schauerphotonen und besteht aus einem gleichmäßigen Raster von 13 mal 13 Einzeldetektoren, die in einem Abstand von jeweils 15 Metern angeordnet sind[8]. Die Fläche dieser Matrix beträgt 180 m × 180 m. Im Zentrum des Feldes verkürzen 76 weitere Szintillatorzähler den Einzeldetektorabstand auf etwa 10 m, siehe Abbildung 1.7.

---

[7] HEGRA-Mitglieder sind die Physikalischen Institute der Universitäten Hamburg, Kiel, Madrid und Wuppertal, das Max-Planck-Institut für Kernphysik Heidelberg und das Max-Planck-Institut für Physik (Werner-Heisenberg-Institut) München sowie das Physikalische Institut Eriwan.

[8] Zwei Eckpunkte sind unbesetzt, so daß dieses Grundraster von 167 Detektoren gebildet wird.

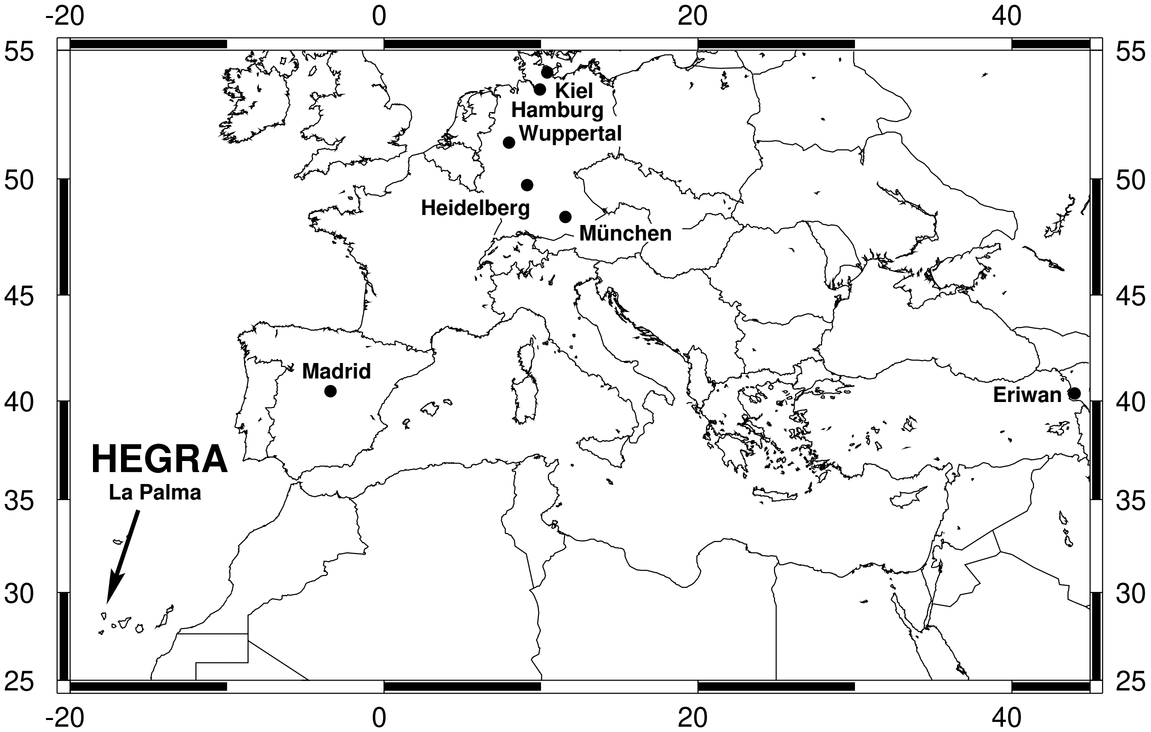


Abbildung 1.6: Das HEGRA-Experiment und die Mitgliedsinstitute.

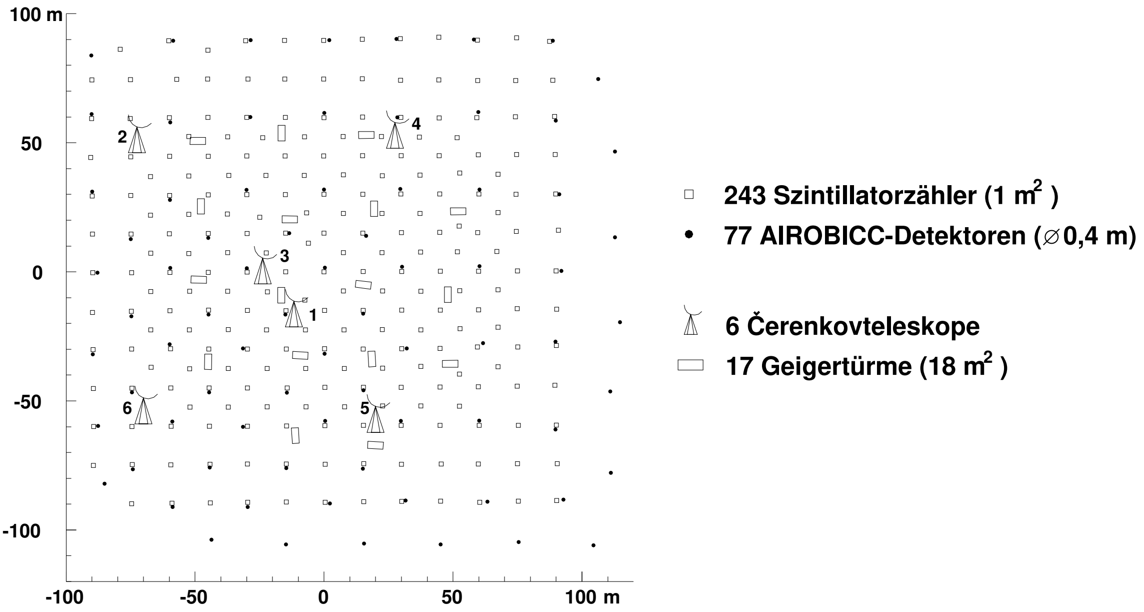


Abbildung 1.7: Anordnung der einzelnen Detektorstationen auf dem HEGRA-Gelände (zur Verfügung gestellt von J. Prahl).

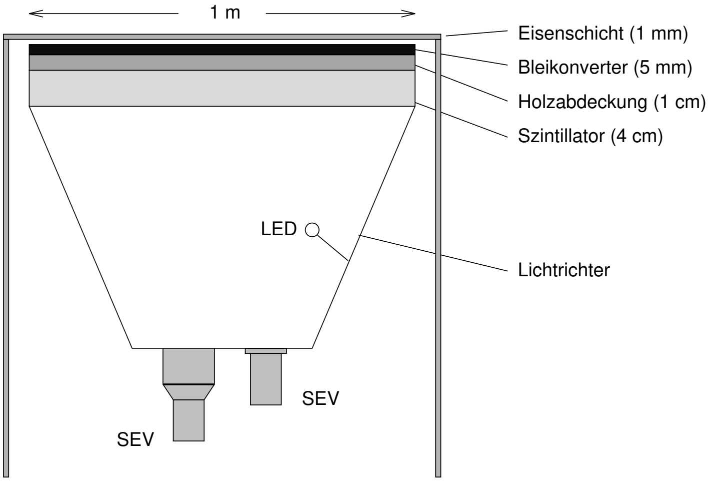


Abbildung 1.8: Querschnitt durch einen Szintillatordetektor.

Abbildung 1.8 zeigt den Aufbau einer Szintillatorstation: In einem wetterfesten Gehäuse aus Zinkblech ist ein 1 m × 1 m großer und 3 – 5 cm dicker Plastikszintillator untergebracht, in dem alle geladenen Schauerteilchen Szintillationslicht erzeugen. Zuvor müssen sie eine 5 mm dicke Bleischicht durchqueren (ca. eine Strahlungslänge), die den Szintillator von niederenergetischen Partikeln abschirmt und für eine Konversion energiereicher Schauerphotonen in Elektron-Positron-Paare sorgt, die dann ebenfalls über ihr Szintillationslicht detektiert werden könen. Es hat sich gezeigt, daß auf diese Weise eine verbesserte Schauerrichtungs-Bestimmung möglich ist.

Der Plastikszintillator ist durch einen weiß gestrichenen Lichttrichter mit zwei Sekundärelektronenvervielfachern (SEV, Photomultiplier) verbunden, von denen einer eine gute Zeitauflösung aber eine geringe Dynamik besitzt, während der andere einen großen Dynamikbereich aber eine verhältnismäßig schlechte Zeitauflösung aufweist[9]. Beide Signale werden über bei allen Einzelstationen gleich lange Kabel (150 m) zur zentralen Datennahme der Detektorfelder geführt und für die Auswertung gespeichert. Über eine in den Lichttrichter eingebaute Leuchtdiode (LED) können in allen Einzelstationen Testschauer zu Kalibrationszwecken ausgelöst werden.

Messungen mit dem Szintillatorfeld decken den lokal sichtbaren Himmel bis zu einem Zenitwinkel von $\vartheta \approx 60^\circ$ ab. Sie sind licht- und wetterunabhängig und können rund um die Uhr durchgeführt werden. Abzüglich technisch bedingter Unterbrechungen und notwendiger Wartungsarbeiten werden erfahrungsgemäß etwa 70% eines Jahres abgedeckt. Wird das Szintillatorfeld alleine betrieben, verlangt die Auslösebedingung vier getroffene Einzelstationen. Es ergibt sich eine Schwellenenergie für Photonschauer von knapp 2 TeV und eine Winkelauflösung von etwa 3° [Krawczynski, 1997]. Während des Kombinationsbetriebs mit der Čerenkovlicht-Detektormatrix AIROBICC müssen mindestens 14 Szintillatorstationen getroffen sein, um die Datenauslesung an allen Szintillator- und AIROBICC-Stationen zu aktivieren. Diese Maßnahme verhindert eine zu hohe Datennahmerate und eine damit zu stark ansteigende Detektortotzeit.

---

[9] Die 76 Detektoren der zentralen Verdichtung besitzen keinen zweiten Sekundärelektronenvervielfacher. Stattdessen wird eines der Signale an einer Dynode, das andere an der Anode abgegriffen.

Die AIROBICC-Matrix

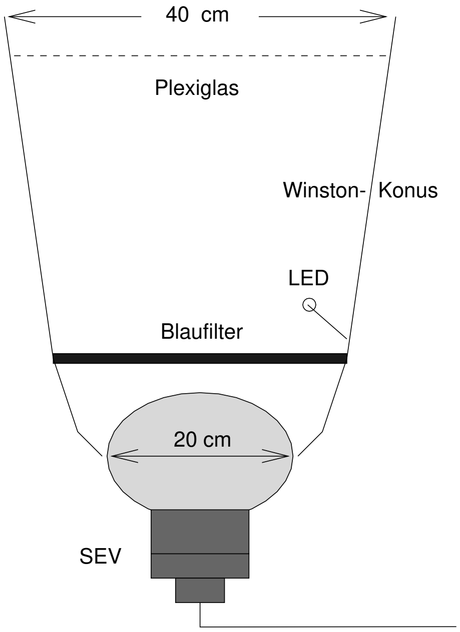


Abbildung 1.9: Querschnitt durch eine AIROBICC-Station.

In mondlosen, wolkenfreien Nächten kann mit den Čerenkovlichtdetektoren der AIROBICC[10]-Matrix das von den Schauerteilchen in der Erdatmosphäre erzeugte Čerenkovlicht gemessen werden. Auf der gleichen Fläche wie das Szintillatorfeld ist eine Grundmatrix aus 49 AIROBICC-Stationen in einem regelmäßigen 7×7-Raster mit einem Abstand von jeweils 30 Metern aufgestellt. Ergänzt wird diese Konfiguration durch zwölf L-förmig am unteren und rechten Rand der Grundmatrix aufgestellte Detektoren sowie durch eine Verdichtung aus 4×4 weiteren Meßstationen, siehe Abbildung 1.7.

Abbildung 1.9 zeigt den schematischen Aufbau einer AIROBICC-Detektorstation: Unter einem vor Schmutz und Feuchtigkeit schützenden, beheizbaren Plexiglasfenster ist ein spezieller Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) aufgestellt, der direkt den Nachthimmel beobachtet. Zur Optimierung der Lichtausbeute ist der Sekundärelektronenvervielfacher von einem verspiegelten Winston-Konus umgeben, der schräg einfallende Photonen auf den Sekundärelektronenvervielfacher reflektiert. Ein Blaufilter reduziert die Hintergrundhelligkeit des Nachthimmels. Wie bei den Szintillatordetektoren kann über eine eingebaute Leuchtdiode (LED) ein Testschauer zur Kalibrierung der Einzelstationen ausgelöst werden. Die Meßsignale werden auch hier über Kabel gleicher Länge zur zentralen Detektorfelder-Datennahme geführt, wobei ein in der Detektorstation verstärktes und ein unverstärktes Signal verwendet werden, um einen möglichst großen Dynamikbereich abzudecken.

Der Detektor ist durch ein Zinkblech-Gehäuse mit beweglichem Deckel vor Witterungseinflüssen geschützt. Die Abdeckung des Gehäuse läßt sich zur Beobachtung mit Hilfe eines Motors öffnen. Die AIROBICC-Detektormatrix kann in etwa während 12% der Beobachtungszeit betrieben werden. Ihr Gesichtsfeld beträgt rund 30°, die Winkelauflösung erreicht 0,3 – 0,4° für Photonschauer. In der Regel werden mit der AIROBICC-Matrix und dem Szintillatorfeld gemeinsame Luftschauerbeobachtungen durchgeführt, die Auslösebedingung ist dann auf sechs getroffene AIROBICC-Detektoren *oder* 14 getroffene Szintillatorstationen für die kombinierte Anlage eingestellt, die damit eine Schwellenenergie von knapp 20 TeV für γ-induzierte Luftschauer besitzt.

---

[10] **AIR** shower **O**bservation **B**y angle **I**ntegrating **C**herenkov **C**ounters

Abbildende Cerenkovteleskope

Im Gegensatz zu den Weitwinkel-Detektorfeldern, von denen die Teilchen- oder Čerenkovlichtmenge während des Durchgangs der Schauerfront gemessen wird, zeichnen die sechs abbildenden Čerenkovteleskope ein Bild der Schauerentwicklung in der Atmosphäre auf. Die Teleskope besitzen zu diesem Zweck eine Kamera, die aus 271 Sekundärelektronenvervielfachern aufgebaut ist und die Beobachtung eines 4,3° großen Himmelsausschnitts erlaubt. Die Lichtsammelfläche beträgt etwa 8,5 m^2 und ist aus 30 Einzelspiegeln zusammengesetzt[11].

Die Beobachtung der Schauerentwicklung in der Atmosphäre verlangt nicht, daß die Schauerfront das Detektorniveau unbedingt erreichen muß, die Čerenkovteleskope sind daher schon bei einer deutlich geringeren Energie des schauerauslösenden Primärteilchens empfindlich als die Detektorfelder. Für die Schwellenenergie der beiden Prototyp-Teleskope wird im allgemeinen 1,5 TeV (CT1) und 1 TeV (CT2) angegeben, die übrigen vier Instrumente sind für die stereoskopische Luftschauerbeobachtung zum HEGRA-Čerenkovteleskopsystem zusammengeschlossen, das ab etwa 0,5 TeV empfindlich ist. Die Winkelauflösung der Čerenkovteleskope liegt in der Größenordnung 0,1°. Die Analyse erfolgt anhand der Abbilder der longitudinalen Schauerentwicklung und erlaubt eine sehr gute Unterscheidung photon- und hadroninduzierterte Luftschauer [Konopelko et al., 1998].

Generell ist die Beobachtung mit den abbildenden Čerenkovteleskopen genau wie mit dem Weitwinkel-Čerenkovlichtdetektor AIROBICC auf mondlose Nachtstunden bei klarem Himmel beschränkt. Für das Teleskop CT1 wurde jedoch eine Technik entwickelt, die in begrenztem Umfang auch Messungen bei Mondschein erlaubt [Kranich et al., 1999]. Allgemein eignen sich die Čerenkovteleskope wegen ihres vergleichsweise geringen Gesichtsfelds hauptsächlich zur Suche nach punktförmigen Quellen kosmischer γ-Strahlung. Es sind jedoch auch Analysen der isotropen Kosmischen Teilchenstrahlung mit den Teleskopsystemdaten durchgeführt worden [Hemberger, 1998b]. In der vorliegenden Arbeit werden gemittelte Intensitätsmessungen des Prototyp-Teleskops CT1 und eine Auswahl mit dem Čerenkovteleskopsystem registrierter Einzelereignisse aus der Beobachtung der Aktiven Galaxie Markarian-501 verwendet. Diese Daten wurden bereits in aufbereiteter Form zur Verfügung gestellt.

---

[11] Die Prototyp-Teleskope CT1 und CT2 weichen von dieser Konfiguration ab: Die CT1-Kamera ist aus 127 SEV aufgebaut und hat ein Gesichtsfeld von knapp über 3°, der Spiegel bestand während des betrachteten Zeitraums aus 18 Elementen mit einer Gesamtfläche von 5 m^2. Das Teleskop CT2 besaß 1997 eine Kamera aus 61 SEV und den üblichen 8,5 m^2-Spiegel.

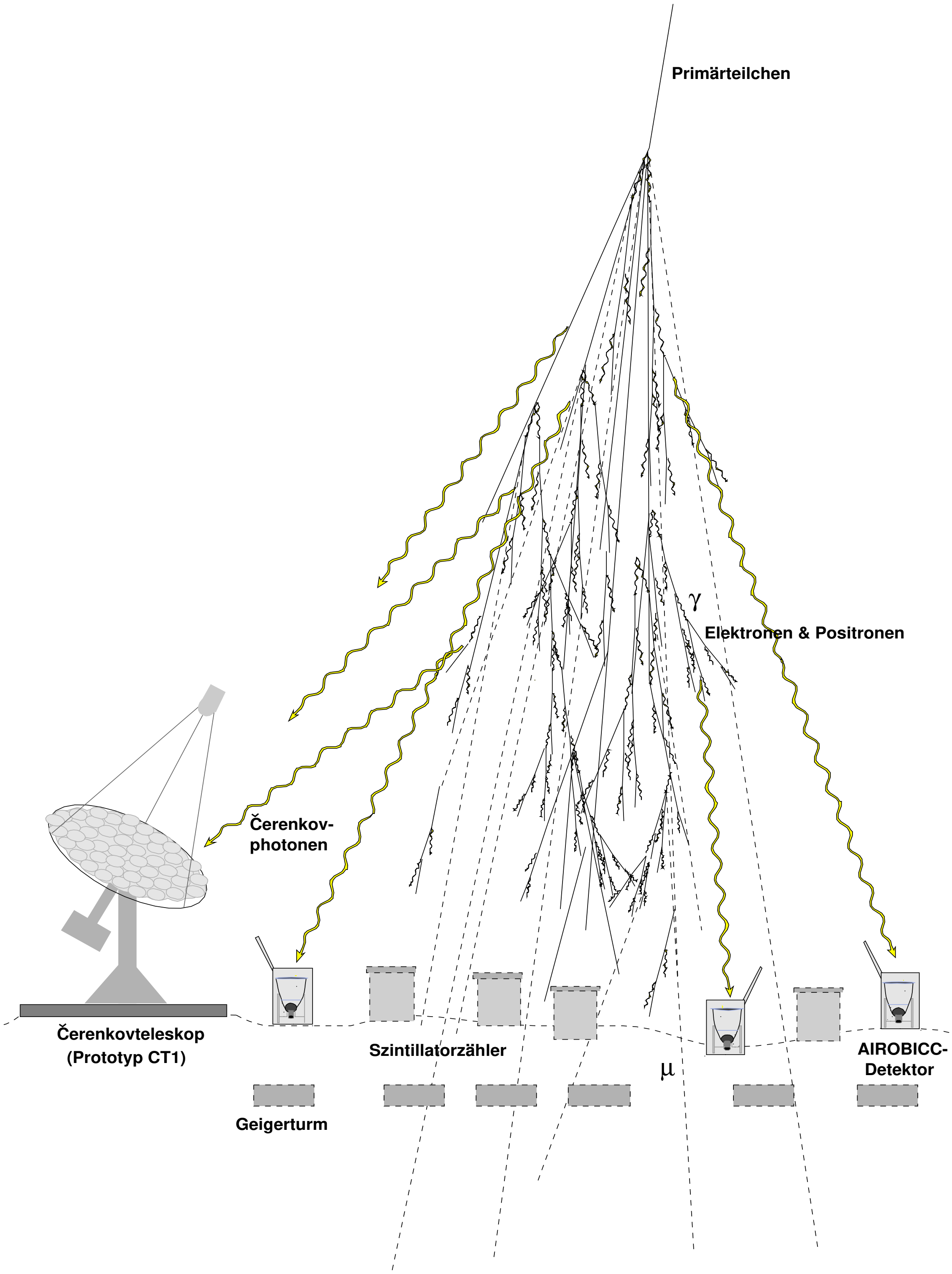


Abbildung 1.10: Schematische Darstellung eines Luftschauers, der auf die verschiedenen HEGRA-Detektorkomponenten trifft (aus [Haustein, 1996], nicht maßstabsgerecht.)

Kapitel 2

Datenauswahl und Auswertungsmethoden

Die vorliegende Arbeit analysiert Daten der HEGRA-Detektorfelder, die zwischen dem 15. März und dem 14. Oktober 1997 aufgezeichnet wurden. Damit wird die volle Sichtbarkeitsperiode des hellsten Objekts am TeV-Himmel 1997 — Markarian-501 — für den Standort La Palma abgedeckt.

Verwendung finden ausschließlich Datennahme-Zyklen, die sowohl Messungen der Szintillationszähler als auch der AIROBICC-Čerenkovlicht-Detektoren enthalten. Gleichzeitige Messungen mit beiden Detektorfeldern haben entscheidende Vorteile:

Winkelauflösung. Die AIROBICC-Matrix besitzt eine deutlich bessere Winkelauflösung als das Szintillator-Feld. Es läßt sich dadurch ein kleinerer Raumwinkelbereich um die Positionen möglicher Quellen betrachten. Die Zahl der Untergrundereignisse der isotropen Kosmischen Teilchenstrahlung steigt mit dem untersuchten Raumwinkel, das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis für punktförmige Quellkandidaten verschlechtert sich entsprechend mit dem Quadrat der Winkelauflösung. Bei ähnlicher Schwellenenergie erreichen die Szintillatoren eine Auflösung von 1°, AIROBICC dagegen etwa 0,4°. Das Signal-zu-Untegrund-Verhältnis für die Szintillator-Matrix ist damit $1^2/0{,}4^2$=6,25mal geringer als bei AIROBICC. Um ein Signal gleicher Signifikanz zu bekommen, muß ein punktförmiges Quellobjekt mit dem Szintillatorfeld also mehr als sechsmal so lange beobachtet werden wie mit AIROBICC, bei gleicher Beobachtungszeit steigt die Signifikanz eines Signals durch die bessere Winkelauflösung um das $1/0{,}4$=2,5fache.

Aktive Detektorfläche. Durch die AIROBICC-Čerenkovlicht-Detektoren vergrößert sich die aktive Detektorfläche der HEGRA-Anlage erheblich, da die Zahl der Čerenkovphotonen eines Luftschauers weniger stark mit dem Abstand von der Schauerachse abnimmt als die Zahl der geladenen Schauerteilchen. Der Unterschied dieser lateralen Verteilungen ist allerdings nicht für alle Luftschauertypen konstant. γ-induzierte Schauer weisen eine flachere Lateralverteilung der Čerenkovphotonen und eine steilere Lateralverteilung der geladenen Schauerteilchen auf als Hadronschauer. Im Meßbetrieb mit AIROBICC ist die aktive Detektorfläche für Photonschauer daher größer als für hadroninduzierte Ereignisse, der Nachweis von γ-Schauern wird bevorzugt. M^{te}-Carlo-Simulationen zeigen, daß die Rate der registrierten Photonschauer um das 2,6fache steigt, während nur knapp 1,4mal soviele Hadronschauer gemessen werden wie im reinen Szintillator-Betrieb (siehe [Krawczynski, 1997])[1]. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis steigt dabei um den Faktor 2,6/1,4=1,9, die Signifikanz eines gefundenen Signals erhöht sich um etwa das 2,2fache (=2,6/$\sqrt{1{,}4}$).

Unterdrückung hadroninduzierter Luftschauer. Die Kombination der Meßdaten beider Detektorfelder erlaubt eine effektive Unterdrückung der hadroninduzierten Untergrundereignisse. Dabei werden die unterschiedlichen Eigenschaften hadron- und photoninduzierter Luftschauer ausgenutzt (Photonschauer entwickeln sich kompakter, siehe auch Abbildung 4.4 in Kapitel 4). Die in dieser Arbeit verwendete γ/Hadron-Separationsmethode pearl (für eine ausführliche Behandlung siehe [Prahl, 1999]) verwirft oberhalb der AIROBICC-Energieschwelle mehr als 90% aller Hadronschauer und akzeptiert knapp 40% der Photonschauer. Entsprechend steigt das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis bei der Beobachtung einer γ-Quelle auf etwa das Vierfache, die Signifikanz eines Signals erhöht sich um circa den Faktor 1,3 ($\approx 0{,}4/\sqrt{0{,}1}$).

Die aufgezählten Vorteile steigern die Empfindlichkeit der HEGRA-Anlage trotz der Beschränkung in der Meßzeit durch AIROBICC deutlich: Dem akkumulierten Signifikanzgewinn um mehr als das Siebenfache durch den gemeinsamen Betrieb der AIROBICC- und Szintillator-Detektorfelder steht eine Verkürzung der Meßzeit auf mondlose, wolkenfreie Nachtstunden gegenüber. Typischerweise können die AIROBICC-Detektoren während etwa 12% der Szintillator-Meßzeit betrieben werden. Um diesen Wert sinkt allgemein die Anzahl aller registrierten Ereignisse, die Signifikanz eines Signals kann sich um den Faktor $0{,}12/\sqrt{0{,}12} \approx 0{,}35$ reduzieren, sofern die Einschränkung der Meßzeit die Sichtbarkeit der Quelle in vollem Umfang betrifft. In diesem Fall verbleibt eine Steigerung der Empfindlichkeit um den Faktor 2,5 gegenüber den reinen Szintillatormessungen. Die in dieser Arbeit untersuchten Quellkandidaten wurden so ausgwählt, daß ihre Sichtbarkeit im betrachteten Zeitraum in der Nacht lag, so daß sie entsprechend weniger von der Einschränkung der Meßzeit betroffen sind. Die Steigerung der Empfindlichkeit kann daher im Einzelfall deutlich über dem globalen Wert von 2,5 liegen.

---

[1] Bei dieser Betrachtung wird der gleiche Spektralindex γ=-2,7 für die differentiellen Energiespektren sowohl der kosmischen Hadronen als auch der kosmischen Photonen vorausgesetzt.

2.1 Rekonstruktion der Luftschauer aus den Rohdaten

Die Datennahmeelektronik der HEGRA-Anlage speichert von jedem registrierten Luftschauer den Triggerzeitpunkt und die Zahl der Detektorstationen, die den Schauer gemessen haben. Für jede beteiligte Szintillator- und AIROBICC-Station werden sowohl die Ankunftszeit des ersten Schauerteilchens beziehungsweise der Photonenfront als auch die Energiedeposition der gemessenen Teilchen und Photonen während des Durchgangs der Schauerfront durch die entsprechende Detektorstation aufgezeichnet („Schauerfront-Sampling“). Zusätzlich zu diesen Ereignisdaten werden die Antwortsignale aller Detektorstationen auf regelmäßige Zyklen künstlicher Kalibrationspulse gespeichert, die während des Meßbetriebs im Abstand von 20 Minuten ausgelöst werden. Aus diesen Aufzeichnungen können die charakteristischen Eigenschaften eines aufgezeichneten Luftschauers rekonstruiert werden. Für die vorliegende Arbeit wurde dazu das Hamburger fbrecons-Programmpaket verwendet (siehe auch [Eckmann, 1991, Prahl, 1993, Krawczynski, 1994, Dommenget, 1996]).

Detektor-Kalibrierung

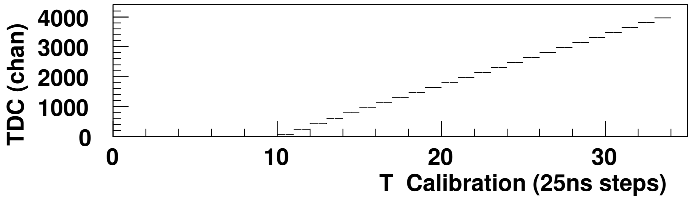


Abbildung 2.1: Typische Kalibrationsantwort eines Szintillator-Zeitsignalkonverters.

Alle Meßdaten der Einzelstationen werden von der Datennahmeelektronik digitalisiert und liegen danach in Form von „Anzahl von Kanälen“ des entsprechenden Analog-zu-Digital-Konverters vor. Zur Umrechnung von Kanälen in Sekunden, Teilchen- oder Photonenzahlen muß die Detektoranlage kalibriert werden. Dies geschieht in mehreren Schritten.

Zu Beginn eines Kalibrationszyklusses werden zunächst künstliche Laufzeitsignale in die Datennahmeelektronik eingespeist, um die Linearität und die Auflösung der Zeitsignal-Konverter (TDC) zu testen. Die Pulse werden in Schritten von 25 ns von anfänglich 25 ns auf 600 ns erhöht, und dienen der absoluten Kalibrierung der Zeitsignalkonverter. Abb. 2.1 zeigt die typische, lineare Antwortfunktion der TDCs auf diese Kalibrationspulse. Entsprechend der verwendeten 12bit-Konverter liegt die Zeitauflösung der Elektronik bei ca. 0,15 ns. Während dieser absoluten Zeitsignal-Kalibrierung werden auch die Energiesignalkonverter (QADC, VADC) ausgelesen, ohne daß wirklich ein Luftschauer gemessen wurde. Auf diese Weise läßt sich das Grundrauschen an den Energiesignalkonvertern bestimmen.

Die relative Zeiteichung der Detektorstationen untereinander geschieht anschließend über Lichtpulse, die mit Hilfe von Leuchtdioden in jeder einzelnen Detektorstation erzeugt werden können. Diese sogenannten Testschauer zeigen auch, daß die Signallaufzeiten derselben Detektorstation durch temperaturabhängige Schwankungen der Signalkabellängen um etwa ±2 ns innerhalb eines Tages variieren können.

Zur absoluten Kalibrierung der Energiesignalkonverter werden Meßdaten benutzt: Für die Szintillatorzähler zeigt sich ein charakteristisches Maximum im Spektrum der angesprochenen ADC-Kanäle, entsprechend der typischen Energiedeposition der Schauerfront in einem Szintillator, der zur Messung des Luftschauers beigetragen hat. M^{te}-Carlo-Simulationsrechnungen zeigen, daß dieses charakteristische Maximum einer Energiedeposition von 5 MeV im Detektor entspricht. Abb. 2.2 zeigt das Spektrum eines Szintillator-QADCs. Anhand dieser Korrelation werden höhere oder niedrigere ADC-Kanalzahlen linear in die deponierte Energie umgerechnet. Für die AIROBICC-Čerenkovlichtdetektoren existiert ein solches charakteristisches Maximum in den Energiemessungen nicht. Hier werden die Einzelstationen relativ zueinander kalibriert und durch M^{te}-Carlo-Rechnungen mit der Szintillator-Enegieskala verknüpft.

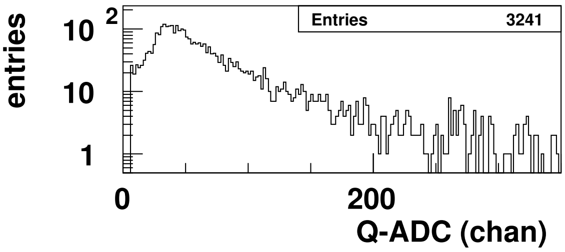


Abbildung 2.2: Typisches Spektrum der Meßwerte eines Szintillator-Energiesignalkonverters.

Bestimmung der fundamentalen Luftschauerparameter

Aus den Informationen der Datennahme wird zunächst der Schnittpunkt der Luftschauer-Achse mit der Detektorebene bestimmt, der sogenannte **Kernort** (siehe Abb. 2.3). Die Position des Kernorts ist von großer Bedeutung für die weitere Behandlung des Luftschauers und sollte daher so genau wie möglich festgelegt werden. Modellrechnungen zeigen, daß schon moderate Fehler in der Positionsbestimmung des Kernorts großen Einfluß auf die Rekonstruktion der Herkunftsrichtung eines Luftschauers aus den AIROBICC-Detektordaten haben [Dommenget, 1996].

Den Schauerkern charakterisiert die hohe räumliche Dichte von Čerenkovphotonen und geladenen Schauerteilchen. Das Programmpaket fbrecons bestimmt die Position dieser Maxima in der Teilchen- und Photonen-Lateralverteilung auf drei Arten. Der Kernort ergibt sich schließlich aus der Mittelung dieser drei Verfahren: Zum einen wird der Ort der höchsten Teilchendichte aus den Szintillator-Energiemeßwerten über ein modifiziertes Schwerpunktverfahren errechnet. Analog läßt sich die Position der maximalen Čerenkovphotonendichte aus den AIROBICC-Daten bestimmen, hier genügt ein einfaches Schwerpunktverfahren. Schließlich wird an die gemessene Lateralverteilung der Čerenkovphotonen eine Exponentialfunktion angepaßt, deren Maximum ebenfalls den Ort des Schauerkerns bezeichnet. Auf diese Weise erreicht die Rekonstruktion des Kernorts im Mittel eine Genauigkeit von 5,6 m (siehe [Dommenget, 1996], worin die Methode der Kernortfindung detailliert beschrieben wird).

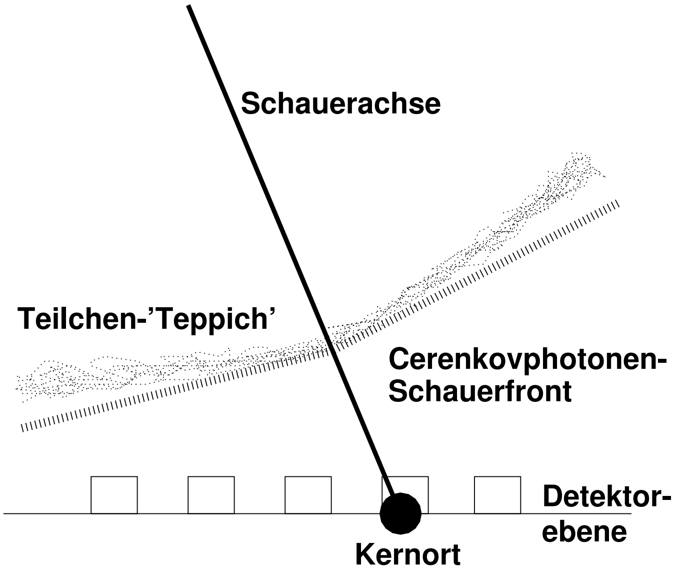


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Luftschauergeometrie (nach [Schmele, 1998], verändert).

Die **Achse** eines Luftschauers gibt seine Herkunftsrichtung an und ist damit ein wesentlicher Parameter für die γ-Astronomie. Zur Bestimmung der Schauerachse wird eine dreidimensionale Funktion an die gemessene Form (beschrieben durch die Ankunftszeiten in den individuellen Detektorstationen) der Teilchen- und Čerenkovphotonenfront angepaßt. Die mit den Szintillatoren erreichbare Genauigkeit in der Richtungsbestimmung wird durch Fluktuationen in der Dicke des „Teilchen-Teppichs" (siehe Abb. 2.3) begrenzt. Dagegen ist die kegelförmige Čerenkovphotonen-Front so schmal, daß die Genauigkeit der Richtungsbestimmung mit AIROBICC allein durch die Zeitauflösung der Detektoren limitiert ist (etwa 0,9 ns).

In der Praxis hat es sich bewährt, an die AIROBICC-Ankunftszeitverteilungen eine Kegelfunktion mit der konstanten Steigung von 5,6 ns pro 100 m anzupassen, obwohl die Steigung des Čerenkovlichtkegels in der Realität leicht mit der Höhe des Schauermaximums variiert. Durch die feste Steigung wird jedoch ermieden, daß Fehler in der Kernortbestimmung die Kegelform beeinflussen und zu einer Fehlbestimmung der Herkunftsrichtung führen. Die Anpassung der dreidimensionalen Kegelfunktion wird bei der Schauerrekonstruktion zweimal wiederholt, wobei für die erste Wiederholung alle Detektorstationen ausgeschlossen werden, deren Abweichungen von der Kegelfront mehr als 20 ns betragen. Bei der zweiten Wiederholung werden dann nur noch Detektorstationen zugelassen, deren Meßwerte weniger als 3,4 ns vom Kegel abweichen [Karle et al., 1995a]. Auf diese Weise werden nicht-gaußförmige Ausläufer in der Verteilung der gemessenen Photonen-Ankunftszeiten unterdrückt, und es wird eine Genauigkeit in der Richtungsbestimmung von γ-induzierten Luftschauern von etwa 0,34° erreicht.

Die Zahl der Schauerteilchen und Čerenkovphotonen auf Detektorniveau, die

Schauergröße, erlaubt eine Abschätzung der Energie und der Art des Primärteilchens. Die Teilchenzahl kann bestimmt werden, indem an die Meßwerte der Szintillatorstationen die NKG-Funktion angepaßt wird, die die laterale Verteilung der Schauerteilchen beschreibt [Kamata & Nishimura, 1958, Greisen, 1960], siehe Kap. 1.3. Für ausreichend große Schauer wird die Teilchenzahl und damit die Energie des Primärteilchens robuster als durch die Anpassung der NKG-Funktion durch die Summe der in den einzelnen Detektoren registrierten Teilchen ausgedrückt, wobei die Meßwerte entsprechend der Detektorgeometrie (Dichte der Einzelstationen) gewichtet werden.

Ein direktes Maß für den elektromagnetischen Anteil an der Gesamtenergie des Schauers ist die Čerenkovlichtmenge auf Detektorniveau. Die absolute Lichtmenge läßt sich durch Integration über die Čerenkovphotonen-Lateralverteilung bestimmen, die schon zur Berechnung des Kernorts an die gemessenen Čerenkovphotonenzahlen angepaßt wurde. Aus der elektromagnetischen Energie eines Luftschauers kann — mit einiger Unsicherheit — auf die Gesamtenergie des Primärteilchens geschlossen werden. Diese Korrelation ist allerdings nicht nur von der Fluktuation der Eindringtiefe der Primärteilchen abhängig, sondern auch von der Art und (bei Hadronen) von der Masse des Primärteilchens. Für kosmische Photonen mit einer Energie größer als 50 TeV liegt die Energieauflösung dieser Methode bei etwa $\Delta E/E=20\%$ [Krawczynski, 1997].

Ein robustes Maß der Čerenkovlichtmenge ist die gewichtete Photonenzahl, die aus den AIROBICC-Meßwerten analog zu der gewichteten Teilchenzahl des Szintillatorfeldes gewonnen wird. Anhand des Verhältnisses von Čerenkovphotonen zu geladenen Schauerteilchen läßt sich auch eine bedingte Aussage über die Art des Primärteilchens treffen, insbesondere ist auf statistischer Basis eine Unterscheidung von hadron- und γ-induzierten Luftschauern möglich. Die in dieser Arbeit zu diesem Zweck verwendete Methode pearl benötigt zusätzlich zu den gewichteten Teilchen- und Čerenkovphotonenzahlen noch die gewichtete mittlere Entfernung der Schauerteilchen vom Kernort, einen Parameter, der die Steilheit der Teilchen-Lateralverteilung beschreibt. Dieser Wert wird zusammen mit einer Reihe weiterer Sekundärparameter durch das Programmpaket fbrecons bestimmt.

Nach Abschluß der Luftschauerrekonstruktion werden die errechneten Parameter jedes einzelnen Schauers zur weiteren Auswertung gespeichert. Informationen über die Meßwerte der einzelnen Detektorstationen sind hingegen ab diesem Punkt nicht mehr zugänglich und für astrophysikalische Analysen auch nicht erforderlich.

2.2 Qualitätsanforderungen an die Detektorfelder-Meßdaten

In der γ-Astronomie werden in der Regel Objekte untersucht, die einen sehr geringen Photonenfluß aufweisen, oder von denen ein sehr geringer Photonenfluß erwartet wird. Für die Analyse ist daher meist die Überlagerung der Beobachtungsdaten vieler Nächte erforderlich, um eine ausreichende Anzahl von Luftschauern ansammeln und daraus statistische Aussagen ableiten zu können.

Bei einer akkumulierten Analyse dieser Art ist es von entscheidender Bedeutung, daß die individuellen Datennahmezyklen von gleichbleibender Qualität sind. Für diese Arbeit wurden knapp 46 Millionen Luftschauer aus 128 Datennahmezyklen mit einer nicht auf Detektortotzeit und -kalibrierung (ca. 25% der Gesamtmeßzeit) korrigierten Meßzeit von etwa 322 Stunden rekonstruiert. Die Beobachtungsperiode umfaßt das Jahr 1997 und wird sowohl zu Beginn als auch am Ende durch einschneidende Änderungen an der Detektorkonfiguration begrenzt, die merkliche Auswirkungen auf die Datenqualität haben.

Zum einen hat im Winter 96/97 eine längere Phase zahlreicher Erweiterungen und Reparaturen der HEGRA-Detektorfelder begonnen, die die Meßbedingungen fortlaufenden Änderungen unterworfen haben. So wurden unter anderem die Detektorstationen der verdichteten AIROBICC-Matrix in die Triggerlogik einbezogen und die Auslösebedingung für die Datennahme mit dem Szintillatorfeld verändert. Daneben wurden verschiedene zentrale Module in der Elektronikkette ausgetauscht, einige elektrische Spannungsquellen erneuert und notwendige Wartungsarbeiten an den einzelnen Detektorstationen ausgeführt.

Insgesamt zeigt sich im folgenden, daß die Datennahmebedingungen ab Anfang Juni 1997 wieder stabil genug für die γ-Astronomie waren. Am 15. Oktober 1997 zerstörte dann ein Buschfeuer einen erheblichen Teil der HEGRA-Anlage. Dieser gravierende Einschnitt in die Detektorkonfiguration stellt das Ende der in dieser Arbeit untersuchten Beobachtungsperiode dar. Es wurden damit alle aus dem Jahr 1997 verfügbaren AIROBICC-Datennahmezyklen ausgenutzt.

Selektionskriterien

Um eine gleichbleibende Datenqualität zu gewährleisten, wird stellvertretend eine Auswahl charakteristischer Detektor- und Schauerparameter untersucht. Von diesen „Qualitätsindikatoren“ wird verlangt, daß der zugehörige Median[2] zwischen den einzelnen Datennahmezyklen nicht stärker von seinem Mittelwert abweicht, als es der zu erwartenden statistischen Schwankung entspricht (ca. $\pm 3\sigma$ bei einer Anzahl von 128 untersuchten

---

[2] Durch die Betrachtung des Medians wird vermieden, daß einige wenige „Ausreißer“ den gesamten Datennahmezyklus unbrauchbar erscheinen lassen.

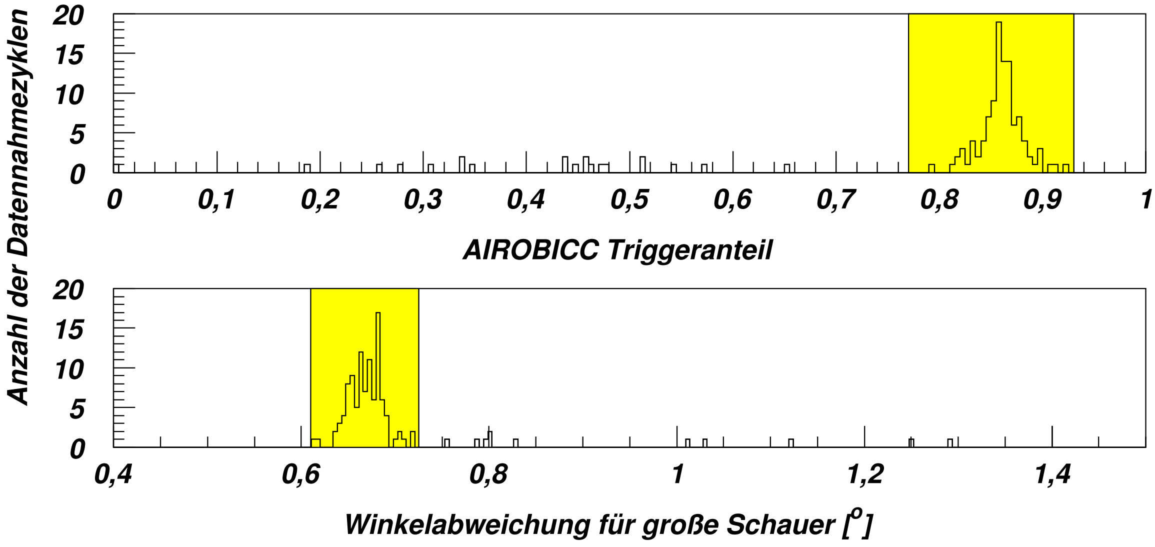


Abbildung 2.4: Die Verteilungen zweier der acht Qualitätsindikatoren für alle 128 untersuchten Datennahmezyklen zur Erläuterung der Auswahl „guter“ Datennahmezyklen. Oben ist die Verteilung des mittleren AIROBICC-Anteils an der Auslösung der Datennahme aufgetragen, unten die Verteilung des Medians der Winkelabweichung zwischen der mit AIROBICC und der mit dem Szintillatorfeld rekonstruierten Schauer-Herkunftsrichtung. Es sind vereinzelte deutliche Abweichungen von der statistischen Schwankung um den Mittelwert sichtbar. Die 3σ-Akzeptanzbereiche sind schattiert.

Datennahmezyklen). Abbildung 2.4 verdeutlicht die Funktion der Qualitätsindikatoren anhand der Verteilungen zweier charakteristischer Parameter. Deutlich sind sowohl die statistischen Schwankungen (schattierter Bereich) um einen Mittelwert der betrachteten Größe als auch vereinzelte große Abweichungen zu erkennen. Solche deutlichen Abweichungen weisen auf schlechte Beobachtungsbedingungen, Veränderung in der Datennahmeelektronik oder technische Probleme hin. Folgende Parameter wurden für die Datenselektion ausgewählt:

I AIROBICC-Anteil an der Auslösung der Datennahme (Triggeranteil). Unter guten Beobachtungsbedingungen (gute Transmission der Atmosphäre, d.h. „klare Sicht“) sollte die Datennahme im gemeinsamen Betrieb von Szintillatoren und AIROBICC bei über 80% der aufgezeichneten Luftschauer von AIROBICC ausgelöst worden sein.

II AIROBICC-Datenrate. In klaren Nächten und bei einem einwandfreien Detektorzustand registriert die AIROBICC-Matrix etwa 30 Luftschauer pro Sekunde.

III Median der getroffenen AIROBICC-Stationen. Sofern alle Einzelstationen in Betrieb sind und die Sicht gut ist, werden die Hälfte der registrierten Ereignisse unter der Standard-Auslösebedingung von mindestens etwa 13 AIROBICC-Stationen gemessen.

IV Der **Median der getroffenen Szintillatorstationen** gibt (analog zu **III**) einen Hinweis auf den Zustand des Szintillatorfeldes.

V Gewichtete Čerenkovlicht- und Teilchenmengen, mittlerer Teilchenabstand vom Schauerkern. Diese drei Parameter wurden in die Datenselektion wegen ihrer Bedeutung für die Trennung photon- und hadroninduzierter Luftschauer mit der Methode pearl einbezogen[3].

VI Güte (χ^2-Wert) der Schauerrichtungsanpassung an die AIROBICC-Meßdaten, Abweichung der Richtungsbestimmung zwischen Szintillatorfeld und AIROBICC-Matrix. Mit Hilfe dieser beiden Parameter soll eine gleichbleibende Qualität in der Richtungsbestimmung gewährleistet werden.

Mit Hilfe dieser Qualitätsindikatoren können zwei Datensätze gewonnen werden: Die Parameterklassen **I, II, III** und **VI** dienen zur Selektion von Datennahmezyklen mit einer einwandfrei rekonstruierten AIROBICC-Schauerrichtung, für die allein die Zeitinformationen der AIROBICC-Einzeldetektoren benötigt wird. Soll eine Unterscheidung von photon- und hadroninduzierten Luftschauern mit der Methode pearl stattfinden, werden auch die Energieinformationen sowohl der Szintillator- als auch der AIROBICC-Stationen benötigt. Zur Selektion von Datennahmezyklen mit zuverlässigen Energieinformationen dienen die Parameterklassen **IV** und **V**.

Auswahl von Datennahmezyklen mit guter Richtungsinformation

Abbildung 2.5 zeigt die Qualitätsindikatoren der Klassen **I, II, III** und **VI** gegen die Identifikationsnummern aller betrachteten Datennahmezyklen (Runs). Es zeigt sich in nahezu allen Parametern eine stabile Phase der Richtungsbestimmung durch AIROBICC, die mit Run Nummer 6425 beginnt. Gegen Ende der Beobachtungsperiode treten große Winkelabweichungen in der Bestimmung der Schauerrichtung durch AIROBICC und das Szintillatorfeld auf (Abb. 2.5 ganz unten). Da für die Quellensuche in dieser Arbeit nur AIROBICC-

---

[3] Unterschiede in diesen Parametern werden auf Einzelereignisbasis zur statistischen Trennung von hadron- und γ-induzierten Luftschauern genutzt (siehe 4.4). Es ist aber keine Punktquelle kosmischer γ-Strahlung denkbar, die — etwa durch einen plötzlichen Strahlungsausbruch — den Median dieser Parameter über ganze Datennahmezyklen um mehr als 3σ vom Mittelwert der Normalverteilung abweichen lassen könnte. Diffuse kosmische γ-Strahlung ist im Multi-TeV-Bereich nicht bekannt. Es ist also sichergestellt, daß die Datenselektion aufgrund der genannten Parameter photoninduzierte Luftschauer nicht unterdrückt.

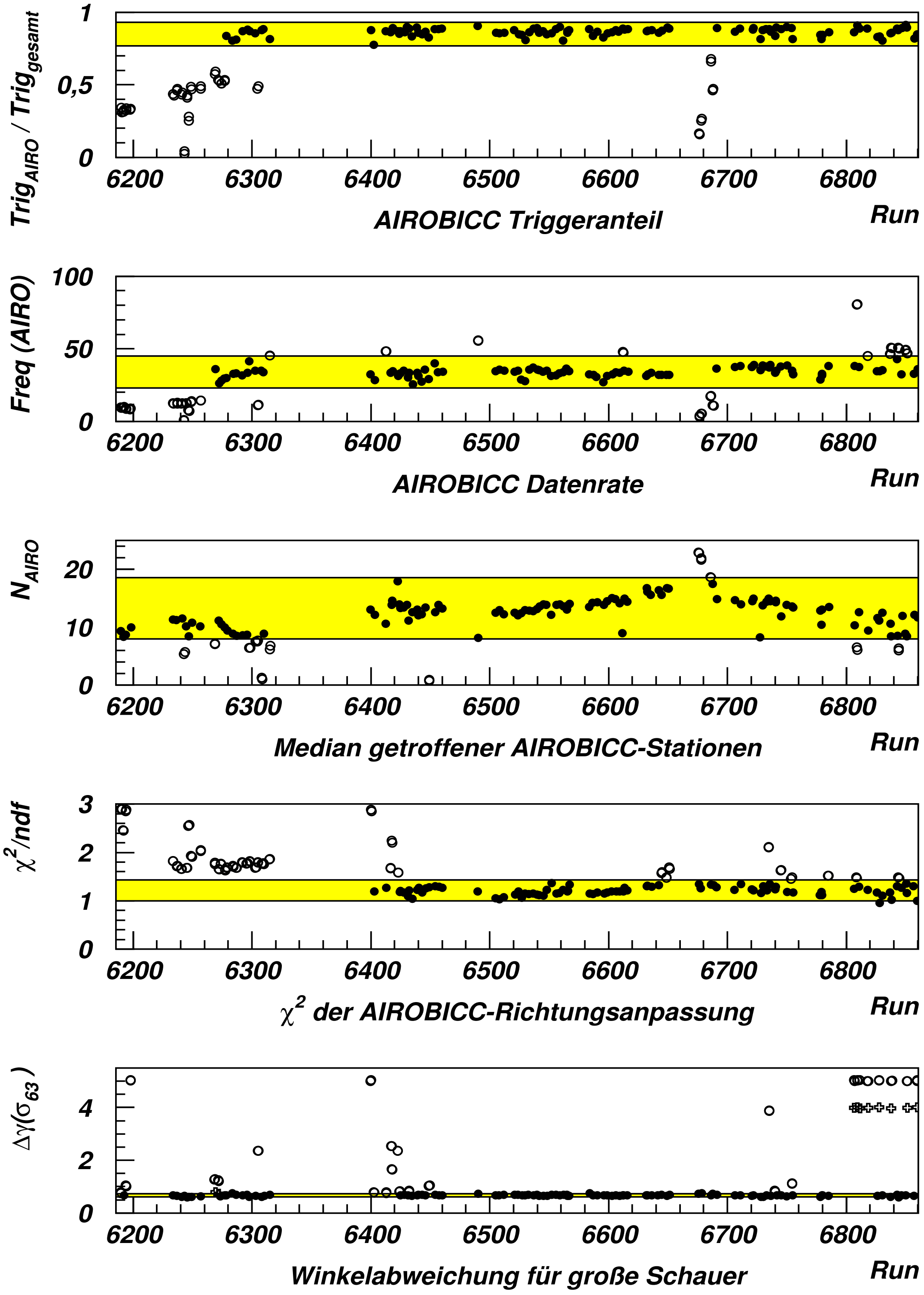


Abbildung 2.5: Qualitätsindikatoren für eine gut rekonstruierte AIROBICC-Schauerrichtung gegen die Identifikationsnummer der untersuchten Datennahmezyklen (Runs). Die 3σ-Akzeptanzbereiche sind grau unterlegt, offene Symbole weisen auf eine größere Abweichung hin (siehe Text). Deutlich heben sich stabile Phasen von instabilen ab.

Richtungen verwendet werden, führt die beobachtete mittlere Winkelabweichung nicht zum Ausschluß, wenn sie auf eine schlecht bestimmte Szintillator-Richtung zurückgeführt werden kann. Die χ^2-Werte aus der Richtungsanpassung an die Szintillatordaten sind daher in das untere Bild in Abb. 2.5 zusätzlich eingetragen (als Kreuze, die Werte wurden mit dem Faktor 1/3 skaliert), sofern sie außerhalb des 3σ-Akzeptanzbereichs liegen. Die korrespondierenden Runs können für die Punktquellensuche verwendet werden, wenn nicht einer ihrer anderen Qualitätsindikatoren außerhalb des Akzeptanzbereichs liegt.

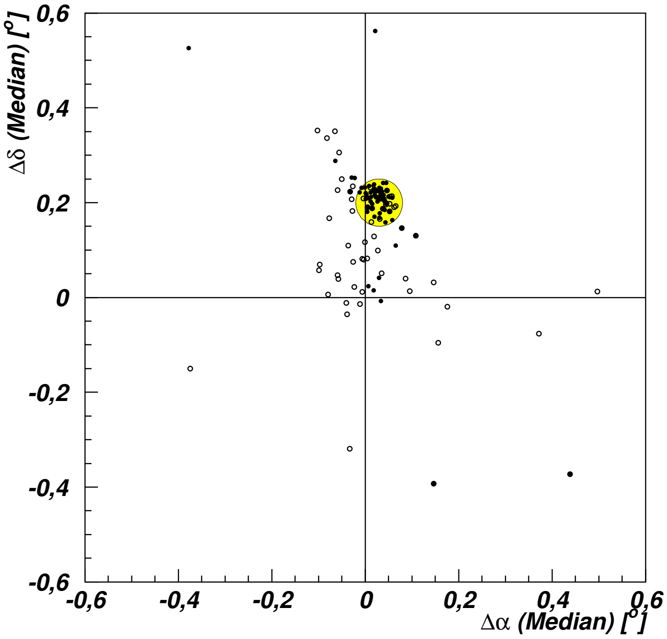


Abbildung 2.6: Median der Abweichung zwischen AIROBICC-Schauerrichtung und Szintillator-Schauerrichtung in Äquatorialkoordinaten. „Normale“ Datennahmezyklen finden sich in einem drei Bogenminuten messenden Kreis mit dem Zentrum bei δ_0=0,2° und α_0=0,03° (schattierter Bereich).

Bei den Datennahmezyklen, die die Qualitätsanforderungen erfüllen, kann eine nahezu konstante mittlere Mißweisung zwischen AIROBICC und der Szintillatormatrix von etwa 0,2° in Deklinationsrichtung beobachtet werden, siehe Abb. 2.6. In Rektaszensionsrichtung ist die Abweichung dagegen vernachlässigbar klein. Die absolute Größe der beobachteten Mißweisung deckt sich in etwa mit den zahlreichen detaillierten Analysen der Detektororientierung, siehe etwa [Schmele, 1996, Petry, 1997, Prosch, 1997]. In Kap. 3 werden Winkelauflösung und Mißweisung der Detektorfelder auf der Basis von Einzelereignissen näher untersucht. Um eine stabile Güte der Richtungsrekonstruktion zu gewährleisten, wird hier verlangt, daß der Median der Mißweisung eines Runs innerhalb eines Raumwinkels von drei Bogenminuten um die beobachtete mittlere Mißweisung von δ_0=0,2° und α_0=0,03° liegt (schattierter Bereich in Abb. 2.6). Datennahmezyklen, deren Median von dieser Position abweicht, werden nur dann in der weiteren Analyse berücksichtigt, wenn der χ^2-Median der Szintillator-Richtungsanpassung für den betreffenden Run auffällig schlecht ist (die zusätzliche Mißweisung wird dann dem Szintillatorfeld zugeschrieben). Dies trifft auf vier Datennahmezyklen zu, gekennzeichnet durch die vier von der Sollposition fernsten gefüllten

Kreise in Abb. 2.6.

Insgesamt erfüllen 59 Datennahemzyklen mit mehr als 23 Millionen Luftschauern die Qualitätsanforderungen für die Analyse der Schauer-Herkunftsrichtungen. Es wird eine unkorrigierte Meßzeit von etwa 158 Stunden erreicht, siehe Abb. 2.9 und Tab. 2.1.

Auswahl von Datennahmezyklen für die γ/Hadron-Separation

In Abbildung 2.7 sind die Qualitätsindikatoren der Klassen **IV** und **V** gegen die Identifikationsnummern aller untersuchten Datennahmezyklen aufgetragen. Offensichtlich sind die Energie-Meßwerte des Szintillatorfeldes ab ca. Run Nummer 6700 mit Problemen behaftet. Zum einen wird die Durchschnittszahl der getroffenen Einzeldetektoren nicht erreicht, zum anderen sinkt der Median der gemessenen Schauerteilchen deutlich unter den Normalwert. Dies deutet auf Schwierigkeiten bei der Kalibrierung der Energiesignale hin, die auch durch das Rekonstruktions-Programm nicht mehr aufgefangen werden können. Letzteres illustriert die Schwankung der errechneten Zahl elektromagnetischer Schauerteilchen, die in Abb. 2.7 zusätzlich zu den eigentlichen Qualitätsindikatoren aufgetragen ist.

Ab Run 6620 treten zudem Schwankungen in der AIROBICC-Energieinformation („gewichtete Lichtmenge"in Abb. 2.7) auf, wodurch die gemessene Čerenkovlichtmenge nicht mehr zuverlässig bestimmt werden kann. Zusammengenommen führen diese Beobachtung zum Ausschluß aller Datennahmezyklen jenseits von Run 6620 von der Analyse mit der γ/Hadron-Separationsmethode pearl. 39 Datennahmenzyklen mit 15,5 Millionen Luftschauern und einer unkorrigierten Meßzeit von 108 Stunden erfüllen die Qualitätsanforderungen für die γ/Hadron-Separation (Runs 6245 bis 6616). Die akkumulierte Meßzeit sowie die angesammelten Ereignisse sind in Abb. 2.9 und in Tab. 2.1 dargestellt.

Beeinflussung durch die Čerenkovteleskope

Die Datennahmeelektronik der HEGRA-Detektorfelder kann nicht nur durch die Szintillatoren und durch AIROBICC ausgelöst werden, auch die einzeln betriebenen HEGRA-Čerenkovteleskope CT-1 und CT-2 können ein Triggersignal an die Datennahme schicken, wenn eine bestimmte Energieschwelle im entsprechenden Teleskop überschritten wurde. Auf diese Weise soll die Datennahme für Luftschauer eines Quellobjekts ausgelöst werden, die nur knapp an die Energieschwelle der Detektorfelder heranreichen.

Mit der Vereinfachung der Detektorfelder-Datennahmeelektronik am 31. August 1997 wurde die künstliche Verzögerung des Triggersignals der Teleskope irrtümlich etwas zu weit herabgesetzt. In der Folge trafen die Teleskop-Triggersignale aufgrund des kürzeren Signalwegs eher bei der zentralen Datennahme ein, als an den Detektorfelder-Stationen

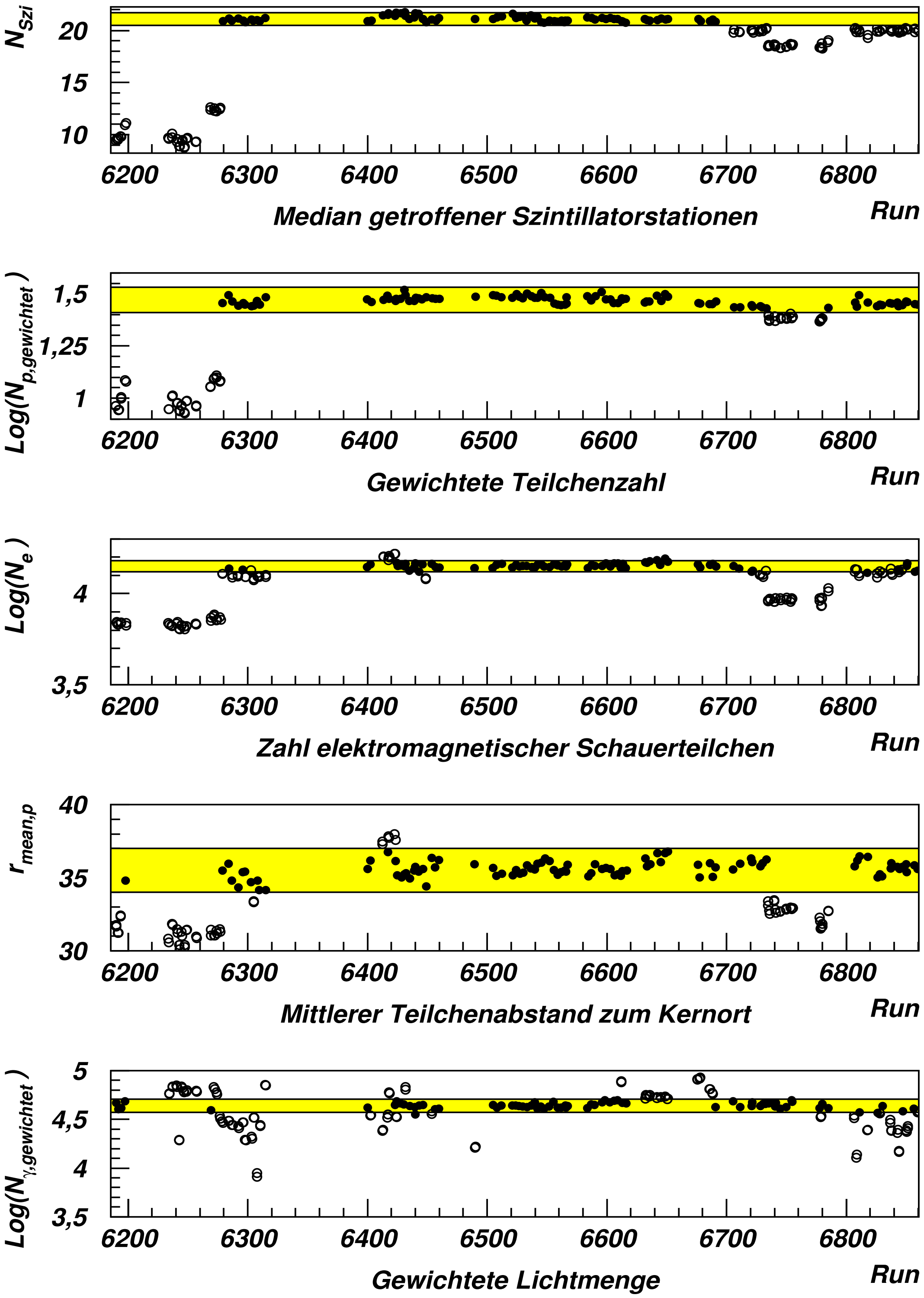


Abbildung 2.7: Qualitätsindikatoren für die rechnerische Trennung von photon- und hadroninduzierten Luftschauern für alle untersuchten Datennahmezyklen (Runs). Die 3σ-Akzeptanzbereiche sind grau unterlegt, offene Symbole weisen auf eine größere Abweichung hin (siehe Text).

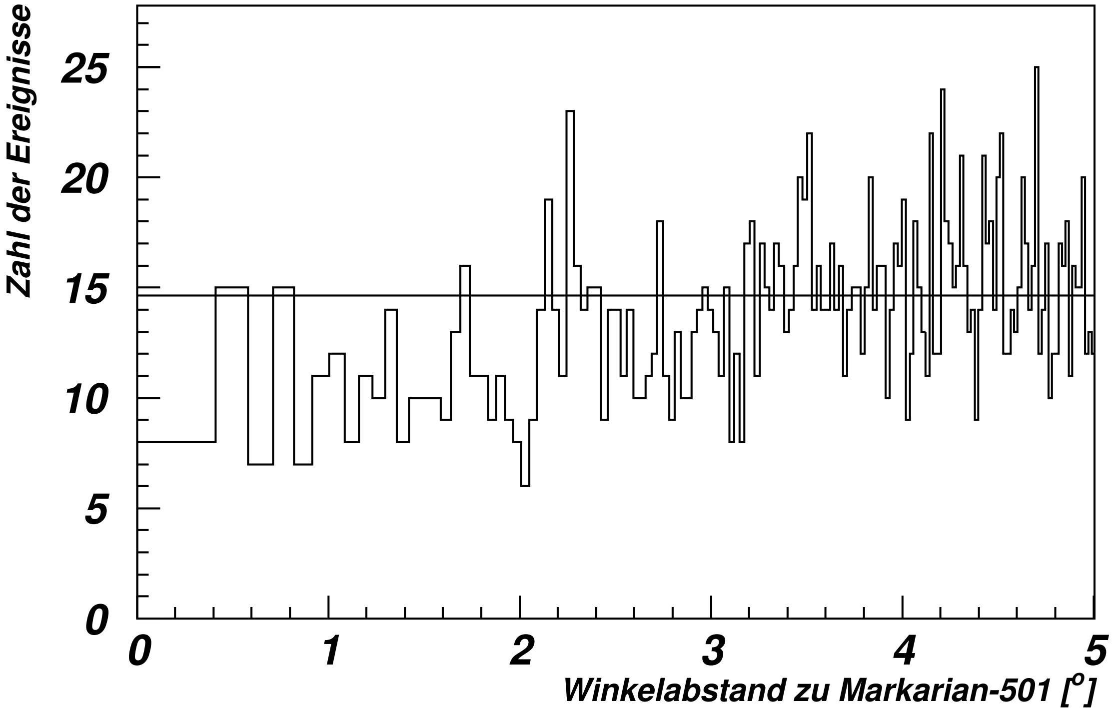


Abbildung 2.8: Fehlerhaftes Datennahme-Veto durch die HEGRA-Čerenkovteleskope CT1 und CT2. Die horizontale Linie entspricht der Untergrunderwartung. Nahe der Quellposition (0°) werden von den Detektorfeldern deutlich weniger Luftschauer gemessen.

Meßsignale des betreffenden Luftschauers anlagen. Die wahren Ankunftszeiten dieser teleskopgetriggerten Schauer fielen damit regelmäßig in die Totzeit der Detektorfelder, und es tritt ein Defizit von Luftschauern aus der Blickrichtung der beiden Čerenkovteleskope auf. Abb. 2.8 illustriert dieses Datennahme-Veto.

Dieser Zustand wurde nach Bekanntwerden umgehend behoben. Datennahmezyklen aus der Zeit dieses Vetos sind aber nicht für die Suche nach Punktquellen verwertbar, solange eines der Teleskope den betreffenden Quellkandidaten beobachtet hat. Von den in dieser Arbeit verwendeten Daten trifft das auf Runs nach dem 1. September 1997 (ab Nummer 6735) und für das Objekt Markarian-501 zu. Dessen Sichtbarkeitsperiode näherte sich zu diesem Zeitpunkt bereits ihrem Ende, so daß nur wenig echte AIROBICC-Beobachtungszeit verloren gegangen ist. Abb. 2.8 ist aus allen betroffenen Datennahmezyklen gewonnen und erlaubt daher eine Abschätzung des Verlusts. Für die Suche nach einem Signal von Markarian-501 verbleiben 51 Datennahmezyklen zur Schauerrichtungsanalyse.

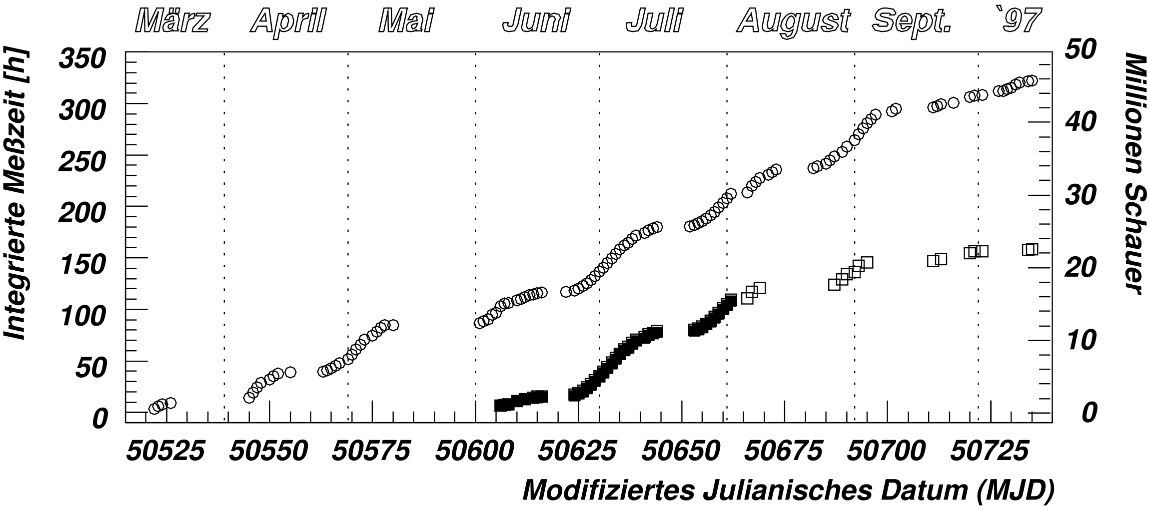


Abbildung 2.9: Akkumulierte unkorrigierte Meßzeit und Zahl der Luftschauer für: Alle Datennahmezyklen (○), in der Richtungsanalyse verwendbare Runs (■ und □) und für die γ/Hadron-Separation geeignete Runs (■). Die Lücke in der zweiten Maihälfte ist durch ein technisches Problem entstanden, das die korrekte Zuordnung der Zeitsignale zu den einzelnen Detektorstationen verhinderte. Dieses Fehlfunktion konnte am 7. Juni 1997 (entspricht Run 6425) behoben werden. Nach Bekanntwerden des Problems wurde auf die Auswertung weiterer Datennahmezyklen vor diesem Datum verzichtet.

Zusammenfassung

Durch die vorgestellten Selektionskriterien wurde ein Satz von Beobachtungsdaten der HEGRA-Detektorfelder aus dem Jahr 1997 gewonnen, der die optimale Ausnutzung der AIROBICC-Winkelauflösung erlaubt. Für eine Untermenge dieser Datennahmezyklen mit wohldefinierten Energieinformationen der Einzeldetektoren kann die Trennung von hadron- und γ-induzierten Luftschauern auf Grundlage der Methode pearl durchgeführt werden. Tabelle 2.1 und Abbildung 2.9 fassen die Selektionsergebnisse zusammen, in Anhang A findet sich eine Liste aller untersuchten Datennahmezyklen.

Datensatz	unkorrigierte Meßzeit	Schauerzahl
alle Datennahmezyklen	322 h	$46{\cdot}10^6$
für Richtungsanalyse	158 h	$23{\cdot}10^6$
für Markarian-501	142 h	$20{,}6{\cdot}10^6$
für γ/Hadron-Separation	108 h	$15{,}5{\cdot}10^6$

Tabelle 2.1: Zusammenfassung der Ergebnisse der Datenselektion

Kapitel 3

Vergleich der Detektorfelder- und der Čerenkovteleskop-Messungen

Neben den beiden Detektorfeldern beobachten auf dem HEGRA-Gelände sechs abbildende Čerenkovteleskope Luftschauer, die von der Kosmischen Strahlung in der Erdatmosphäre ausgelöst werden. Obwohl diese Teleskope für die Beobachtung eines deutlich kleineren Himmelsausschnitts konzipiert wurden und für niedrigere Energien empfindlich sind als die Detektorfelder, gibt es eine Anzahl von Schauern, die beide Detektorsysteme gleichzeitig und unabhängig[1] voneinander registrieren.

Anhand dieser zeitgleichen Messungen soll im folgenden die geometrische Schauerrekonstruktion der Čerenkovteleskope und der Detektorfelder verglichen werden. Ziel ist es dabei, eine Abschätzung der Mißweisung, der Winkelauflösung und der Genauigkeit der Kernortbestimmung der Detektorfelder zu erhalten, die sich für die Suche nach Punktquellen kosmischer γ-Strahlung in Kapitel 4 verwenden läßt. Desweiteren besteht die Möglichkeit, die Beobachtungen beider Detektorsyteme im jeweils angrenzenden Energiebereich zu vergleichen. Dieser Faden soll in Kapitel 4 wieder aufgegriffen werden.

Photoninduzierte Luftschauer eignen sich für diese Vorhaben prinzipiell besser als hadroninduzierte: Da keine meßbare diffuse kosmische γ-Strahlung im TeV-Bereich bekannt ist [Karle et al., 1995b, Akerlof et al., 1997], kann davon ausgegangen werden, daß alle zuverlässig identifizierten Photonschauer von der beobachteten Quelle stammen. Die Herkunftsrichtung γ-induzierter Luftschauer ist also frei von den Unsicherheiten des

---

[1] Zwei der sechs Čerenkovteleskope waren im betrachteten Zeitraum so mit der Datennahmeelektronik der Detektorfelder verbunden, daß sie dort die Datenauslesung aktiviert haben, sobald bei einem der beiden Teleskope ein Signal eine bestimmte Energieschwelle überschritten hat. Dadurch wurden von den Detektorfeldern zusätzliche Luftschauer auch unterhalb der eigenen Triggerschwelle aufgezeichnet. Oberhalb dieser Schwelle überwiegen dagegen solche Schauer deutlich, die sowohl die Auslösebedingung der Teleskope als auch der Detektorfelder unabhängig voneinander erfüllt haben.

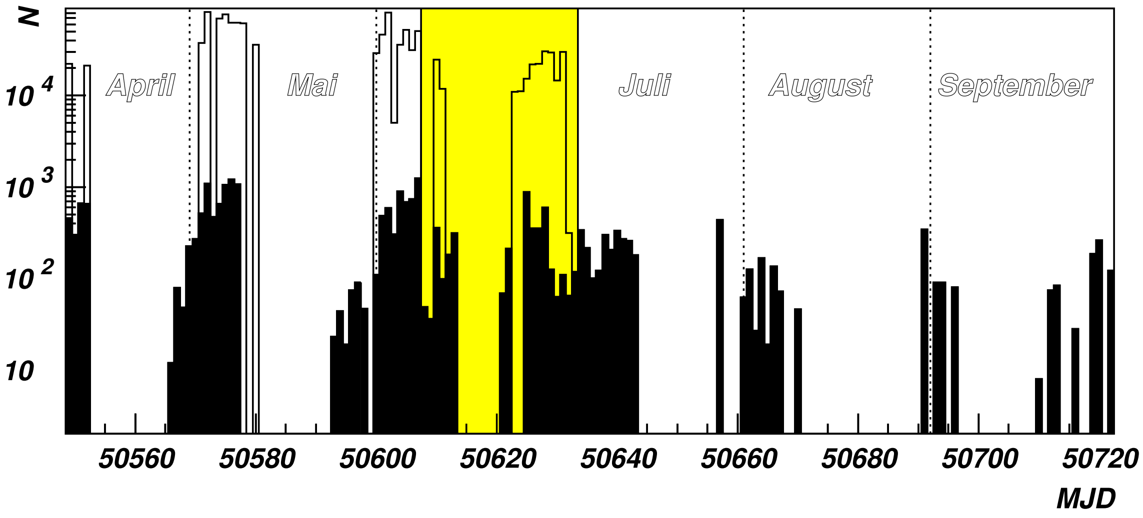


Abbildung 3.1: Zeitliche Verteilung der vom Teleskopsystem registrierten Luftschauer aus der Beobachtung von Markarian-501 im Jahr 1997, die zum Vergleich mit dem Detektorfelder-Datensatz zur Verfügung standen. Unselektierte Referenz-Ereignisse sind weiß aufgetragen, photoninduzierte Schauer schwarz. Die vorselektierte Auswahl hochenergetischer Hadronschauer stammt aus dem grau schattierten Zeitraum.

Detektors, sofern die Kenntnis der Himmelsposition des Beobachtungsobjekts — z.B. durch astrometrische Messungen — deutlich genauer ist als die Auflösung des Detektors[2]. Gleichzeitig gemessene Photonschauer könnten auf diese Weise den Zugang zu einer Eichquelle kosmischer γ-Strahlung für die Detektorfelder eröffnen, an der sich außer der geometrischen Schauerrekonstruktion auch Verfahren zur Unterscheidung hadroninduzierter und photoninduzierter Ereignisse (z.B. pearl) testen lassen. Bisher konnte keine Eichquelle im Energieregime der Detektorfelder gefunden werden.

Messungen mit dem HEGRA-Teleskopsystem erlauben eine recht sichere Identifizierung photoninduzierter Ereignisse [Daum et al., 1997, Konopelko et al., 1998], die Suche nach zeitgleich registrierten Luftschauern konzentriert sich hier daher auf die Daten des Teleskopsystems. Es zeigt sich jedoch (s.u.), daß — vermutlich aufgrund der spektralen Eigenschaften des Beobachtungsobjekts Markarian-501 — nicht ausreichend Photonschauer für einen Vergleich zur Verfügung stehen. Stattdessen müssen koinzidente hadroninduzierte Ereignisse zur Analyse der geometrischen Schauerrekonstruktion dienen.

---

[2] Die Position von Markarian-501 ist beispielsweise auf eine Bogensekunde genau vermessen worden [Johnston et al., 1995], das HEGRA-Čerenkovteleskopsystem erreicht eine Auflösung von etwa 0,1° (= 360″) für einzelne Photonschauer [Konopelko et al., 1998], eine Punktquelle mit ausreichendem Fluß läßt sich auf 0,01° genau lokalisieren [Pühlhofer et al., 1997].

Hierbei sind allerdings die Eigenschaften des HEGRA-Čerenkovteleskopsystems bei der Beobachtung geladener Kosmischer Strahlung nicht zu vernachlässigen, so daß nur Aussagen über die *kombinierte* Anlage aus Teleskopsystem und Detektorfeldern getroffen werden können. Im Gegenzug steigt die Zahl der zu vergleichenden Luftschauer erheblich, da der Fluß der geladenen Kosmischen Teilchenstrahlung denjenigen der wenigen Quellen kosmischer Photonstrahlung um ein Vielfaches übersteigt, so daß eine bessere Statistik zu erwarten ist. Es standen die folgenden drei Datensätze des Čerenkovteleskopsystems zum Vergleich mit den Detektorfelder-Messungen zur Verfügung (siehe Abbildung 3.1):

- 22.916 als Photon-Schauer rekonstruierte Ereignisse[3] aus der Beobachtung von Markarian-501 während der Sichtbarkeitsperiode 1997 (Daten vom 11. April bis 1. Oktober 1997), im folgenden als **Photon-Sample** bezeichnet (schwarz in Abb. 3.1). Die Daten enthalten die Ereigniszeit, die rekonstruierte Position des Schauerkerns und die Zahl der Teleskope, die den jeweiligen Luftschauer registriert haben. Die Herkunftsrichtung ist auf die Himmelsposition von Markarian-501 (Deklination 39,76°, Rektaszension 253,47°, *J2000*) festgelegt.

- 1.086.948 unselektierte Luftschauer, die aus einer etwa 5° großen Region um die Himmelsposition von Markarian-501 in ausgewählten Nächten zwischen dem 11. April und dem 2. Juli 1997 registriert wurden. Dieser Datensatz enthält sowohl hadronische als auch photonische Ereignisse (Anteil <1%), und dient als **Referenz-Sample** (weiß in Abb. 3.1). Die Daten enthalten die Ereigniszeit, die rekonstruierte Herkunftsrichtung und den rekonstruierten Ort des Schauerkerns für jeden Luftschauer. Die Zahl der angesprochenen Teleskope ist nicht verfügbar.

- 131.610 vorselektierte Hadron-Schauer großer Energie[4] bilden das **Hadron-Sample**. Die Daten enthalten hadroninduzierten Luftschauer, die zwischen dem 1. Juni und dem 3. Juli 1997 (grau schattierter Bereich in Abb. 3.1) mit dem Čerenkovteleskopsystem registriert wurden und decken diesen Zeitraum etwas besser ab als das Referenz-Sample. Zusätzlich zu den darin enthaltenen Informationen liefert das Hadron-Sample die Zahl der getriggerten Teleskope.

---

[3] Die Klassifizierung als Photonschauer erfolgte anhand des CT-Bildparameters *Scaled Width*<1,2 sowie der Einschränkung der Herkunftsrichtung auf 0,22° Abstand zur Quellposition. Diese als *weicher Schnitt* bezeichnete Selektion verwirft 99,94% der Hadronschauer und 25% der Photonschauer. Es ist mit etwa 15% (falsch klassifizierten) Hadronschauern in diesem Datensatz zu rechnen [Köhler, 1998].

[4] Hochenergetische Schauer wurden aus den Beobachtungsdaten mit Hilfe der Signal-Amplitude des zweithellsten Photomultipliers der CT-Kameras selektiert: Dabei wurde verlangt, daß in jeweils mindestens zwei Čerenkovteleskopen das zweithellste Bildelement (Photomultiplier) mehr als 40 Photoelektronen enthält [Hemberger, 1998a]. Auf diese Weise sollen Schauer aus dem Energieregime der Detektorfelder selektiert werden.

3.1 Suche nach koinzidenten Luftschauern

In einem ersten Schritt wurden zunächst alle zeitlich koinzidenten Ereignisse aus den zur Verfügung stehenden Teleskop- und Detektorfelder-Daten herausgesucht. Da beide Detektorsysteme dieselbe am HEGRA-Experiment installierte Rubidium-Atomuhr nutzen, können die einzelnen Schauer über die Uhrzeit identifiziert werden[5]. Um Unterschiede in der Datennahmeelektronik und bei den Signallaufzeiten auszugleichen, wurde die Suche in einem Zeitfenster von $\pm 5\,\mu$s um die Teleskopsystem-Ereigniszeit durchgeführt. Dadurch werden zwangsläufig auch zuällig gleichzeitig aufgezeichnete, aber unkorrelierte Luftschauer als koinzident identifiziert. Der Anteil dieser ungewollten Koinzidenzen beträgt bei einer Detektorfelder-Datenrate von etwa 30 Hz allerdings nur rund 0,3 Promille.

Um zufällige Koinzidenzen zu unterdrücken wurde zusätzlich gefordert, daß die vom Čerenkovteleskopsystem und durch die Detektorfelder rekonstruierten Schauerrichtungen nicht mehr als 5° voneinander abweichen. Bei einem Gesichtsfeld des Teleskopsystems von etwa ebenfalls 5° bedeutet dies eine Einschränkung des Detektorfelder-Gesichtsfelds um gut 80% von knapp 35° [Karle et al., 1995a] auf rund 15°. Der Anteil zufälliger Koinzidenzen sinkt entsprechend, so daß in etwa ein unkorrelierter Schauer unter knapp 20.000 korrelierten Ereignissen zu erwarten ist. Die gefundenen Koinzidenzen sollen daher im folgenden als frei von unkorrelierten Schauern angenommen werden.

Es wurde zunächst keine Einschränkung an die Zahl getroffener Detektorstationen oder an die Auslösung der Datennahme gestellt. Unter den koinzident gemessenen Luftschauern können sich daher auch solche befinden, die nicht die Triggerbedingungen der Detektorfelder erfüllt haben, bei denen also eines der beiden Einzelteleskope die Detektorfelder-Datennahme ausgelöst hat.

Durch einen Fehler in der Datennahmeelektronik des Čerenkovteleskopsystems stehen nicht sämtliche Teleskop-Ereignisse zur Identifizierung in den Detektorfelder-Daten zur Verfügung: Einige Luftschauer erhalten von der Teleskopsystem-Datennahme eine geringfügig falsche Ankunftszeit. Während diese verschobenen Zeiten für die γ-Astronomie mit den Čerenkovteleskopen ohne Bedeutung sind ($\Delta t < 1$ s), lassen sich die betreffenden Luftschauer auf Mikrosekunden-Basis nicht mehr identifizieren und gehen damit als potentiell koinzident gemessene Ereignisse verloren. Rund 5% aller Schauer aus allen drei CT-Samples sind hiervon betroffen.

Abbildung 3.2 erläutert dieses Problem: Im Intervall zwischen 910 und 1.000 Millisekunden finden sich nur etwa halb soviele Ereignisse, wie bei einer Gleichverteilung der

---

[5] Dabei ist lediglich eine künstliche Zeitkorrektur durch die verschiedenen Schauer-Rekonstruktionsprogramme zu beachten: Für die Rekonstruktion der Detektorfelder-Daten beträgt diese Software-Korrektur im betrachteten Zeitraum 10 s, die Analysesoftware für das Čerenkovteleskopsystem benutzt dagegen eine Korrektur von 11 s.

Ankunftszeiten zu erwarten wären. Die fehlenden Luftschauer sind einer falschen Millisekunde zugeordnet worden und gleichmäßig über den übrigen Zeitraum verteilt. Charakteristische Häufungen der Mikro- oder Millisekundenwerte treten ebensowenig auf wie ungültige Zeiten ($>1.000\,\mu$s oder $<0\,\mu$s).

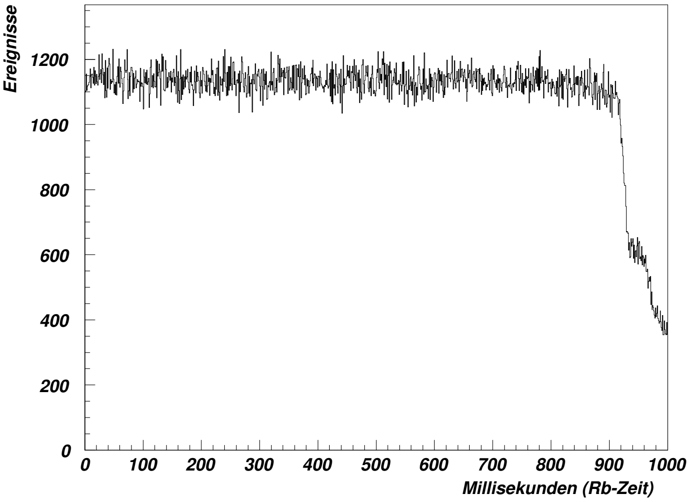


Abbildung 3.2: Verteilung der Millisekunden-Werte in den Teleskopsysytem-Schauerankunftszeiten (Modulo 1 s). Durch einen Elektronikfehler werden jenseits von etwa 910 ms nur noch rund halb soviele Ereignisse gemessen wie erwartet.

In mehreren Nächten eilen in den Teleskopsystem-Daten zudem die mit der Rubidium-Uhr gemessenen Schauerankunftszeiten der wahren Uhrzeit um circa 20 Sekunden voraus. Dieser Fehler entsteht durch ein nicht zurückgesetztes Bit in der CT-Datennahmeelektronik und läßt sich anhand der Systemzeit (CPU-Uhr) der Datennahmecomputer identifizieren. Alle Ereignisse mit einer entsprechend großen Differenz zwischen Rubidium-Zeit und CPU-Zeit werden für die γ-Astronomie mit Hilfe der Computer-Systemzeit ausgewertet, die jedoch keine Mikrosekunden-Genauigkeit erreicht (seit Dezember 1997 wird zusätzlich die Uhrzeit eines GPS-Empfängers mit den Daten gespeichert). Da die Verschiebung nicht exakt 20 Sekunden beträgt — eine Suche mit einem um 20 s verschobenen Suchfenster förderte keine weiteren Koinzidenzen zutage —, gehen Schauer mit vorauseilender Uhrzeit für die Suche nach gleichzeitig registrierten Ereignissen verloren. Die Ankunftszeitverschiebung zeigt sich erstmalig am 6. August 1997 in den zur Verfügung stehenden Teleskopdaten, sie betrifft also nur das Photon-Sample. Knapp 4,5% der darin enthaltenen Ereignisse weisen eine vorauseilende Ankunftszeit auf.

Tabelle 3.1 gibt einen Überblick über die unter den genannten Bedingungen gleichzeitig mit beiden Detektorsystemen beobachteten Luftschauer-Anzahlen. Als potentiell beobachtbar gilt dabei die Zahl von CT-Ereignissen, die während der Meßzeit „guter“ (s. Kap. 2.2) Detektorfelder-Datennahmezyklen registriert wurden, korrigiert um den oben erläuterten Verlust durch die Ankunftszeit-Fehler.

Wie aus der Tabelle zu ersehen ist, konnten photoninduzierte Luftschauer bei dieser Suche nicht in nennenswertem Umfang in den Detektorfelder-Daten identifiziert werden. Während aus dem Referenz-Sample 1,6% (AIROBICC) beziehungsweise 2,2% (Szintillator)[6] der Luftschauer auch mit den Detektorfeldern registriert wurden, liegt dieser Anteil im Photon-Sample lediglich im Promille-Bereich. Da sich die Ansprechschwelle der Detektorfelder für photon- und hadroninduzierte Luftschauer nicht um eine Größenordnung unterscheidet, kann diese Tatsache als Hinweis auf die Eigenschaften der beobachteten γ-Quelle (Markarian-501) gewertet werden.

	beobachtbare	gefundene Koinzidenzen	
Datensatz	CT-Ereignisse	AIROBICC	Szintillator
Photon	7.014	2	20
Referenz	272.247	4.377	6.074
Hadron	39.242	4.306	6.390

Tabelle 3.1: Gleichzeitig mit Teleskopsystem und Detektorfeldern beobachtete Luftschauer

Einige Szintillator-Daten der 20 gleichzeitig mit dem Teleskopsystem beobachteten Photon-Schauer sind in Tab. 3.2 enthalten. Neben dem Datum (*MJD*), der Identifikationsnummer des Detektorfelder-Datennahmezyklus (*Run*) und der Ereignisnummer innerhalb eines Zyklus (*FB-Evt.*) sind die Zahl der Szintillator-Detektorstationen, die den betreffenden Schauer registriert haben (N_{Szi}), der Zenitwinkel, unter dem er beobachtet wurde (ϑ), sowie die Richtungsabweichungen zur wahren Himmelsposition (Markarian-501) in Deklination ($\Delta\delta$) und Rektaszension ($\Delta\alpha$, gewichtet mit dem Kosinus der Deklination der wahren Richtung) und als Winkeldistanz ($\Delta\omega$) angegeben.

Es überwiegen — im Gegensatz zu den koinzident registrierten Hadron-Schauern, s.u. — deutlich Ereignisse, die von einem oder beiden Einzelteleskopen getriggert wurden. Nur zwei der Koinzidenzen (Nr. 7 und Nr. 20) erfüllen die Detektorfelder-Triggerbedingungen, und es fällt die niedrige Zahl der Detektorstationen ins Auge, von denen die einzelnen Schauer registriert wurden: Der Median liegt für die 20 Ereignisse bei vier Szintillator-Detektoren, bei der gewöhnlichen Beobachtung der Kosmischen Teilchenstrahlung erreicht er etwa 20 Einzel-Szintillatoren. Es handelt sich bei den gefundenen Photon-Koinzidenzen also um eine Auswahl verhältnismäßig niedrigenergetischer Luftschauer. Entsprechend groß ist die Unsicherheit in der Bestimmung der Herkunftsrichtung, wie in Abb. 3.3 an der Breite der Verteilungen zu sehen ist. (Die Abweichung in Rektaszension ist wiederum mit dem Kosinus der Deklination von Markarian-501 gewichtet worden).

Eine Analyse der Richtungsrekonstruktion des Szintillator-Detektorfeldes ist mit dieser begrenzten und sehr speziellen Auswahl von Ereignissen nicht möglich. Es bleibt anzumerken, daß die Richtungsrekonstruktion für die Koinzidenzen im Mittel recht gut mit der

---

[6] Die durchweg höheren Anzahlen der Szintillator-Koinzidenzen sind ein Effekt der flacheren Ansprechschwelle des Szintillatorfelds im Vergleich zu AIROBICC [Krawczynski, 1997].

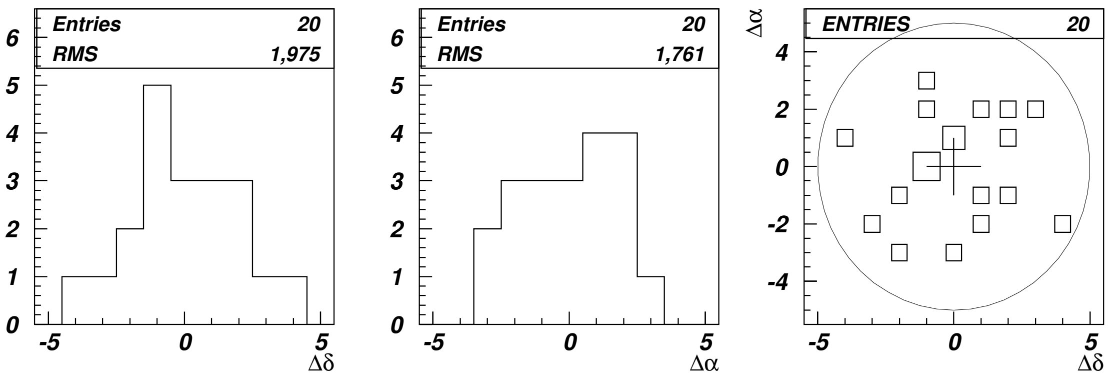


Abbildung 3.3: Richtungsabweichung der 20 koinzident beobachteten Photonschauer.

Nr.	MJD	Run	FB-Evt.	N_{Szi}	$\Delta\delta$	$\Delta\alpha$	ϑ	$\Delta\omega$
1	50610	6439	96285	6	-0,16°	1,16°	11,52°	1,17°
2	50610	6439	97908	5	0,91°	-1,83°	13,96°	2,03°
3	50612	6446	23142	4	0,15°	-3,0°0	17,52°	3,10°
4	50625	6508	75950	12	2,44°	1,94°	17,66°	3,10°
5	50626	6512	162474	10	-0,55°	0,46°	10,68°	0,72°
6	50627	6512	211783	7	-0,90°	3,00°	10,22°	3,15°
7	50627	6512	223243	4	2,57°	1,52°	14,32°	2,97°
8	50627	6512	231295	5	0,74°	-0,65°	14,21°	0,98°
9	50628	6521	348358	3	-1,61°	-2,96°	27,15°	3,40°
10	50636	6548	75300	3	-1,22°	-0,03°	9,96°	1,22°
11	50638	6556	30463	3	-3,64°	1,18°	10,68°	3,83°
12	50638	6556	51005	9	-0,02°	1,11°	15,30°	1,11°
13	50638	6556	52769	3	-0,71°	1,60°	14,65°	1,76°
14	50640	6559	59370	4	4,06°	-1,60°	26,35°	4,35°
15	50657	6599	26951	11	-1,27°	0,39°	10,53°	1,33°
16	50657	6599	32527	4	2,42°	1,01°	14,02°	2,62°
17	50657	6599	121912	4	1,60°	-1,48°	22,85°	2,17°
18	50657	6599	122793	4	1,24°	2,34°	19,52°	2,63°
19	50657	6599	169931	3	-2,70°	-1,88°	28,06°	3,30°
20	50662	6616	30472	18	-2,43°	-0,85°	12,23°	2,58°
Median				4				
Mittelwert					0,05°	0,07°	16,10°	
63%-Wert								2,97°

Tabelle 3.2: Szintillator-Daten der 20 koinzident beobachteten Photonschauer (siehe Text).

wahren Herkunftsrichtung zusammenfällt. In Übereinstimmung mit M^{te}-Carlo-Studien [Krawczynski, 1997] wurden 63% der Ereignisse aus den Szintillatordaten dichter als 3° an der wahren Position rekonstruiert.

Von der AIROBICC-Matrix wurden lediglich die beiden Koinzidenzen Nummer 7 und Nummer 20 registriert, bei denen die Datennahme nicht von den Einzelteleskopen ausgelöst wurde, siehe Tabelle 3.3. Für die γ/Hadron-Separation nach der Methode pearl werden sowohl die Meßdaten der Szintillatoren als auch die von AIROBICC benötigt. Ein Test von pearl kann an den vorliegenden Daten daher nicht durchgeführt werden. Die beiden beobachteten Photon-Schauer weisen pearl-Werte von -1,25 beziehungsweise -1,42 auf. Sie gehören damit zu den rund 60% der photoninduzierten Luftschauer, die dem üblichen pearl-Schnitt bei -1,67 zum Opfer fallen.

Nr.	N_{AIR}	ΔDEC	ΔR.A.	$\Delta\alpha$	Trigger
7	7	0,24°	0,53°	0,58°	AIR
20	6	0,42°	-0,28°	0,50°	SZI

Tabelle 3.3: AIROBICC-Daten der beiden koinzident beobachteten Photonschauer.

Der Zugang zu einer Eichquelle konnte durch die teleskopselektierten Photonschauer nicht geschaffen werden. Es stellt sich die Frage, ob von einem anderen TeV-Objekt mehr koinzident registrierte Photonschauer zu erwarten wären als von Markarian-501. Eine lohnende Anzahl γ-induzierter Ereignisse wurde mit dem HEGRA-Teleskopsystem lediglich noch vom Krebsnebel registriert, der als „Standardkerze“ der γ-Astronomie gilt und nach Markarian-501 die zweithellste Quelle am TeV-Himmel ist[7]. Diese Beobachtungen umfassen 4.836 Photonschauer [Konopelko, 1998] aus dem Winter 1996/97 und stammen daher nicht aus dem in dieser Arbeit analysierten Zeitraum.

Ob sich für die Krebsnebel-Beobachtungen eine Auswertung weiterer Detektorfelder-Datennahmezyklen dennoch lohnt, soll folgende Abschätzung klären: Der Anteil gleichzeitig beobachteter hadroninduzierter Ereignisse aus dem Referenz-Sample beträgt 1,6% (für AIROBICC). Die spektralen Eigenschaften des Krebsnebels sind gut bekannt und ähneln mit einem differentiellen Spektralindex von -2,55 … -2,64 denen der Kosmischen Teilchenstrahlung. Die Rate der koinzident gemessenen Hadronschauer markiert also in etwa die Erwartung für gleichzeitig mit Teleskopsystem und AIROBICC registrierte Photonschauer vom Krebsnebel. Selbst bei einer optimalen Übereinstimmung der Teleskopsystem- und Detektorfeldermeßzeit sind daher lediglich rund 80 koinzidente Photonschauer zu erwarten.

Wegen einer Reihe von Reparaturen, Wartungsarbeiten und Veränderungen an den

---

[7] Während der Ruhephase sinkt die Helligkeit von Markarian-501 sogar unter die des Krebsnebels ab.

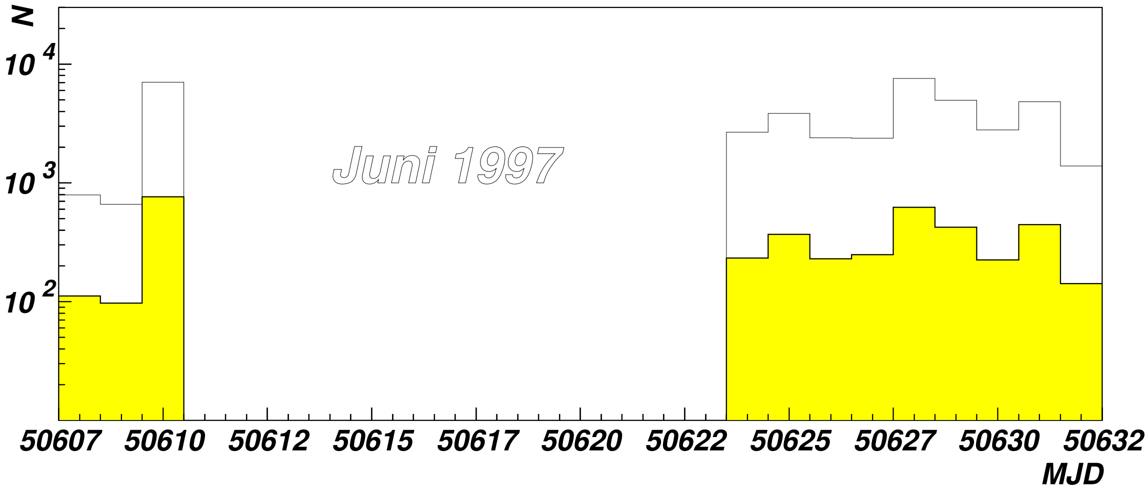


Abbildung 3.4: Der Anteil koinzident mit dem Teleskopsystem und den Detektorfeldern beobachteter Luftschauer (grau) schwankt im untersuchten Zeitraum des Hadron-Samples (weiß) wenig um einen Mittelwert von 10%.

HEGRA-Detektorfeldern während des betreffenden Zeitraums ist diese optimale Abdeckung der Meßzeit bei weitem nicht gewährleistet, so daß auf eine Auswertung der Krebsnebel-Beobachtungen verzichtet wurde. Die Richtungs- und Kernortrekonstruktion soll stattdessen im folgenden anhand koinzident registrierter Hadronschauer näher untersucht werden.

3.2 Vergleich der Rekonstruktion hadroninduzierter Luftschauer

Im Gegensatz zu photoninduzierten Luftschauern ist bei hadroninduzierten Ereignissen die wahre Herkunftsrichtung nicht bekannt. Es können lediglich die — jeweils mit Fehlern behafteten — Herkunftsrichtungen verglichen werden, die aus den Meßdaten der Detektorfelder und des Čerenkovteleskopsystems rekonstruiert worden sind. Somit ist also nur die Analyse der Eigenschaften der *kombinierten* Detektoranlage möglich.

Um zu Aussagen zu gelangen, die sich auf den normalen Betrieb der Detektorfelder beziehen, werden im folgenden nur solche Schauer betrachtet, die von mindestens sechs AIROBICC-Stationen beziehungsweise 14 Szintillatordetektoren gemessen worden sind, die also die Auslösebedingungen des jeweiligen Detektorfelds erfüllt haben. Zusätzlich wird von den zu untersuchenden Ereignissen verlangt, daß eine Herkunftsrichtung erfolgreich aus den Detektorfelder-Meßdaten ermittelt werden konnte (als Indikator hierfür dient das reduzierte χ^2 der Richtungsanpassung).

Abb. 3.4 zeigt die zeitliche Verteilung der untersuchten CT-Ereignisse (weiß). Der Anteil gleichzeitig mit den Detektorfeldern beobachteter Schauer (grau) liegt darin relativ

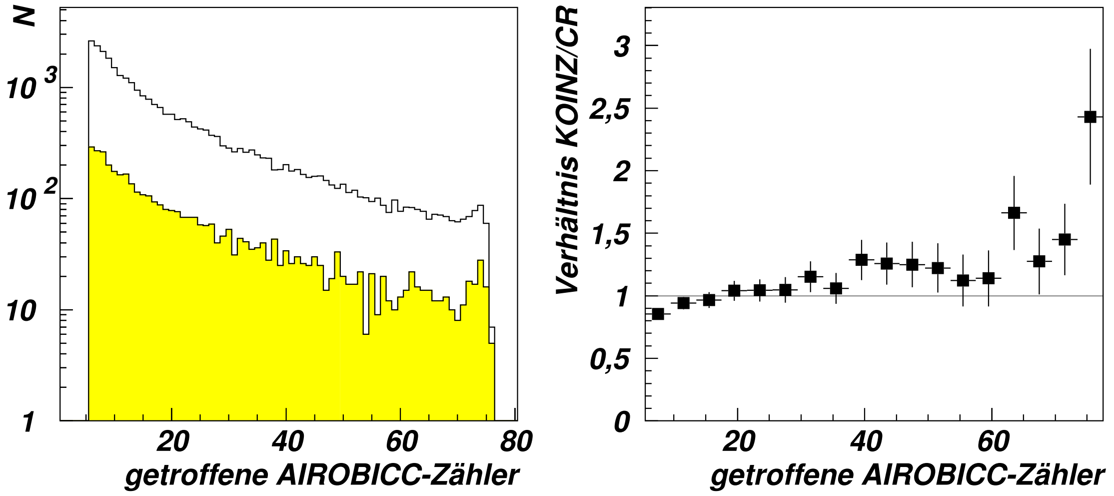


Abbildung 3.5: Verteilung der Anzahl getroffener AIROBICC-Einzeldetektoren im normalen Meßbetrieb (weiß im linken Bild) und unter den koinzident mit dem CT-System registrierten Hadron-Schauern (grau). Das Verhältnis der beiden Verteilungen zeigt ein Defizit bei kleinen und eine leichte Überhöhung bei großen Zahlen getroffener Detektorstationen (rechtes Bild, normiert). Am oberen Ende beträgt die Abweichung +2,6σ, am unteren Ende -4σ.

konstant bei 10%. Diese scheinbar hohe Ausbeute kommt durch die Vorselektion energiereicher Ereignisse aus den Teleskopdaten zustande (s.o.), durch die der Großteil der vom CT-System registrierten Schauer aus dem unteren TeV-Bereich unterdrückt wird.

Eigenschaften koinzident beobachteter Luftschauer

Koinzident mit den Detektorfeldern und dem Čerenkovteleskopsystem beobachtete Luftschauer stellen eine ungewöhnliche Klasse von Ereignissen dar. Um die Analyse der geometrischen Schauerrekonstruktion in diesem Datensatz mit existierenden M^{te}-Carlo-Studien und anderen Analysemethoden für die Detektorfelder vergleichen zu können, dürfen sich die koinzident registrierten Schauer nicht wesentlich von denen während der normalen Beobachtung Kosmischer Strahlung aufgezeichneten unterscheiden.

Ein Indikator hierfür ist die Zahl der getroffenen Einzelzähler der Detektorfelder. Abbildung 3.5 vergleicht die Spektren getroffener AIROBICC-Stationen aus dem normalen Meßbetrieb (weiß im linken Teil der Abbildung) und unter den koinzident mit dem Teleskopsystem registrierten Hadronschauern (grau). Das Verhältnis der beiden Verteilungen (rechter Teil der Abbildung) zeigt eine befriedigende Übereinstimmung mit einer leichten Verschiebung zu hohen Zahlen getroffener Einzelzähler. Diese Verschiebung kann als Effekt der Vorauswahl energiereicher Schauer aus den CT-Daten verstanden werden.

Des weiteren sollten die analysierten koinzidenten Ereignisse aus einem Gebiet möglichst gleichmäßiger Akzeptanz stammen, um systematischen Randeffekten vorzubeugen. Abbildung 3.6 zeigt, daß Schauer, die von zwei oder drei Čerenkovteleskopen registriert wurden (weiß), nahe des Beobachtungsobjekts[8] ein deutliches Defizit unter den koinzidenten Ereignissen aufweisen. Am Rand des Gesichtsfelds ($\Delta\omega^2 \approx 4{,}6$) ist ihre Anzahl dagegen überhöht. Für koinzidente Ereignisse, die mit allen vier Teleskopen beobachtet wurden (grau in Abbildung 3.6), ist ein solches Defizit nicht festzustellen. Ihre Anzahl schwankt im Zentrum des Gesichtsfelds statistisch und fällt zum Rand hin ab.

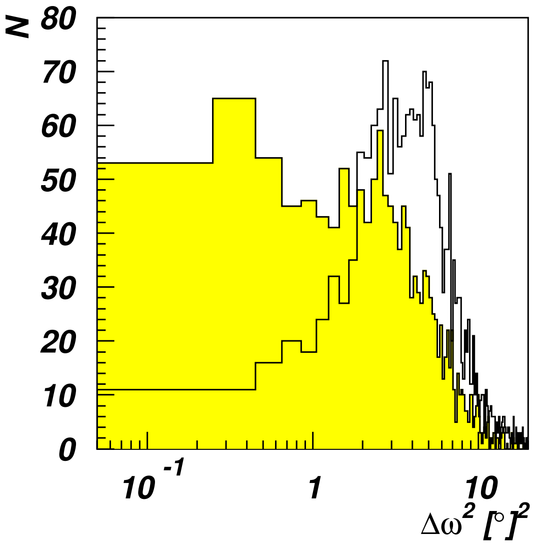


Abbildung 3.6: Anzahl der von zwei oder drei (weiß) bzw. von allen vier Teleskopen (grau) registrierten Luftschauer unter den koinzidenten Ereignissen gegen den Abstand zur Beobachtungsrichtung. Der Winkelabstand ist quadriert dargestellt, um gleiche Raumwinkel abzudecken, und zur deutlicheren Sichtbarkeit in logarithmischen Einheiten aufgetragen.

Erklären läßt sich diese Beobachtung als Auswahleffekt koinzident registrierter Ereignisse: Prinzipiell sollten Luftschauer, die hell genug sind, um die Auslösebedingung von AIROBICC zu erfüllen, von allen vier Čerenkovteleskopen aufgezeichnet werden. Nur wenn der Kernort im Gelände am Rand oder außerhalb der Nachweisfläche liegt, kann es sein, daß der Čerenkovlichtkegel lediglich zwei oder drei der Teleskope streift. Wie Abbildung 3.7 belegt, fallen Kernorte von Schauern aus dem Gesichtsfeldrand der Teleskope häufiger auch in den Rand der Nachweisfläche als Kernorte von Schauern aus dem Gesichtsfeldzentrum. Auf diese Weise können unter den energiereichen, koinzident mit Detektorfeldern und zwei oder drei Čerenkovteleskopen registrierten Ereignissen Luftschauer vom Rand des Teleskopgesichtsfelds überwiegen. Dieser Effekt ist bekannt [Hofmann et al., 1999] und tritt in abgeschwächter Form auch in den normalen Beobachtung mit dem Teleskopsystem auf [Konopelko, 1999]. Im folgenden werden daher lediglich Vier-Teleskop-Ereignisse zum Vergleich mit den Detektorfeldern zugelassen.

Deutliche systematische Effekte zeigen sich auch in Abhängigkeit von der Herkunftsrichtung beziehungsweise der Kernortposition der untersuchten Ereignisse. Messungen mit dem Čerenkovteleskopsystem und mit den Detektorfeldern ergeben Herkunftsrichtungen und Kernorte, die sich umso stärker unterscheiden, je weiter außerhalb vom Zentrum des Teleskopgesichtsfelds oder der Nachweisfläche ein Schauer registriert wird.

Der obere Teil von Abbildung 3.8 zeigt die Differenzen der mit dem Teleskopsystem

---

[8] Markarian-501, hier als Zentrum des Teleskopgesichtsfelds angenommen.

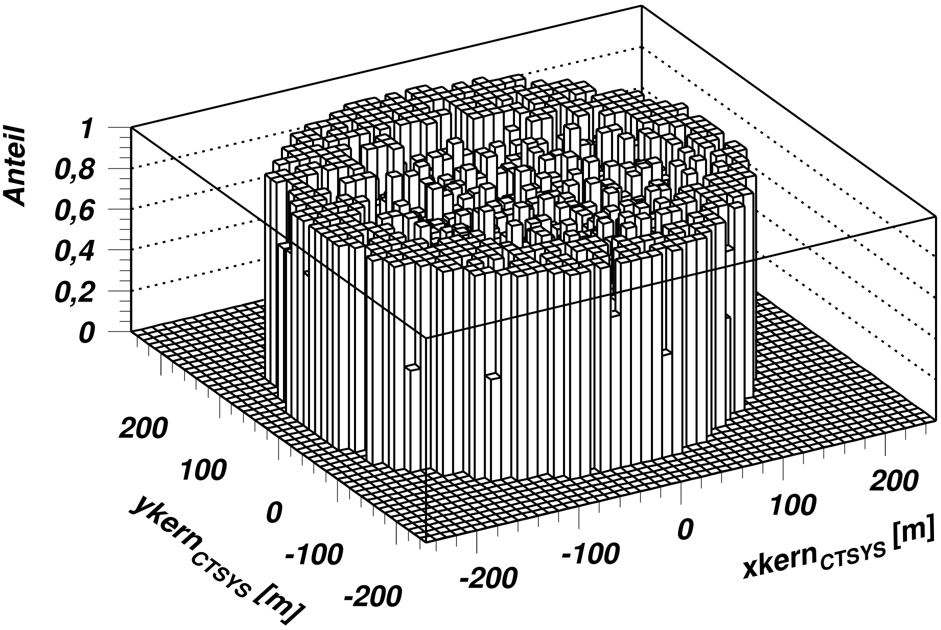


Abbildung 3.7: Anteil von Schauern, die nicht aus dem Gesichtsfeldzentrum der Teleskope stammen ($\Delta\omega > 1°$), gegen die Kernortposition im Gelände. Es zeichnet sich ein breiter Rand ab, in dem Kernorte von Schauern stark überwiegen, die nicht aus dem Gesichtsfeldzentrum stammen. Zum Zentrum der Nachweisfläche nimmt dieser Anteil ab, entsprechend steigt der Anteil von Kernorten solcher Schauer, die im Gesichtsfeldzentrum registriert wurden.

und mit AIROBICC bestimmten Herkunftsrichtungen. Eine systematische Abweichung ist sowohl in Rektaszension (α) als auch in Deklination (δ) zu sehen[9], und nimmt — mit Ausnahme eines zentralen Bereichs — mit dem Abstand von der Beobachtungsrichtung des CT-Systems (Markarian-501; δ=39,76°, α=253,46°) schnell zu. Bei den bereits von der Analyse ausgeschlossenen Zwei- und Drei-Teleskop-Schauern ist sie stärker ausgeprägt als bei Vier-Teleskop-Schauern.

Am Rand des Teleskopgesichtsfelds sind die Unterschiede so gravierend, daß sie kaum auf die Richtungsbestimmung durch AIROBICC zurückgeführt werden können. Andernfalls wäre die Mißweisung in Regionen, die weit von dem betrachteten kleinen Himmelsausschnitt entfernt liegen, unplausibel groß und nicht mit vorangegangenen Studien (siehe etwa [Prosch, 1997, Schmele, 1998, Prahl, 1999] u.a.) zur Orientierung und Winkelauflösung der Detektorfelder verträglich. Auch das Plateau um das Gesichtsfeldzentrum der Čerenkovteleskope legt nahe, daß die Ursache beim CT-System zu suchen ist. Wie an dem

---

[9] Dieser Effekt tritt selbstverständlich auch in allen anderen Himmelskoordinatensystemen auf, am deutlichsten sichtbar ist er jedoch in einem System wie den Äquatorialkoordinaten, das fest steht in bezug auf das Beobachtungsobjekt.

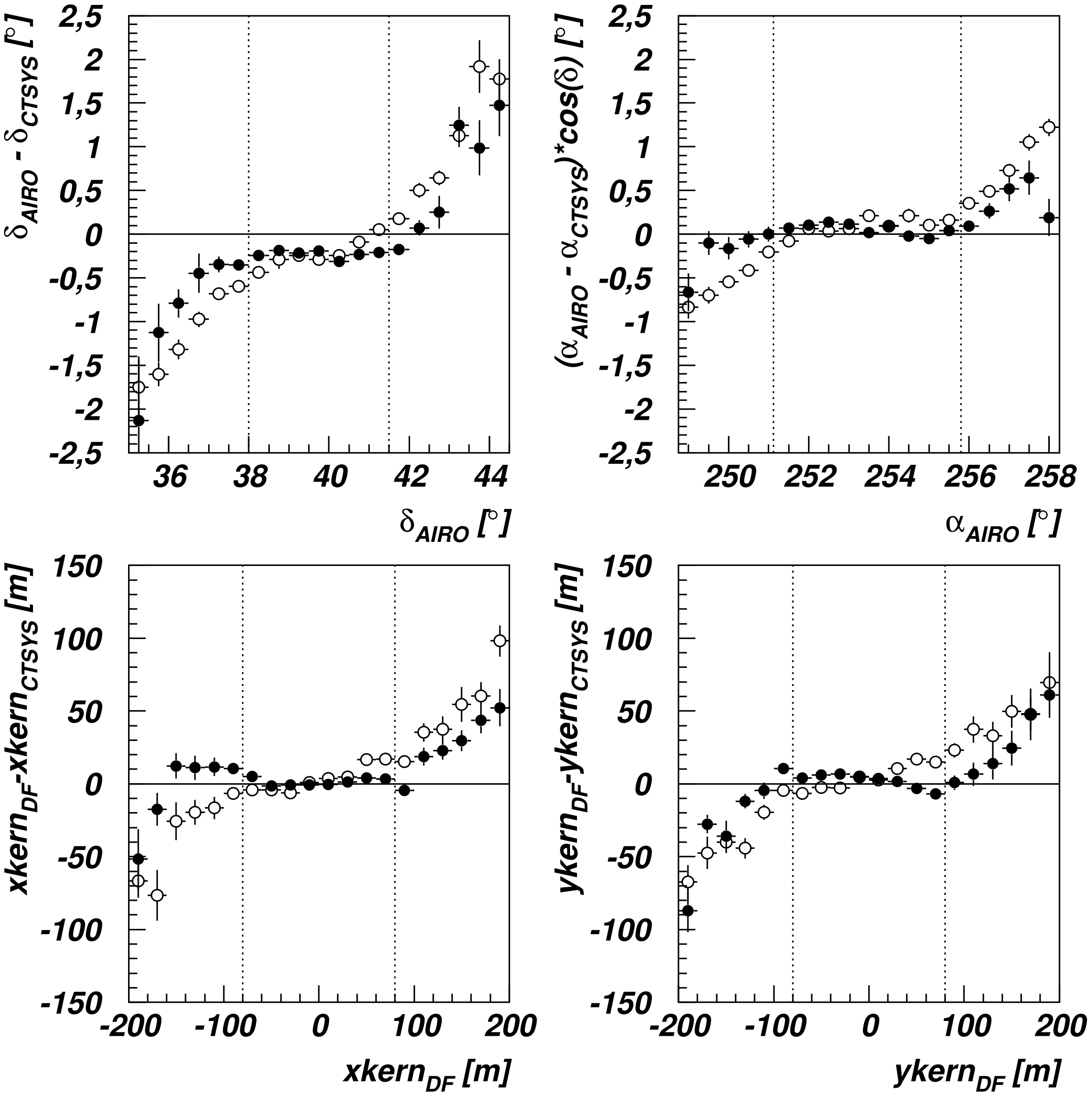


Abbildung 3.8: Systematische Abweichung der mit den Detektorfeldern und dem Teleskopsystem gemessenen Schauer-Herkunftsrichtungen (oben, in Äquatorialkoordinaten Deklination δ und Rektaszension α) sowie die damit verbundenen Abweichungen der Kernortpositionen (unten). Gefüllte Kreise repräsentieren jeweils Schauer, die mit allen vier Teleskopen registriert wurden, offene Kreise solche, die nur zwei oder drei Teleskope gesehen haben. Die unterbrochenen, vertikalen Linien markieren jene Bereiche, innerhalb derer die geometrische Schauerrekonstruktion beider Detektorsysteme im folgenden als stabil angenommen wird. In der Deklination deutet sich eine Mißweisung an.

Wechsel des Vorzeichens der Differenzen zu erkennen, wird der Gesichtsfeldkegel des Teleskopsystems durch den beobachteten Effekt offensichtlich künstlich verjüngt.

Derselbe Effekt bewirkt eine systematisch unterschiedliche Bestimmung der Kernorte zwischen Teleskopsystem und Detektorfeldern. Wird bei der Schauerrekonstruktion einer der beiden Parameter verschoben, muß sich der andere ebenfalls ändern, da Kernort und der Herkunftsort am Himmel durch die Schauerachse verbunden sind. Entsprechendes ist aus dem unteren Teil von Abbildung 3.8 erkenntlich. Auch hier zeigt sich ein einigermaßen stabiles Plateau, das für Vier-Teleskop-Schauer stärker ausgeprägt und in etwa auf die Fläche innerhalb der Detektorfelder begrenzt ist.

Eine detaillierte Erklärung der beobachteten Effekte erfordert die systematische Untersuchung der geometrischen Rekonstruktion von Hadronschauern durch das HEGRA-Čerenkovteleskopsystems und sprengt damit den Rahmen dieser Arbeit. Es ist jedoch denkbar, daß es sich um eine spezielle Erscheinung energiereicher Hadron-Schauer handelt. Kernort und Herkunftsrichtung werden aus den Bildern bestimmt, die Luftschauer in den Teleskopkameras hinterlassen. Die Größe dieser Bilder nimmt mit der Energie des Schauers zu, wobei Hadron-Bilder generell größer sind als Photon-Bilder bei gleicher Energie. In der untersuchten Auswahl energiereicher Hadron-Schauer könnte ein erheblicher Bereich der Bilder außerhalb der Kamera liegen, speziell wenn ein Schauer nicht aus dem Gesichtsfeldzentrum stammt. Durch derart angeschnittene Bilder wird die Rekonstruktion der geometrischen Schauerparameter erschwert und kann systematisch verfälscht werden.

Als Konsequenz aus den beobachteten Effekten werden für den Vergleich der geometrischen Schauerrekonstruktion zwischen Čerenkovteleskopsystem und Detektorfeldern im folgenden nur Ereignisse zugelassen,

- die von vier Čerenkovteleskopen und in einem Kreis von $\pm 1{,}8^\circ$ Durchmesser um die Himmelsposition von Markarian-501 registriert wurden (damit soll eine gleichmäßige Akzeptanz und eine stabile Richtungsrekonstruktion gewährleistet werden),
- deren Kernortkoordinaten näher als 80 m am Zentrum der Detektorfelder liegen,
- und die mindestens sechs AIROBICC- bzw. 14 Szintillator-Stationen getroffen haben, wobei eine Herkunftsrichtung erfolgreich angepaßt werden konnte.

Diese Forderungen schränken die Zahl zu vergleichender Ereignisse — aber auch die systematischen Effekte — erheblich ein. Lediglich etwa 10% der koinzident registrierten Schauer erfüllen alle Selektionskriterien.

Vergleich der Richtungsrekonstruktion

Abbildung 3.10 zeigt die Verteilung der Winkeldifferenzen zwischen Teleskopsystem und AIROBICC für alle koinzident registrierten Ereignisse (oberer Teil der Abbildung) sowie für die selektierten Schauer (unterer Teil). Die Auswirkungen der oben beschriebenen systematischen Effekte werden unmittelbar deutlich: Während die Winkeldifferenzen unter den unselektierten Ereignissen Ausläufer zu großen Werten aufweisen, werden sie für die selektierten Schauer jeweils gut durch eine Normalverteilung mit einer Breite von 0,35°±0,02° (δ) und 0,42°±0,02° (α) beschrieben.

In Rektaszension ist dabei — zumindest auf einem 2σ-Niveau — keine Mißweisung zu beobachten. Die Deklinationswerte zwischen CT-System und AIROBICC liegen dagegen im Mittel um 0,19°±0,02° auseinander. Betrag und Vorzeichen dieser Mißweisung decken sich gut mit dem routinemäßigen Vergleich von AIROBICC- und Szintillator-Richtungen im untersuchten Zeitraum (siehe Abschnitt 2.2, Abbildung 2.6). Diese Übereinstimmung kann darauf hinweisen, daß die Ursache der Mißweisung bei AIROBICC zu suchen ist, eine triviale Erklärung für eine Deklinations-Mißweisung existiert jedoch nicht.

Die Kombination der Deklinations- und Rektaszensionsbreiten ergibt unter den selektierten Schauern eine Winkelauflösung[10] von $\sqrt{0{,}35^2 + 0{,}42^2}\,[°] = 0{,}55°$ für die *kombinierte* Anlage aus Čerenkovteleskopsystem und AIROBICC, mit einem Fehler von 0,03°. Dieser Wert stimmt gut mit dem Ergebnis der numerischen Integration der Winkeldifferenzen überein, die in Abbildung 3.9 dargestellt ist. Hier ergibt sich eine Winkelauflösung von 0,58° für die selektierten Ereignisse.

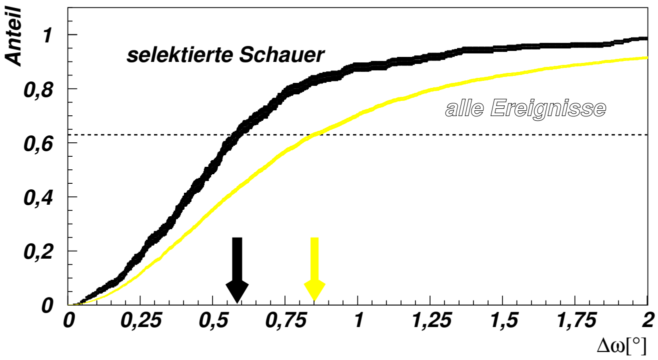


Abbildung 3.9: Anteil der koinzidenten Ereignisse gegen den Winkelabstand zwischen CT- und AIROBICC-Richtung. Für 63% der selektierten koinzidenten Ereignisse (schwarze Kurve) stimmen die Herkunftsrichtungen genauer als 0,58° überein. Unter den unselektierten Schauern (grau) beträgt die Genauigkeit dagegen lediglich 0,85°. Die Breite der Kurven kennzeichnet den statistischen Fehler.

Diese Werte liegen allerdings deutlich über dem Ergebnis anderer Untersuchungen von AIROBICC alleine ([Karle, 1994, Karle et al., 1995a, Prosch, 1997, Prahl, 1999] u.v.a.m.). So ergibt etwa das Schachbrettver-

---

[10] Da unterschiedliche Auffassungen des Begriffs Winkelauflösung existieren, sei hier darauf hingewiesen, daß derjenige Raumwinkel gemeint ist, innerhalb dessen 63% aller Luftschauer rekonstruiert werden, deren wahre Herkunftsrichtung im Zentrum dieses Raumwinkelbereichs liegt.

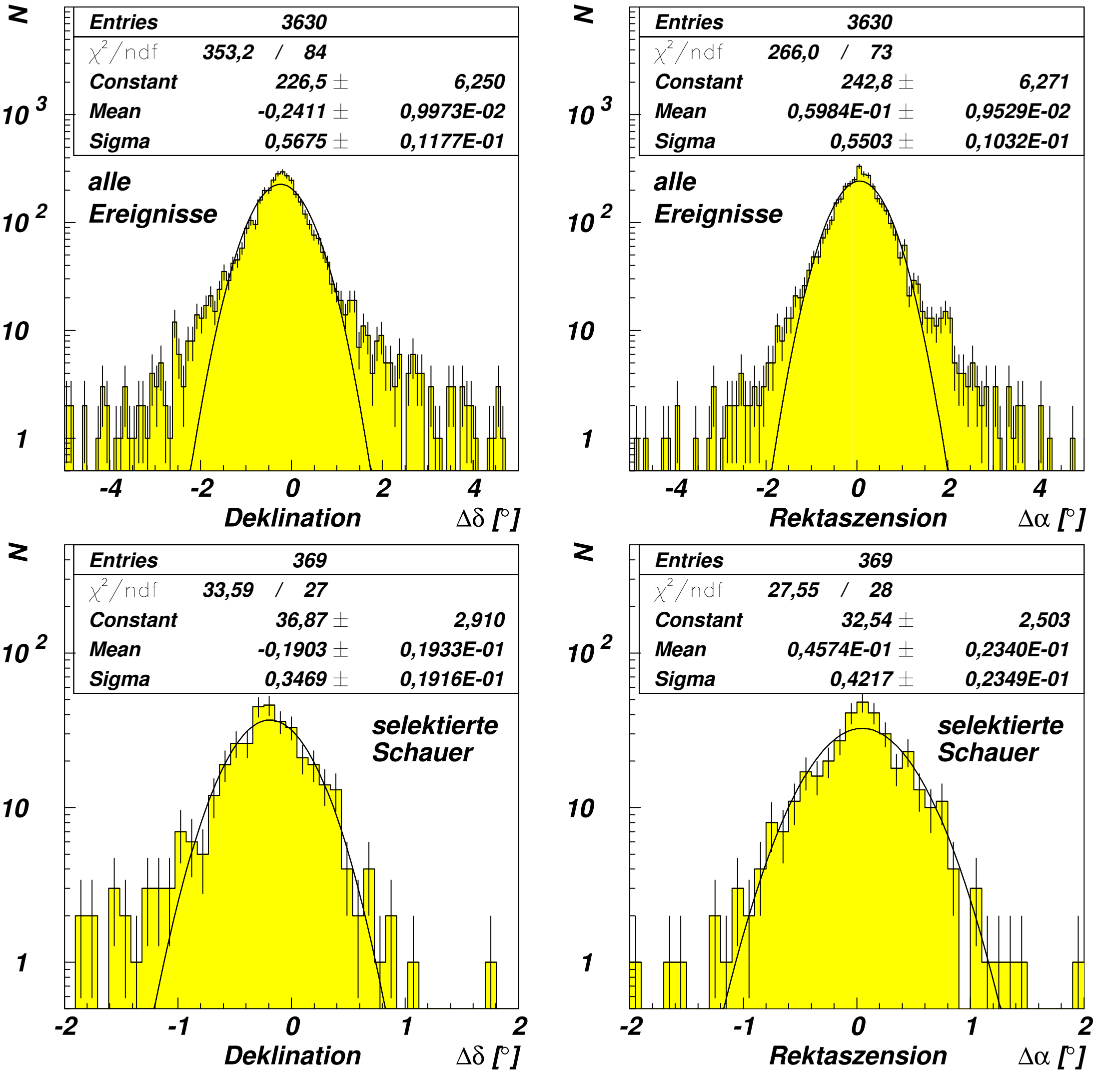


Abbildung 3.10: Differenzen der von AIROBICC und vom Teleskopsystem ermittelten Herkunftsrichtungen für alle koinzident registrierten Schauer (oberer Teil der Abbildung) sowie für die nach den Betrachtungen im vorangegangenen Abschnitt selektierten Ereignisse (unten). Während ohne die Selektion deutlich sytematische Effekte sichtbar sind, folgen die Differenzen unter den selektierten Schauern gut einer Normalverteilung. Deren Breite erscheint allerdings zu groß, um allein auf die Winkelauflösung von AIROBICC zurückzuführen zu sein. In der Deklination zeigt sich eine Mißweisung zwischen beiden Detektorsystemen, die sich bereits in Abbildung 3.8 angedeutet hatte. Winkeldifferenzen in Rektaszension sind mit dem Kosinus der Deklination gewichtet worden.

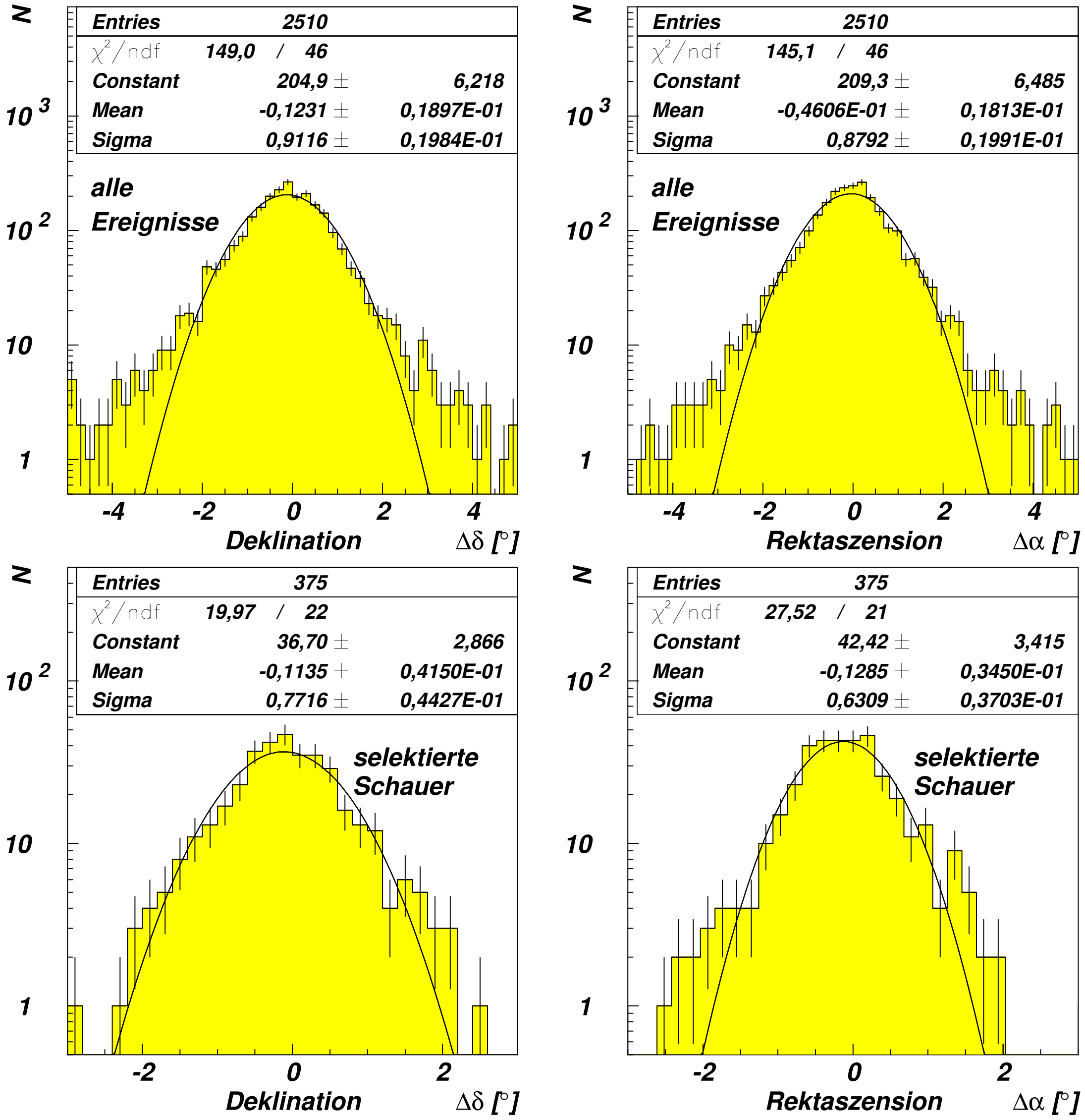


Abbildung 3.11: Differenzen der vom Szintillatorfeld und dem Teleskopsystem ermittelten Herkunftsrichtungen für alle koinzident registrierten Schauer (oberer Teil der Abbildung) sowie für die selektierten Ereignisse (unten). Auch hier sind unter den unselektierten Schauern deutliche systematische Effekte sichtbar. Die Verteilungen entsprechen für die selektierten Schauer von der Breite gut den Erwartungen an das Szintillatorfeld. Es scheint eine leichte Mißweisung feststellbar, die allerding mit 2,7σ (δ) beziehungsweise 3,7σ (α) bei weitem nicht so ausgeprägt ist, wie die Deklinations-Mißweisung zwischen AIROBICC und CT-System. Winkeldifferenzen in Rektaszension sind wieder mit dem Kosinus der Deklination gewichtet worden.

fahren (siehe Abschnitt 4.1) im betrachteten Zeitraum eine Winkelauflösung von ca. 0,25° für Hadron-Schauer, die mindestens acht AIROBICC-Stationen getroffen haben. Es muß also davon ausgegangen werden, daß ein nicht zu vernachlässigender Beitrag des Teleskopsystems zur *gemeinsamen* Winkelauflösung vorliegt. Wegen der fehlenden systematischen Untersuchungen der Rekonstruktion hadroninduzierter Luftschauer durch das Teleskopsystem kann dieser Beitrag allerdings nicht quantifiziert werden[11].

Im Vergleich von Szintillatorfeld und Teleskopsystem (Abbildung 3.11) machen sich die beschriebenen systematischen Effekte ebenfalls bemerkbar, können mit Hilfe der Selektionskriterien aber auch hier weitgehend unterdrückt werden. Die Breiten der Normalverteilungen ergeben eine Winkelauflösung der *kombinierten* Anlage aus Szintillatorfeld und CT-System von 1,0°±0,06°, die gut der Erwartung an das Szintillatorfeld alleine ([Merck et al., 1996, Krawczynski, 1997, Schmele, 1998] u.v.a.m.) entspricht. Der mögliche Beitrag des Teleskopsystems zur gemeinsamen Winkelauflösung ist also gegenüber der deutlich geringeren Winkelauflösung des Szintillatorfelds vernachlässigbar. In beiden Himmelskoordinaten zeigt sich eine leichte Mißweisung zwischen Szintillatorfeld und Teleskopsystem. Sie ist allerdings nicht so stark ausgeprägt wie die Mißweisung in der Deklination zwischen AIROBICC und dem CT-System.

Vergleich der Kernortbestimmung

Die Genauigkeit der Kernortbestimmung des Čerenkovteleskopsystems ist für die hier betrachtete Auswahl energiereicher Hadronschauer nicht bekannt. Durch unvollständige Schauerbilder in den Teleskopkameras werden allerdings die Bildparameter leicht falsch bestimmt und die Kernortposition entsprechend verschoben. Insbesondere tritt eine Konzentration der Kernorte zu den Positionen der Systemteleskope auf. Abschätzungen [Horns, 1999] erwarten daher eine mit etwa 25 m deutlich ungenauere Kernortbestimmung als bei photoninduzierten Schauern, für die M^{te}-Carlo-Studien [Konopelko et al., 1998] bei einer Energie von mehr als 10 TeV einen mittleren Kernortfehler zwischen 3 m und 5 m voraussagen, je nach Einfallswinkel.

Wie Abbildung 3.12 zeigt, genügen die oben eingeführten Selektionskriterien nicht mehr, um alle systematischen Effekte bei der Kernortbestimmung befriedigend zu unterdrücken. Die Kernortdifferenzen zwischen Detektorfeldern und Teleskopsystem werden erst dann gut von einer Normalverteilung beschrieben, wenn ausschließlich von mindestens 14 Szintillatorzählern registrierte Luftschauer betrachtet werden, deren Kernort weiter als 40 m vom nächstgelegenen Systemteleskop entfernt und damit in der (im Jahr 1997) systemteleskopfreien Zone der HEGRA-Anlage liegt. Auch für diese ungewöhnliche

---

[11] Eine für AIROBICC optimistische Abschätzung auf Grundlage der vorliegenden Daten ergibt eine Winkelauflösung des Teleskopsystems von gut 0,4° für energiereiche ($E \gtrsim 20$ TeV) Hadronschauer.

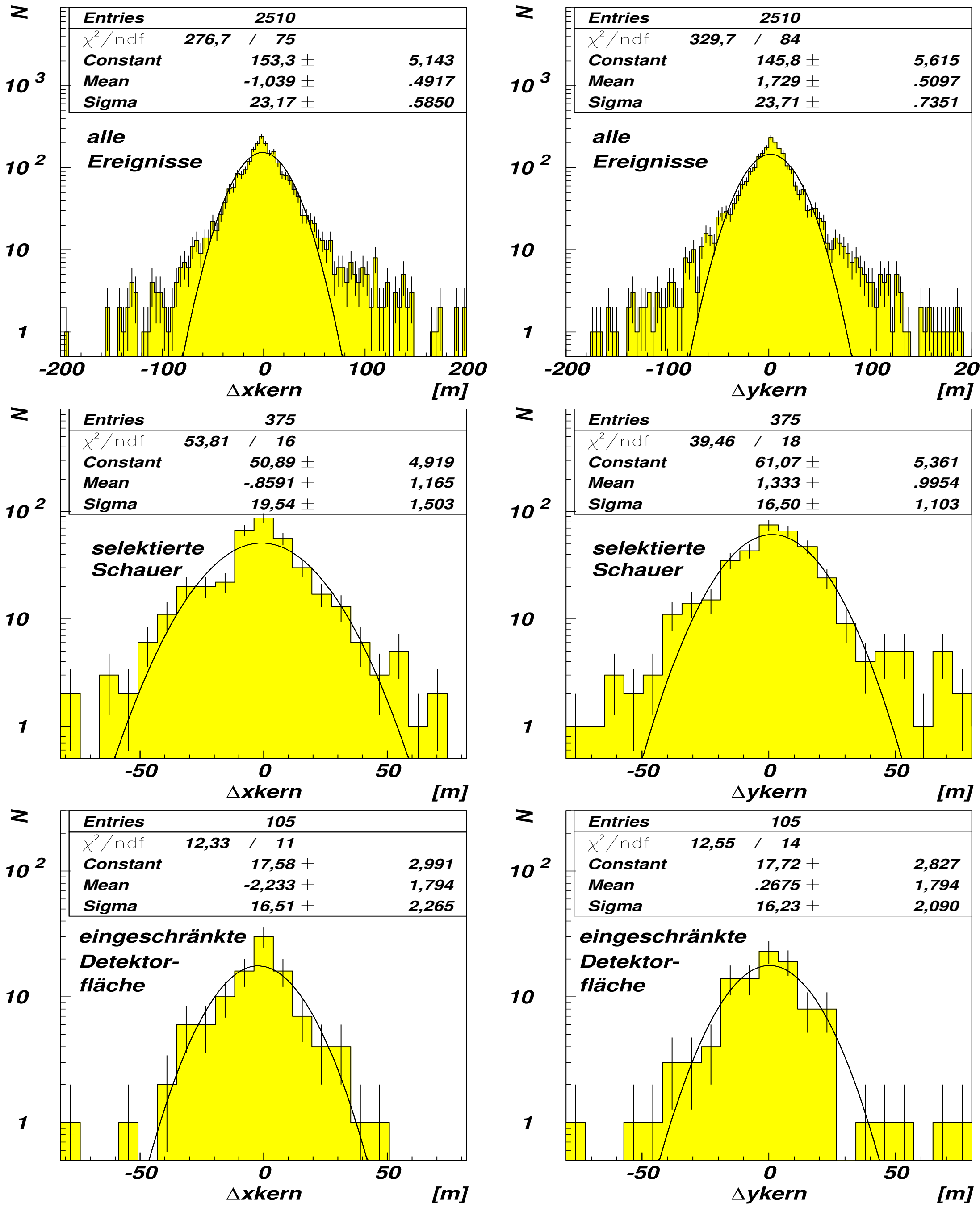


Abbildung 3.12: Differenzen der von den Detektorfeldern und mit dem Teleskopsystem ermittelten Kernortkoordinaten. Anders als bei der Richtungsrekonstruktion lassen sich die systematischen Effekte bei der Kernortbestimmung nicht befriedigend durch die Selektionskriterien einschränken (Mitte). Erst wenn ausschließlich Kernorte betrachtet werden, die im teleskopfreien Gebiet der Detektorfelder liegen und von mindestens 14 Szintillatorzählern bestimmt wurden, erscheinen die Kernortdifferenzen normalverteilt (unten). Die gemeinsame Genauigkeit ist aber auch für diese Ereignisse nicht besser als etwa 23 m.

Auswahl von Ereignissen bestimmt die *kombinierte* Anlage aus CT-System und Detektorfeldern Kernorte nicht genauer als auf etwa 23 m.

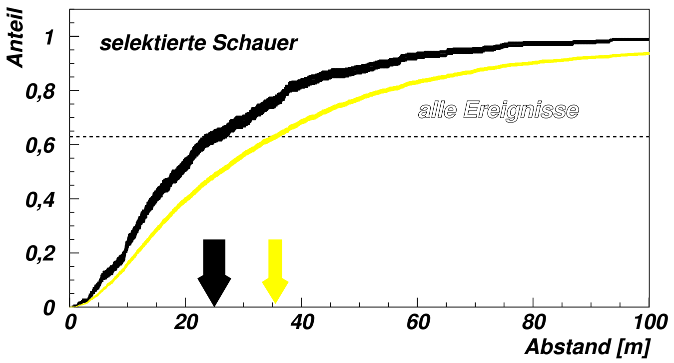


Abbildung 3.13: Die numerische Integration der Abstände zwischen den mit Teleskopsystem und den Detektorfeldern bestimmten Kernortpositionen zeigt, daß die *gemeinsame* Genauigkeit beider Detektorsysteme unter den koinzidenten Ereignissen selbst für die selektierten Schauer nicht besser ist als etwa 25 m.

Unter nach den oben definierten Kriterien selektierten koinzidenten Schauern ergibt die numerische Integration der Kernortfehler (Abbildung 3.13) eine Genauigkeit der kombinierten Anlage von etwa 25 m. Für die Detektorfelder alleine beträgt der mittlere Kernortfehler bei hadroninduziert Luftschauern nach der von [Dommenget, 1996] eingeführten Methode innerhalb der Feldgrenzen lediglich gut 7 m. Wie aus den Mittelwerten der Verteilungen der Differenzen in Abbildung 3.12 ersichtlich, ist eine systematische Verschiebung der Kernortkoordinaten innerhalb der Detektorfeldgrenzen weder unter den selektierten Ereignissen noch bei den Schauern aus der systemteleskopfreien Zone festzustellen.

Zusammenfassung der Vergleichsergebnisse

Unter den koinzident mit dem Čerenkovteleskopsystem und den Detektorfeldern gemessenen Hadronschauern sind deutliche systematische Abweichungen der mit beiden Detektorsystemen unabhängig voneinander bestimmten geometrischen Schauerparameter zu beobachten. Art und Größe dieser Differenzen weisen darauf hin, daß sie zum überwiegenden Teil auf das Teleskopsystem zurückzuführen sind. Eine detaillierte und quantitative Erklärung der beobachteten Effekte erfordert jedoch die systematische Untersuchung der Eigenschaften des HEGRA-Čerenkovteleskopsystems bei der Beobachtung energiereicher Hadronschauer und muß daher an anderer Stelle erfolgen.

Durch geeignete Einschränkungen der Zahl der Teleskope, der Herkunftsrichtung und der Kernortposition konnten die systematischen Effekte weitgehend unterdrückt werden. Dennoch lassen sich die Eigenschaften des Teleskopsystems in bezug auf die geometrische Schauerrekonstruktion im Vergleich mit den Detektorfeldern für die untersuchte Klasse energiereicher Hadronschauer nicht vernachlässigen. Eine Kalibrierung der Detektorfelder anhand der Teleskopdaten ist daher nicht möglich: Während die Bestimmung der

	gemeinsame Auflösung	Orientierung	
Schauerrichtung:			
AIROBICC/ CT-System	$\sigma_{63\%}= 0{,}55^\circ \pm 0{,}03^\circ$	$\Delta\delta= -0{,}19^\circ \pm 0{,}02^\circ$	$\Delta\alpha= 0{,}05^\circ \pm 0{,}02^\circ$
Szintillator/ CT-System	$\sigma_{63\%}= 1{,}0^\circ \pm 0{,}06^\circ$	$\Delta\delta= -0{,}11^\circ \pm 0{,}05^\circ$	$\Delta\alpha= -0{,}13^\circ \pm 0{,}03^\circ$
Kernort:			
Detektorfelder/ CT-System	$\sigma_{63\%}= 23\,\mathrm{m} \pm 3\,\mathrm{m}$	$\Delta x = -2{,}2\,\mathrm{m} \pm 1{,}8\,\mathrm{m}$	$\Delta y = 0{,}3\,\mathrm{m} \pm 1{,}8\,\mathrm{m}$

Tabelle 3.4: Eigenschaften der *kombinierten* Anlage aus Teleskopsystem und Detektorfeldern bei der Rekonstruktion der geometrischen Luftschauerparameter energiereicher Hadronschauer.

Herkunftsrichtung durch das Teleskopsystems noch feiner ist als die — in dieser Arbeit nicht weiter verwendete — Richtungsrekonstruktion der Szintillatormatrix, liegen AIROBICC und CT-System in etwa gleich auf. Der mittlere Kernortfehler des Teleskopsystems scheint für die betrachteten Ereignisse sehr viel größer zu sein als bei den Detektorfeldern. Es lassen sich also nur Aussagen über die *kombinierte* Anlage aus Teleskopsystem und Detektorfeldern treffen. Deren Eigenschaften faßt Tabelle 3.4 zusammen.

Als Ergebnis bleibt festzuhalten, daß die absolute Orientierung der Detektorfelder für alle Parameter gut mit der des Teleskopsystems übereinstimmt. Lediglich zwischen AIROBICC und dem CT-System wurde eine Mißweisung von -0,19°±0,02° festgestellt. Da dieser Wert auf der Beobachtung nur eines Himmelsobjekts während eines eingeschränkten Zeitraums beruht, soll er nicht als allgemeine Korrektur der AIROBICC-Schauerrichtungen dienen, sondern im folgenden als zusätzliche Mißweisung in die Bestimmung des optimalen Suchradius für die Suche nach Punktquellen kosmischer γ-Strahlung mit AIROBICC eingehen.

Kapitel 4

Suche nach ausgewählten Punktquellen-Kandidaten kosmischer γ-Strahlung

Zahlreiche Suchen nach Quellen kosmischer γ-Strahlung sind bereits in den HEGRA-Detektorfelderdaten früherer Jahre durchgeführt worden. Dabei konnte weder eine Einzelquelle noch eine Klasse von Quellen im Energieregime der Detektorfelder zweifelsfrei nachgewiesen werden. Auch Objekte wie der Krebsnebel oder die Aktive Galaxie Markarian-421, die bei niedrigeren Energien (ca. 1 TeV) eindeutig durch abbildende Čerenkovteleskope als γ-Quellen etabliert wurden, lassen sich oberhalb der Detektorfelder-Schwellenenergie (ca. 20 TeV) bislang nicht eindeutig identifizieren.

Angesichts dieser Tatsache und vor dem Hintergrund der beiden Himmelsdurchmusterungen, die kürzlich mit dem HEGRA-Szintillatorfeld [Schmele, 1998] und der AIROBICC-Matrix [Prahl, 1999] durchgeführt wurden, konzentriert sich diese Arbeit auf Quellkandidaten, von denen ein variabler Fluß kosmischer γ-Strahlung erwartet werden kann. Die Intensitätsänderungen variabler Objekte können erheblich sein, so daß ein Nachweis in den HEGRA-Detektorfelderdaten möglich erscheint.

Prominentestes Beispiel für drastische Flußänderungen ist die Aktive Galaxie Markarian-501, deren TeV-Helligkeit 1997 um etwa das 50fache seit Entdeckung dieser Quelle zugenommen hat [Protheroe et al., 1997]. Weitere Quellkandidaten für variable γ-Strahlung im TeV-Bereich sind andere Aktive Galaxien, Röntgendoppelsterne und sogenannte Mikroquasare in unserer eigenen Galaxis sowie eine Auswahl unidentifizierter Objekte, die vom Satellitenexperiment EGRET im GeV-Bereich nachgewiesen wurden, nicht aber im MeV-Bereich [Lamb & Macomb, 1997].

4.1 Methoden der Quellensuche

Die vorliegende Arbeit verwendet Analysemethoden, die sich entweder allgemein oder innerhalb der HEGRA-Gruppe als Standard etabliert haben. Die Vorgehensweise wird daher im folgenden nur kurz skizziert, ausführliche Abhandlungen zu den einzelnen Punkten finden sich in den jeweils angegebenen Referenzen. Neben dieser Standardanalyse, die auf den Nachweis einer gleichmäßigen beziehungsweise der mittleren Emission im betrachteten Zeitraum abzielt, sollen die Beobachtungsdaten zwei Tests auf variable Emission unterzogen werden. Einer dieser Tests ist wie auch das auf einen Teildatensatz angewendete Verfahren zur statistischen Unterscheidung von photon- und hadroninduzierten Luftschauern (pearl) in [Prahl, 1999] entwickelt worden.

Winkelauflösung des Detektors und die optimale Größe der Quellregion

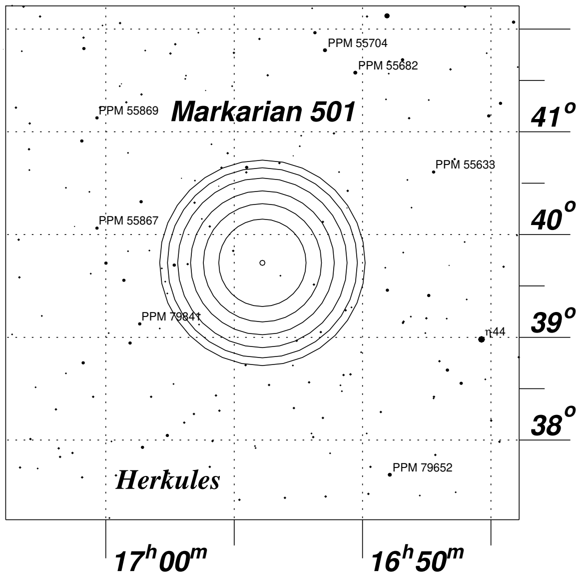


Abbildung 4.1: Zur Erläuterung der Suchmethode: Zentrale Quellregion und angrenzende konzentrische Kreisringe (eingezeichnet lediglich bis zu einem Abstand von 1° zur Quellposition) um den Quellkandidaten Markarian-501.

In der erdgebundenen γ-Astronomie stellt sich stets die Aufgabe, einen von kosmischen Photonen induzierten Überschuß von Luftschauern über dem isotropen, von der geladenen Kosmischen Strahlung verursachten Luftschauer-Untergrund zu identifizieren. Es hat sich bewährt, den Himmel um den untersuchten Quellkandidaten zu diesem Zweck in konzentrische Kreisringe gleichen Raumwinkelinhalts aufzuteilen, wie in Abbildung 4.1 gezeigt. Die Zahl der Ereignisse in der zentralen Quellregion läßt sich so direkt mit der Anzahl der Untergrundereignisse in jedem umgebenden Kreisring vergleichen. Üblicherweise wird die Untergrunderwartung über viele solche Kreisringe gemittelt, in Anlehnung an [Karle, 1994] soll hier das Gebiet mit einem Winkelabstand zwischen 1° und 2,5° von der Position des untersuchten Objekts zur Untergrundbestimmung dienen[1]. Dieses „Ringuntergrundverfahren" bietet vor allem den Vorteil, daß der Untergrund gleichzeitig mit den eigentlichen Beobach-

---

[1] Der Mindestabstand von 1° sorgt dafür, daß praktisch kein potentielles Quellereignis in der Untergrundregion zu finden ist. Bei zu großen Abständen (deutlich größer als 2,5°) kann sich die Krümmung der Detektorakzeptanz bemerkbar machen.

tungen gemessen werden kann. Quell- und Untergrundregion sind auf diese Weise den gleichen variablen Einflüssen wie Wetter, Detektorzustand und lokale Himmelsposition des beobachteten Quellkandidaten ausgesetzt.

Die Größe der Quellregion richtet sich nach der Winkelauflösung des Detektors. Als Winkelauflösung soll hier die Standardabweichung der *rekonstruierten* Herkunftsrichtungen von Schauern mit gleicher *wahrer* Herkunftsrichtung verstanden werden. Der entsprechende Raumwinkel um ein Quellobjekt enthält also 63% der von dieser Quelle registrierten Ereignisse ($\sigma_{63\%}$). In Ermangelung einer Eichquelle muß die Winkelauflösung aus M^{te}-Carlo-Simulationsrechnungen ermittelt werden. Für Photonschauer und die AIROBICC-Matrix ergibt sich [Prahl, 1999]:

$$\sigma_{63\%} = 0{,}34^\circ$$

Die Gültigkeit dieser Simulationsrechnungen läßt sich an Meßdaten überprüfen, indem die M^{te}-Carlo-Rechnungen auch für hadroninduzierte Schauer durchgeführt werden. Die Detektormatrix wird dabei sowohl für die Meßdaten als auch in der Simulation in zwei Untermatrizen geteilt, die wie die weißen und schwarzen Felder eines Schachbretts angeordnet sind (Schachbrettverfahren). Aus den unabhängig voneinander mit diesen Teildetektoren bestimmten Herkunftsrichtungen der Einzelschauer folgt je eine Winkelauflösung für Meßdaten und Simulation, die sich direkt vergleichen lassen.

Abbildung 4.2 zeigt diesen Vergleich für vier stichprobenhaft ausgewählte Datennahmezyklen aus der analysierten Beobachtungsperiode. Verwendet wurden Hadronschauer, deren Kernort innerhalb der Detektorfelder liegt, und deren mittlerer Teilchenabstand vom Kernort $\overline{r}_p$ nicht mehr als 50m beträgt. Auf diese Weise werden Ereignisse selektiert, deren Parameter mit großer Genauigkeit rekonstruiert werden können. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Daten. Die aus dem M^{te}-Carlo-Modell ermittelte Winkelauflösung der AIROBICC-Matrix für γ-Schauer soll daher als gültig für die Quellensuche angesehen werden. Sie ist ebenfalls in Abbildung 4.2 aufgetragen[2].

Die zu untersuchende Quellregion sollte nun so gewählt werden, daß sich das günstigste Verhältnis von γ-induzierten Luftschauern der beobachteten Quelle zum isotropen Untergrund aus hadroninduzierten Ereignissen ergibt. Während die Zahl der in der Quellregion enthaltenen Untergrundschauer mit dem Quadrat des Suchradius steigt, folgt die Zahl der Quellschauer einer Normalverteilung. Das für die Quellensuche günstigste Verhältnis zwischen beiden ergibt sich für einen Suchradius, der 71,5% der Quellereignisse enthält. Dieser Radius ist rund 12% größer als die Winkelauflösung:

$$\rho_{opt} = 1{,}12 \cdot \sigma_{63\%} = 0{,}38^\circ$$

---

[2] Hier wurde auf eine Qulitätsselektion verzichtet, durch die keine Empfindlichkeitssteigerung zu erwarten ist [Prahl, 1999].

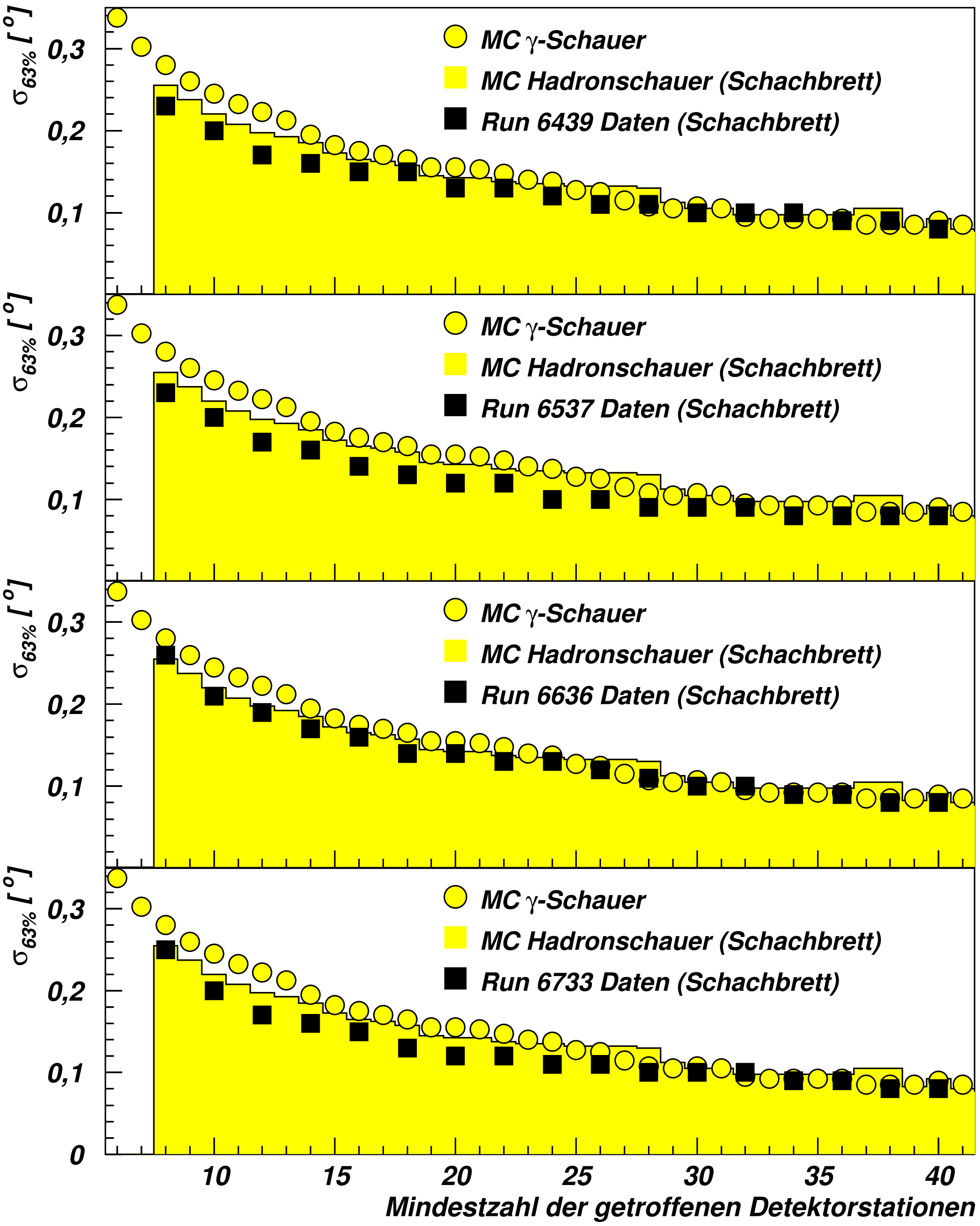


Abbildung 4.2: Die mit dem Schachbrettverfahren bestimmte Winkelauflösung der AIROBICC-Matrix für qualitätsselektierte Hadronschauer (schwarze Quadrate) wird während der gesamten analysierten Beobachtungsperiode gut durch die entsprechenden M^{te}-Carlo-Simulationsrechnungen (graues Histogramm) beschrieben, wie die hier gezeigten Stichproben aus vier Datennahmezyklen belegen. Die M^{te}-Carlo-Simulation für γ-induzierte Schauer (graue Kreise; ohne Anwendung von Qualitätsschnitten oder des Schachbrettverfahrens) soll daher als gültige Bestimmung der AIROBICC-Winkelauflösung für die Punktquellensuche angenommen werden.

An dieser Stelle muß nun die in Kapitel 3 ermittelte mögliche Mißweisung des AIROBICC-Detektors von $\delta_0 = 0,19^\circ$ berücksichtigt werden. Wieder gilt es, das günstigste Verhältnis von normalverteilten Quellereignissen mit einem konstanten, in der Richtung aber beliebigen Versatz zu isotropen Untergrundschauern zu erreichen. Nach [Prahl, 1997b] ist dies für kleine Mißweisungen ($\delta_0 \lesssim 0,4^\circ$) bei einem Radius ρ_{opt,δ_0} von

$$\rho_{opt,\delta_0} \approx \rho_{opt} \cdot \sqrt{1 + \frac{\delta_0^2}{\sigma_{63\%}^2}}$$

der Fall. Für die Punktquellensuche in den analysierten Daten ergibt sich mit $\sigma_{63\%} = 0{,}34^\circ$, $\rho_{opt} = 0{,}38^\circ$ und $\delta_0 = 0{,}19^\circ$ also ein **optimaler Suchradius** von

$$\boxed{\rho_{opt,\delta_0} = 0{,}44^\circ.}$$

Diese Region enthält circa 73% aller potentiell registrierten Quellereignisse.

Signifikanz einer Beobachtung und die obere Grenze des γ-Flusses

Die Fluktuation der Ereigniszahlen in der Quell- und in der Untergrundregion folgt einer Poisson-Verteilung, so daß die Signifikanz S einer Beobachtung nicht einfach in Einheiten der Standardabweichung $\sqrt{\overline{N}_{ug}}$ angegeben werden kann. Stattdessen hat sich für Signifikanzberechnungen in der γ-Astronomie die Methode von [Li & Ma, 1983] etabliert, die sowohl die Asymmetrie der Poisson-Verteilung als auch die statistischen Fehler der Untergrunderwartung und der Ereigniszahl in der Quellregion berücksichtigt. Sofern im Suchbereich und in der Untergrundregion jeweils mehr als etwa 10 Ereignisse gezählt wurden, ergibt sich die Signifikanz $S_{Li\&Ma}$ der Beobachtung zu

$$S_{Li\&Ma} = \sqrt{2\left[N_q \cdot \ln\frac{(1+\alpha)N_q}{\alpha(N_q+N_{ug})} + N_{ug} \cdot \ln\frac{(1+\alpha)N_{ug}}{N_q+N_{ug}}\right]}$$

wobei N_q die Zahl der Ereignisse aus der Quellregion, N_{ug} die Zahl der Schauer aus dem Untergrundbereich sowie $\alpha = \Omega_q/\Omega_{ug}$ das Größenverhältnis von Such- zu Untergrundgebiet bezeichnet.

Wurde kein signifikanter Überschuß registriert, kann sich unter den Ereignissen in der Quellregion dennoch ein Signalbeitrag $N_{\gamma max}$ des beobachteten Objekts verbergen. Ein größerer Beitrag läßt sich nach [Helene, 1983] nur mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit (dem Vertrauensniveau v) ausschließen. Es gilt

$$N_{\gamma max} = (N_q - \overline{N}_{ug}) - \sigma_{qug} \cdot \mathrm{G}^{-1}\left([1-v] \cdot \mathrm{G}\left(\frac{N_q - \overline{N}_{ug}}{\sigma_{qug}}\right)\right)$$

wobei N_q die Zahl aller Ereignisse aus der Quellregion, $\overline{N}_{ug}$ die Untergrunderwartung, $\sigma_{qug} = \sqrt{(N_q^2 + (N_q N_{ug}))/N_{ug}}$ die Streuung in der Quellregion und $\mathrm{G}(x) = 1/\sqrt{2\pi} \cdot$

$\int_{-\infty}^{x} \exp(x'^2/2)dx'$ die Gaußsche Normalverteilung (mit der Umkehrfunktion G^{-1}) repräsentiert. Als Vertrauensniveau v sind in der γ-Astronomie 90% üblich.

Wegen des unbekannten Spektrums des untersuchten Quellkandidaten werden Fluß oder Flußobergrenze, die aus der tatsächlichen oder maximal möglichen Zahl von Quellereignissen resultieren, in der γ-Astronomie üblicherweise in Relation zum bekannten Fluß der geladenen Kosmischen Strahlung oberhalb einer zu definierenden Schwellenenergie E_s angegeben: $\Phi_\gamma(E > E_s) = C \cdot \Phi_{had}(E > E_s)$. Zugrunde liegt dabei die Annahme, daß die Emission der potentiellen Quelle einem Potenzgesetz-Spektrum mit dem gleichen differentiellen Spektralindex wie die Kosmische Teilchenstrahlung ($\gamma = -2,67$) folgt. Dieser Ansatz reflektiert unter anderem die Erwartung, daß sowohl Teilchen- als auch γ-Strahlung von den gleichen kosmischen Beschleunigern erzeugt werden.

Der Untergrundfluß $\Phi_{had}(E > E_s)$ ergibt sich als Zählrate pro Fläche und Raumwinkel. Allerdings ist die Nachweiswahrscheinlichkeit weder innerhalb der Detektorfelder konstant, noch fällt sie an deren Rand auf Null ab. Stattdessen variiert sie in Abhängigkeit von der beobachteten Himmelsposition, der Kernortposition und der Energie des schauerauslösenden Primärteilchens. Als Referenz für die Flußbestimmung dient daher in dem von [Krawczynski, 1997] erarbeiteten und hier verwendeten Verfahren ein hypothetischer Detektor, der die gleichen Abmessungen wie die HEGRA-Detektorfelder besitzt (Fläche A_{geo}=(180m)^2) und dessen Nachweiswahrscheinlichkeit innerhalb der Detektorfläche und oberhalb seiner Schwellenenergie E'_s eins und außerhalb der Fläche sowie unterhalb von E'_s null beträgt. Die (hier scharf definierte) Schwellenenergie wird sich von der des realen Detektors unterscheiden, sofern beide Anlagen dieselbe Zählrate R_{had} produzieren sollen.

In diesem Modell ergibt sich der Untergrundfluß oberhalb der Schwellenenergie E'_s zu $\Phi_{had}(E > E'_s) = R_{had}/A_{geo}$ und oberhalb von E_s zu $\Phi_{had}(E > E_s) = (E_s/E'_s)^{\gamma+1} \cdot R_{had}/A_{geo}$, einen gleichmäßigen Verlauf des Untergrundspektrums mit konstantem Spektralindex γ vorausgesetzt. Das Verhältnis der gemessenen Untergrunderwartung $\overline{N}_{ug}$ zur (maximal möglichen) Zahl der Quellereignisse N_γ (bzw. $N_{\gamma max}$) liefert den (maximal möglichen) Fluß vom untersuchten Quellkandidaten:

$$\Phi_\gamma(E > E_{\gamma s}) = \left(\frac{E_{\gamma s}}{E'_{\gamma s}}\right)^{\gamma+1} \cdot \frac{R_{had}}{A_{geo}} \cdot \frac{N_\gamma \cdot \Omega_q}{\overline{N}_{ug} \cdot f_q}$$

Ω_q gibt dabei den Raumwinkel der untersuchten Quellregion und f_q den Anteil darin enthaltener Quellereignisse an (hier: 73%).

Als Schwellenenergie $E_{\gamma s}$ soll das 10%-Quantil der Energie aller registrierten Photonschauer dienen[3]. Dieser Wert hat sich als günstig erwiesen, weil er nur verhältnismäßig schwach auf Abweichungen vom angenommenen Spektralindex reagiert [Krawczynski, 1997]. Um die fortlaufende Änderung der Schwellenenergie für Hadron-

---

[3] Das heißt 90% der registrierten Schauer haben eine Energie von mehr als $E_{\gamma s}$.

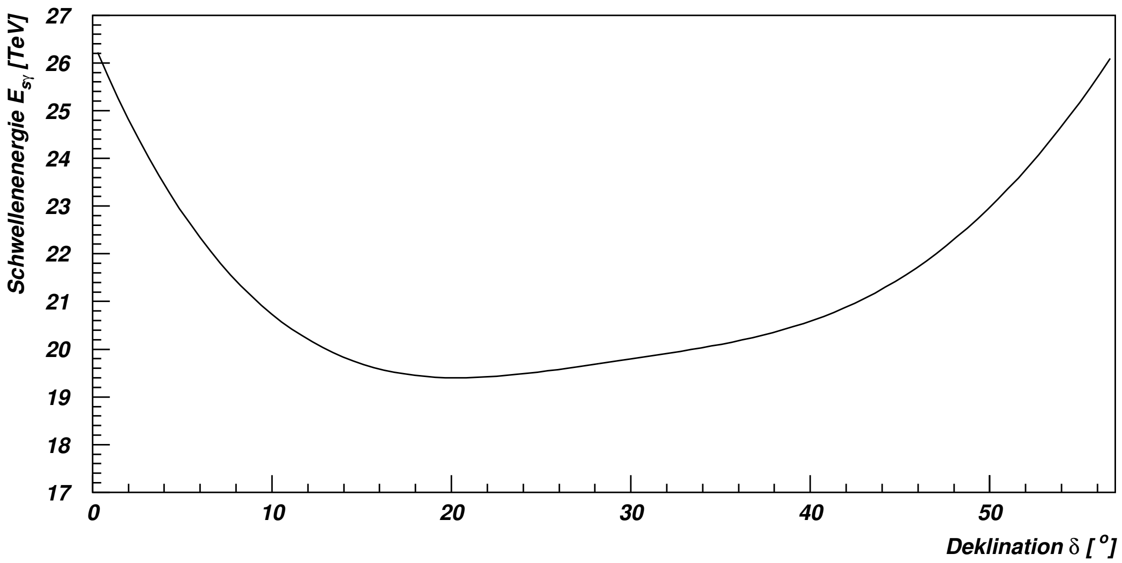


Abbildung 4.3: Parametrisierung der γ-Energieschwelle (10%-Quantil) der AIROBICC-Matrix als Funktion der Deklination δ (nach [Prahl, 1999]).

und γ-Schauer als Funktion der lokalen Himmelsposition während einer Beobachtung zu berücksichtigen, wird die von [Prahl, 1999] gefundene Parametrisierung der mittleren Schwellenenergie als Funktion der Deklination δ des beobachteten Objekts verwendet, siehe Abbildung 4.3[4]:

$$E_{\gamma s}(\delta) \;=\; A + C \cdot \left\{ \left[E \cdot \left(\frac{\delta - F}{E} - G \cdot \arctan\left(\frac{\delta - F}{E} \right) \right) + F \right]^{D} - B \right\}^{2} \;\text{TeV}$$

(mit $A = 19{,}4$, $B = 11{,}37$, $C = 0{,}28$, $D = 0{,}73$, $E = 15{,}1$, $F = 32{,}8$, und $G = 0{,}73$).

Für den hypothetischen Detektor findet [Krawczynski, 1997] in M^{te}-Carlo-Modellrechnngen $E'_{\gamma s}$=11,5 TeV bei einer Zählrate pro Raumwinkel von R_{had}=22,5 Hz/sr (diese Werte beziehen sich auf zenitnahe Himmelsbereiche).

---

[4] Diese Parametrisierung gilt strenggenommen nur, sofern die Daten ganze Vielfache der halben Sichtbarkeitsperiode eines betreffenden Objekts abdecken. Die hier untersuchten Quellkandidaten wurden so ausgewählt, daß zumindest der Großteil ihrer Sichtbarkeitsperiode analysiert werden kann. Es können leichte Abweichungen von den gefundenen Werten auftreten. Die Angabe einer exakten Schwellenenergie ist jedoch ohnehin nicht möglich, da die Nachweiswahrscheinlichkeit wie bereits erläutert keine Sprungfunktion in der Primärteilchenenergie ist. Allgemein handelt es sich nicht um eine kritische Größe, da Fluß oder Flußobergrenze mit der Schwellenenergie skalieren, so daß die physikalische Aussage einer Beobachtung unabhängig von der Höhe der Schwellenenergie erhalten bleibt. Die Angabe sollte allerdings sinnvollerweise in etwa mit dem Bereich übereinstimmen, in dem der Detektor empfindlich ist.

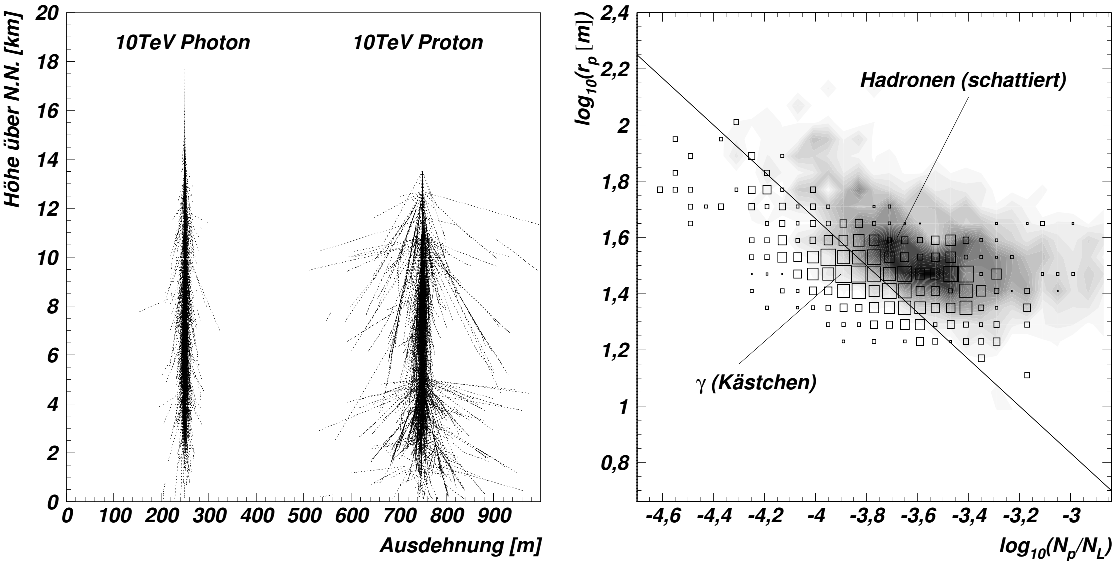


Abbildung 4.4: Die unterschiedliche Schauerentwicklung photon- und hadroninduzierter Ereignisse (links, simuliert mit dem Programmpaket Corsika 5.60) und die daraus resultierenden statistischen Unterschiede der beiden Schauerklassen (rechts, nach [Prahl, 1997a]) mit Hilfe der Methode pearl. Das günstigste Verhältnis von Photon- zu Hadronschauern ergibt sich bei einem Schnitt von pearl$<$-1,67 (durchgezogene Linie; Gütefaktor $Q \approx$1,5).

Unterscheidung photon- und hadroninduzierter Luftschauer

Eine vielversprechende Möglichkeit, die Empfindlichkeit des Detektors zu steigern, ist eine Unterdrückung des hadroninduzierten Luftschaueruntergrunds. Zu diesem Zweck lassen sich die unterschiedlichen Eigenschaften hadron- und γ-induzierter Luftschauer ausnutzen. So findet in der Kaskade eines Photonschauers nur ein geringer Transversalimpulsübetrag statt, und das Verhältnis von Čerenkovphotonen zu Schauerteilchen ist auf vorgegebenem Detektroniveau größer als bei hadroninduzierten Ereignissen. Zusammengenommen erscheinen Photonschauer im allgemeinen kompakter, siehe Abbildung 4.4 links.

Es existieren verschiedene Verfahren, die mit Hilfe der Schauereigenschaften hadroninduzierte Ereignisse teilweise unterdrücken. Aufgrund starker Fluktuationen der Schauerentwicklung in der Atmosphäre ist jedoch immer nur eine Unterscheidung auf statistischer und nicht auf Einzelereignis-Basis möglich.

Nahe der Nachweisgrenze der HEGRA-Detektorfelder hat sich die Methode pearl[5] bewährt, die von [Prahl, 1999] entwickelt wurde. pearl nutzt die Tatsache, daß Hadronschauer im Mittel einerseits weniger Čerenkovphotonen pro detektierter Schauerteilchen

---

[5] pearl: photon electron and $\bar{r}_p$ limit

enthalten und sich andererseits die Schauerteilchen weiter horizontal verteilen als bei Photonschauern. Quantitativ lassen sich diese beiden Eigenschaften am Verhältnis von Teilchenzahl N_p zu Lichtmenge N_L (Zahl der Čerenkovphotonen) und am mittleren Teilchenabstand zum Kernort $\bar{r}_p$ messen, siehe Abbildung 4.4 rechts. Die Größe pearl ist definiert als [Prahl, 1999]:

$$\textsf{pearl} := \log(\bar{r}_p) + 0{,}83 \cdot \log\left(\frac{N_p}{N_L}\right)$$

Eine Ereignisselektion mit pearl<-1,67 (durchgezogene Linie in Abbildung 4.4 rechts) erlaubt nach M^{te}-Carlo-Studien die effektivste Unterdrückung des hadroninduzierten Untergrunds. Für diesen Wert erreicht das Verfahren in der Simulation einen Gütefaktor von $Q_{mc} \approx$1,5. Im Vergleich mit den HEGRA-Daten wurden allerdings schwache Differenzen in den pearl-Verteilungen beobachtet, die zu einer konservativen Abschätzung der Schnitteffizienzen von ε_γ=0,37 für Photonschauer und ε_{had}=0,079 für hadroninduzierte Ereignisse sowie einem Gütefaktor von $Q_{\textsf{pearl}}$=1,3 führen [Prahl, 1999]. Dies stellt eine signifikate Verbesserung gegenüber der Analyse unselektierter Ereignisse dar. Zusätzlich ergibt sich durch die Auswahl von Schauern mit kleinem mittleren Teilchenabstand vom Kernort $\bar{r}_p$ eine leicht verbesserte Winkelauflösung von $\sigma_{\textsf{pearl}63\%} = 0{,}31°$. Für einen Teil der untersuchten Daten werden pearl-selektierte Ereignisse analysiert, aufgrund der Einschränkungen in der Meßzeit (siehe Kapitel 2) errreicht die Analyse mit pearl im betrachteten Zeitraum in etwa die gleiche Empfindlichkeit wie die Analyse ohne γ/Hadron-Separation.

Statistische Tests auf variable Emission

Neben der Suche nach einer konstanten (bzw. der mittleren) Emission im betrachteten Zeitraum sollen die verwendeten Daten auch im Hinblick auf mögliche kurzzeitige Variabilität der Quellkandidaten getestet werden. Um einen möglichst großen Zeitraum abzudecken, wurde dabei auf die Anwendung der γ/Hadron-Separation pearl verzichtet, die nur für einen Teildatensatz infrage kommt (siehe Kapitel 2).

Zunächst wird die zeitliche Akkumulierung von Ereignissen aus der Untergrund- und aus der Quellregion untersucht. Der **Kolmogorov-Smirnov-Test** (siehe z.B. [Sachs, 1974] oder [Bock & Krischer, 1998]) erlaubt eine Aussage darüber, mit welcher Wahrscheinlichkeit diese beiden Verteilungen bezüglich eines vorgegebenen Maßes übereinstimmen. Dazu wird die zeitliche Entwicklung der akkumulierten Luftschauerzahl in der Quellregion n_{on} im Verhältnis zur akkumulierten Zahl der Untergrundschauer n_{off} betrachtet (siehe Abbildung 4.5 links).

Die Zahl der Schauer aus der Untergrundregion kann dabei mit dem Verhältnis der insgesamt während der analysierten Beobachtungsperiode registrierten Untergrund- und Quellregionschauer $c_{on/off} = N_q/N_{ug}$ skaliert werden, so daß die Größe $n_{on}/(c_{on/off} \cdot n_{off})$

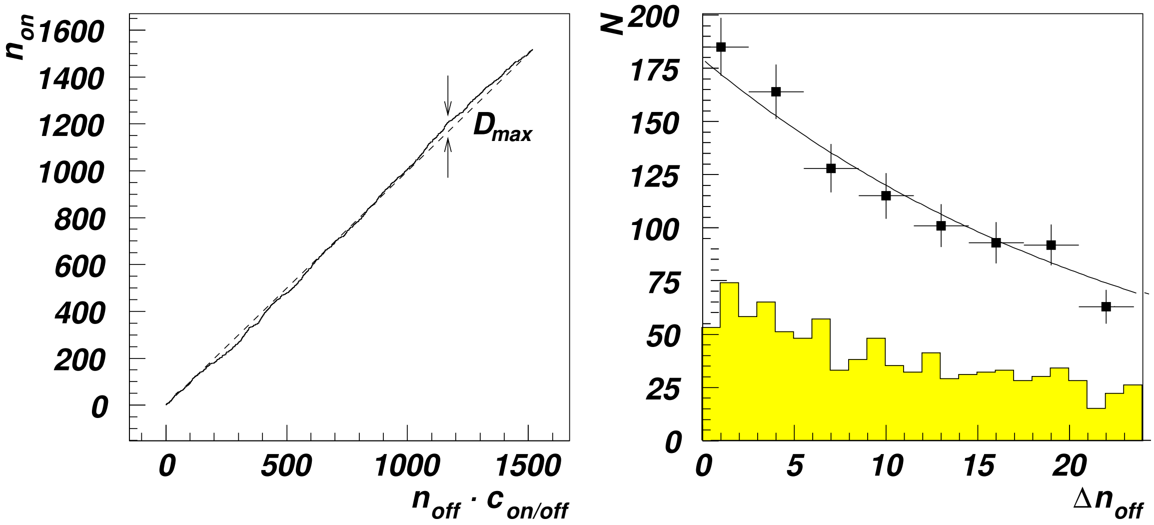


Abbildung 4.5: Kolmogorov-Smirnov-Test (links) und Exponentialtest (rechts) am Beispiel des Röntgendoppelsterns SS Cygni. Das Verhältnis akkumulierter Quellregion- und Untergrundereignisse $n_{on}/c_{on/off} \cdot n_{off}$ folgt gut der Erwartung (gestrichelte Gerade im linken Bild), die maximale Abweichung zwischen beiden Verteilungen D_{max} ist mit 0,65σ nicht signifikant. Auch das Spektrum von Untergrundereignissen Δn_{off} zwischen je zwei aufeinanderfolgenden Quellregionereignissen zeigt keine signifikante Abweichung vom erwarteten exponentiellen Verlauf (durchgezogene Kurve im rechten Bild; zur deutlicheren Sichtbarkeit wurden je drei Zwischenereignisintervalle zusammengefaßt und mit der Erwartung verglichen).

einer Geraden mit der Steigung 1 (gestrichelt in Abbildung 4.5 links) folgen sollte, sofern beide Verteilungen Teil derselben Grundgesamtheit sind. Zufällige Schwankungen ergeben Abweichungen von dieser Erwartung — genauso wie ein plötzlicher Strahlungsausbruch des untersuchten Quellkandidaten. Für die als Maß definierte maximale Abweichung $D_{max} = \max(|(n_{on} - c_{on/off} \cdot n_{off})/(N_q + N_{ug})|)$ von der Erwartung ergibt sich eine Zufallswahrscheinlichkeit P_z

$$P_z(D > D_{max}) = 1 - \sum_{k=-\infty}^{\infty} (-1)^k \exp\left(-2k^2 \left(D_{max}\sqrt{N_q + N_{ug}}\right)^2 \cdot \frac{N_{ug}}{N_q}\right)$$

Zum besseren Vergleich mit der Standardanalyse läßt sich diese Zufallwahrscheinlichkeit mit Hilfe der Normalverteilung in eine Signifikanz S_{ks} umrechnen, die mit der Zufallswahrscheinlichkeit korrespondiert:

$$P_z(S_{ks}) \approx \frac{\exp\left(-\frac{1}{2}S_{ks}^2\right)}{\sqrt{2\pi} \cdot S_{ks}}$$

Der Kolmogorov-Smirnov-Test reagiert am empfindlichsten auf möglichst kurze, einmalige Aktivitätszyklen[6]. Um den analysierten Datensatz auch auf wiederholte (regelmäßige oder unregelmäßige) Strahlungsausbrüche der betrachteten Quellkandidaten zu untersuchen, soll der in [Prahl, 1999] vorgestellte **Exponentialtest** dienen. Hierbei wird das differentielle Spektrum der Untergrundereigniszahlen untersucht, die zwischen je zwei aufeinanderfolgenden Schauern der Quellregion registriert wurden (graues Histogramm in Abbildung 4.5 rechts).

Sofern sowohl die Ereignisse der Untergrund- als auch der Quellregion aus demselben Poisson-Prozeß stammen, sollte die Verteilung der Untergrund-Zwischenereignisse einer Exponentialverteilung folgen, markiert durch die durchgezogene Kurve im rechten Teil von Abbildung 4.5 (zur besseren Sichtbarkeit verglichen mit je drei zusammengefaßten Zwischenereignisintervallen, dargestellt durch die schwarzen Datenpunkte). Liegen dagegen eine oder mehrere Aktivitätsphasen innerhalb der analysierten Beobachtungsperiode, wird eine Anhäufung kleiner Zwischenereigniszahlen sowie eine Verminderung nahe des Zwischenereigniszahlen-Erwartungswerts, also eine charakteristische Abweichung von der Exponentialverteilung erwartet.

Bei insgesamt K Zwischenereignisintervallen, die jeweils $\{\Delta n_{offk}\}_{k=1\ldots K}$ Ereignisse mit einem Mittelwert $\overline{\Delta n}_{off}$ enthalten, ergibt sich die Signifikanz S_{exp} einer Abweichung von der Erwartung nach [Prahl, 1999] zu

$$S_{exp} = \frac{\sum\limits_{\Delta n_{offk} < \overline{\Delta n}_{off}} \left(1 - \frac{\Delta n_{offk}}{\overline{\Delta n}_{off}}\right) - K \cdot \frac{[\overline{\Delta n}_{off}]+1}{\overline{\Delta n}_{off}+1} \cdot \left(\frac{\overline{\Delta n}_{off}}{\overline{\Delta n}_{off}+1}\right)^{[\overline{\Delta n}_{off}]} + 0{,}188 \cdot 1{,}67^{\overline{\Delta n}_{off}+0{,}37}}{\sqrt{K} \cdot 0{,}243 \cdot 1{,}67^{\overline{\Delta n}_{off}+0{,}37}}$$

Dabei ist es ausreichend, das beobachtete Spektrum der Zwischenereignisse bis zum Erwartungswert $\overline{\Delta n}_{off}$ zu betrachten, zu dem es sich symmetrisch verhält.

Auch die Empfindlichkeit des Exponentialtests steigt bei festgehaltenem Ereignisüberschuß mit sinkender Dauer der Aktivitätsphase eines Quellkandidaten. Anders als beim Kolmogorov-Smirnov-Test darf sich die Aktivitätsphase jedoch auch auf mehrere Aktivitätszyklen während der Beobachtungsperiode erstrecken, ohne daß die Empfindlichkeit des Exponentialtests sinkt. Es bleibt also festzuhalten, daß bei einer einzigen Aktivitätsphase in der Regel der Kolmogorov-Smirnov-Test empfindlicher sein wird, während der Exponentialtest für mehrere — regelmäßige oder unregelmäßige — Aktivitätszyklen das bessere Ergebnis liefert. Im Beispiel von Abbildung 4.5 wurden weder mit dem Kolmogorov-Smirnov- noch mit dem Exponentialtest Hinweise auf sporadische Emission gefunden.

---

[6] Bei festgehaltenem integralen Flußüberschuß sinkt mit der Dauer Δt eines Ausbruchs des Quellkandidaten die Größe der maximalen Abweichung D_{max}; teilt sich der Überschuß auf mehrere Aktivitätsphasen auf, wird die Differenz zur Erwartung ebenfalls entsprechend kleiner.

4.2 Auswahl und Analyse der Quellkandidaten

In der Himmelsregion, die im analysierten Datensatz sichtbar ist[7], wurden 27 Kandidaten für variable γ-Strahlung ausgewählt, siehe Tabelle 4.1. Darunter befinden sich 13 extragalaktische, neun galaktische und fünf Objekte unbekannter Entfernung. Bei den extragalaktischen Quellkandidaten handelt es sich um Aktive Galaxien vom Blazar-Typ mit Rotverschiebungen zwischen $0{,}018 \leq z \leq 0{,}2$, die auch zum Beobachtungsprogramm des HEGRA-Čerenkovteleskopsystems gehören [Fonseca et al., 1997]. Unter den neun galaktischen Quellkandidaten befinden sich sieben Röntgendoppelsterne und zwei sogenannte Mikroquasare: GRS 1915 und SS 433.

Die verbleibenden fünf Objekte sind unidentifizierte γ-Quellen, die vom Satellitenexperiment EGRET mit Signifikanzen zwischen $4{,}5\sigma$ und $6{,}6\sigma$ im GeV-Bereich gesehen, aber nicht bei MeV-Energien nachgewiesen wurden. Zwar gibt es keinen konkreten Hinweis auf eine variable Emission dieser Objekte, ebenso kann sie aber auch nicht ausgeschlossen werden. Hinzu kommt, daß bei Quellen, die erst im GeV-Bereich sichtbar werden, ein verhältnismäßig hartes Spektrum erwartet werden darf, so daß sich eine gezielte Punktquellensuche lohnt.

Die Aktive Galaxie Markarian-501

Von drei Aktiven Galaxien ist bislang sehr hochenergetische γ-Strahlung beobachtet worden: Als erste extragalaktische TeV-Quelle ließ sich 1992 der Blazar Markarian-421 nachweisen [Punch et al., 1992], γ-Strahlung aus diesem Energieregime wurde dann 1995/96 auch von Markarian-501 entdeckt [Quinn et al., 1996, Bradbury et al., 1997], und ebenfalls 1995 konnte mit dem Whipple-Teleskop ein — bislang einmaliger — eintägiger Strahlungsausbruch von der Aktiven Galaxie 1ES2344+514 oberhalb von 350 GeV festgehalten werden [Catanese et al., 1998].

Die Sichtbarkeitsperiode von Markarian-421 liegt außerhalb des in dieser Arbeit analysierten Zeitraums, die übrigen beiden Objekte gehören neben elf weiteren, bislang nicht im TeV-Bereich nachgewiesenen Blazaren zum untersuchten Quellkandidatenkatalog.

Besondere Aufmerksamkeit gilt dem Objekt Markarian-501, bei dem im Jahr 1997 eine bemerkenswerte Aktivitätssteigerung beobachtet wurde [Breslin et al., 1997]: Gegenüber dem Zeitpunkt der Entdeckung als TeV-Quelle hatte die γ-Intensität von Markarian-501 im Frühjahr 1997 um bis zu einen Faktor 50 zugenommen [Protheroe et al., 1997], wobei starke Helligkeitsschwankungen auf Zeitskalen von Stunden bis Tagen registriert wurden [Quinn et al., 1999]. Die umfangreichste TeV-Lichtkurve dieser Aktiven Galaxie stammt für die Sichtbarkeitsperiode 1997 vom HEGRA-Einzelteleskop CT1

---

[7] ca. $250° \lesssim \alpha \lesssim 350°$ und $5° \lesssim \delta \lesssim 55°$

Objektname	Objekttyp (Rotverschiebung)	Rektaszension α	Deklination δ
1725+521	Aktiver Galxienkern (z=0,018)	261,27°	11,87°
2201+044	Aktiver Galxienkern (z=0,028)	331,07°	4,67°
1743+557	Aktiver Galxienkern (z=0,031)	266,24°	55,70°
Markarian-501	Aktiver Galxienkern (z=0,034)	253,47°	39,76°
2344+513	Aktiver Galxienkern (z=0,044)	356,77°	51,71°
1725+502	Aktiver Galxienkern (z=0,059)	262,08°	50,22°
2321+419	Aktiver Galxienkern (z=0,059)	350,67°	42,18°
BL Lac	Aktiver Galxienkern (z=0,069)	330,67°	42,28°
1741+196	Aktiver Galxienkern (z=0,083)	265,98°	19,58°
1812+314	Aktiver Galxienkern (z=0,117)	273,40°	31,74°
2323+435	Aktiver Galxienkern (z=0,145)	351,43°	43,78°
2254+074	Aktiver Galxienkern (z=0,190)	344,32°	7,72°
1625+373	Aktiver Galxienkern (z=0,200)	246,18°	37,44°
GRS 1915+105	Mikroquasar	288,79°	10,95°
SS433	Mikroquasar	287,96°	4,98°
AM HER	Röntgendoppelstern	274,06°	49,87°
HER-X1	Röntgendoppelstern	254,46°	35,34°
CYG-X1	Röntgendoppelstern	299,59°	35,20°
CYG-X2	Röntgendoppelstern	326,17°	38,32°
CYG-X3	Röntgendoppelstern	308,11°	40,96°
V404 CYG	Röntgendoppelstern	306,01°	33,87°
SS CYG	Röntgendoppelstern	325,68°	43,59°
J1907+0556	Unidentifizierte GeV-Quelle	286,90°	5,96°
J2035+4213	Unidentifizierte GeV-Quelle	308,83°	42,22°
J2025+4137	Unidentifizierte GeV-Quelle	305,21°	40,39°
J1957+2859	Unidentifizierte GeV-Quelle	299,48°	29,00°
J2053+5644	Unidentifizierte GeV-Quelle	288,79°	56,74°

Tabelle 4.1: Katalog der 27 untersuchten Quellkandidaten.

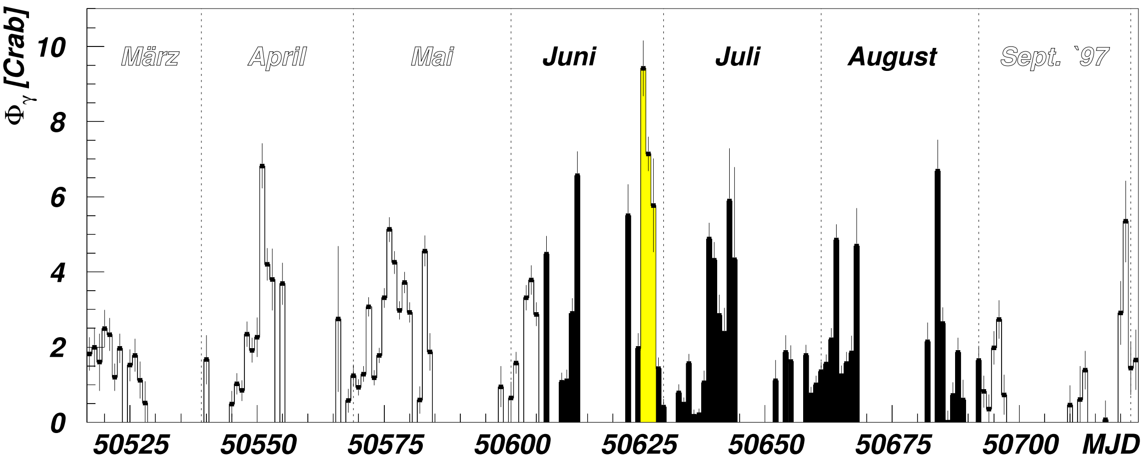


Abbildung 4.6: Lichtkurve von Markarian-501 für die Beobachtungsperiode 1997. Aufgetragen ist der integrale Fluß oberhalb von 1,5 TeV in Einheiten des Flusses vom Krebsnebel (Crab), wie er vom HEGRA-Einzelteleskop CT1 gemessen wurde [Kranich, 1998]. Der mit Hilfe der Detektorfelderdaten analysierte Zeitraum ist schwarz dargestellt, wobei der stärkste beobachtete Ausbruch (drei Nächte Ende Juni 1997, grau dargestellt) gesondert untersucht wurde.

[Aharonian et al., 1999b], das zum Teil auch während der Mondscheinstunden beobachten konnte, siehe Abbildung 4.6. Im Mittel strahlte Markarian-501 1997 im TeV-Bereich etwa dreimal so hell wie der Krebsnebel [Aharonian et al., 1998], die „Standardkerze“ der γ-Astronomie, und war damit das hellste bislang am TeV-Himmel nachgewiesene Objekt überhaupt.

Während der Aktivitätsphase, die das gesamte Jahr 1997 über anhielt, im Frühjahr 1998 aber vorüber zu sein schien [Quinn et al., 1999], ist Markarian-501 von einer Vielzahl von Instrumenten über nahezu das gesamte elektromagnetische Spektrum beobachtet worden [Catanese et al., 1997, Pian et al., 1998, Giovannini & Venturi, 1998] (u.a.). Dabei konnte zwischen den Helligkeitsschwankungen im Röntgen- und im γ-Bereich eine deutliche Korrelation festgestellt werden [Catanese et al., 1997, Aharonian et al., 1999b], was als Hinweis auf den Photonen erzeugenden Prozeß der Quelle gedeutet werden kann. Die gemeinsame Schwankung der keV- und TeV-Intensität ist gut mit den Erwartungen an einen Elektronenbeschleuniger (Synchrotron-Self-Compton-Modell, siehe Abschnitt 1.1) vereinbar, wobei allerdings ein Proton- oder anderer Hadron-Beschleuniger durch die Beobachtungen nicht ausgeschlossen wird [Aharonian et al., 1999c]. Der Nachweis von γ-Strahlung von Markarian-501 im Multi- TeV-Bereich, dem Energieregime der HEGRA-Detektorfelder, könnte dagegen als Hinweis auf einen Hadronbeschleuniger gewertet werden, der hochenergetische Photonen hauptsächlich über den Zerfall neutraler Pionen erzeugt.

Von den HEGRA-Detektorfeldern wurden zwischen dem 7. Juni und dem 1. September 1997 (schwarz dargestellter Bereich in Abbildung 4.6) 1.026 Luftschauer innerhalb des Suchradius um Markarian-501 registriert, die Untergrunderwartung für diesen Zeitraum beträgt 1.072 Ereignisse. Es ist also ein leichtes Defizit von -1,4σ in der Quellregion festzustellen, siehe Abbildung 4.7 oben links.

An der Detektorfelder-Schwellenenergie von $E_{\gamma s}$=20,6 TeV (nach der Parametrisierung von [Prahl, 1999], s.o.) ergibt sich aus dieser Beobachtung eine obere Grenze für den mittleren γ-Strahlungsfluß von Markarian-501 während des analysierten Zeitraums von

$$\Phi_\gamma(E > 20{,}6\,\mathrm{TeV}) \leq 1{,}9 \cdot 10^{-13}\,\mathrm{s}^{-1}\mathrm{cm}^{-2}$$

bei einem Vertrauensniveau von 90%. Dieser Wert (▼ in Abbildung 4.7 unten) liegt knapp 25% unterhalb der linearen Extrapolation des integralen Flusses, wie er im Frühjahr 1997 bei etwa 1 TeV beobachtet wurde[8].

Ende Juni 1997 wurde von Markarian-501 der stärkste mit den HEGRA-Instrumenten sichtbare Strahlungsausbruch registriert [Aharonian et al., 1999c]. Über drei Nächte lag der Fluß der Quelle oberhalb von 1,5 TeV zwischen etwa der fünffachen und der zehnfachen vom Krebsnebel registrierten Intensität (grauer Bereich in Abbildung 4.6). Aus diesen Nächten stehen knapp 10,5 Stunden Beobachtungsdaten der Detektorfelder zur Verfügung, wobei unter der Voraussetzung einer linearen Extrapolation des mit dem HEGRA-CT1 gemessenen Flusses eine mittlere Intensität von über 7 Crab erwartet werden darf. Während dieses Zeitraums wurden von den Detektorfeldern 139 Luftschauer in der Quellregion von Markarian-501 registriert, bei einer Untergrund-Erwartung von 145 Ereignissen, siehe Abbildung 4.7 oben rechts. Für die Zeit des betrachteten Ausbruchs ergibt sich also ein Defizit von -0,5σ in der Quellregion und entsprechend eine Obergrenze an den γ-Strahlungsfluß oberhalb der Detektorfelder-Schwellenenergie[9] von

$$\Phi_{\gamma Flare}(E > 20{,}6\,\mathrm{TeV}) \leq 7{,}1 \cdot 10^{-13}\,\mathrm{s}^{-1}\mathrm{cm}^{-2}$$

bei einem Vertrauensniveau von 90%. Dieser Wert (◊ in Abbildung 4.7 unten) liegt noch knapp 10% unterhalb der Erwartung an ein Potenzgesetz-Spektrum. Die hier gewonnenen Obergrenzen für den γ-Strahlungsfluß von Markarian-501 könnten darauf hinweisen, daß sich das Spektrum nicht linear in den Multi- TeV-Bereich fortsetzt, wie es auch die Messungen mit dem HEGRA-Čerenkovteleskopsystem ergeben haben. Eindeutig ausgeschlossen

---

[8] Fluß und differentieller Spektralindex (γ=-2,49) aus [Aharonian et al., 1997].

[9] Genaugenommen ergibt sich für die drei separat analysierten Juninächte eine abweichende — je nach Zenitwinkeln vermutlich geringfügig niedrigere — Schwellenenergie. Da die Flußobergrenze jedoch mit der Schwellenenergie skaliert (s.o.) bleibt die physikalische Aussage dieselbe, so daß auf eine aufwendige Auswertung der in jeder Nacht überstrichenen Zenitwinkel verzichtet wurde.

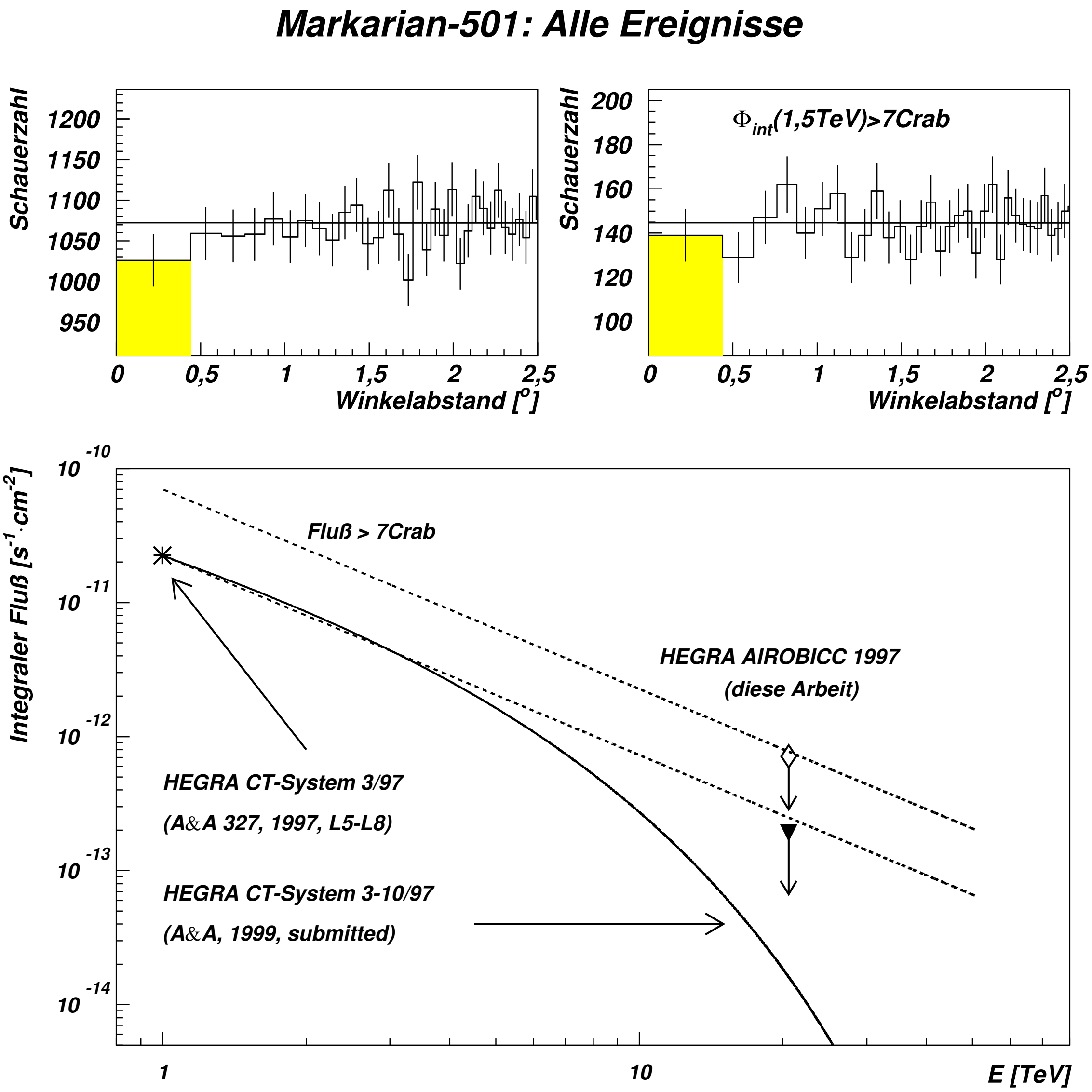


Abbildung 4.7: Anzahl aller Luftschauer, die aus der Himmelsregion um Markarian-501 während des gesamten analysierten Zeitraums (links oben, 7. Juni bis 1. September 1997) bzw. während des stärksten beobachteten Ausbruchs der Quelle vom 26. bis 29. Juni 1997 (rechts oben) registriert wurden, gegen den Winkelabstand von Markarian-501. In beiden Fällen kann kein Luftschauerüberschuß aus der Richtung von Markarian-501 festgestellt werden. Es ergeben sich Obergrenzen an den integralen γ-Strahlungsfluß von Markarian-501 (unten), die sowohl für den gesamten Zeitraum (▼) als auch für den Ausbruch Ende Juni 1997 (◊) etwas unterhalb der Erwartung für ein einfaches Potenzgesetz-Spektrum liegen (unterbrochene Linien, nach [Aharonian et al., 1997]). Zum Vergleich ist der integrale Verlauf des inzwischen aus den Beobachtungsdaten des HEGRA-Teleskopsystems bestimmten Energiespektrums von Markarian-501 skizziert (durchgezogene Kurve, nach [Aharonian et al., 1999c]).

werden kann ein einfaches Potenzgesetz-Spektrum angesichts des Vertrauensniveaus allerdings nicht.

Auf einen Teildatensatz (7. Juni bis 2. August 1997, siehe Kapitel 2) wurde die γ/Hadron-Separation pearl angewendet. In diesem Zeitraum wurden von den Detektorfeldern 82 pearl-selektierte Luftschauer aus der Suchregion um Markarian-501 registriert, denen eine Untergrunderwartung von 77 Ereignissen gegenübersteht, siehe Abbildung 4.8 oben links. Es ergibt sich ein geringfügiger Überschuß von +0,6σ in der Quellregion und eine entsprechende Obergrenze an den mittleren γ-Strahlungsfluß von

$$\Phi'_\gamma(E > 20{,}6\,\mathrm{TeV}) \leq 3{,}3 \cdot 10^{-13}\,\mathrm{s^{-1}cm^{-2}}$$

bei einem Vertrauensniveau von 90%. Dieser Wert (▼ in Abbildung 4.8 unten) liegt etwa 30% oberhalb der Erwartung an ein Potenzgesetz-Spektrum der Quelle. Aufgrund des kürzeren betrachteten Zeitraums ist die Analyse der pearl-selektierten Ereignisse nur geringfügig empfindlicher (Faktor 1,24) als die Untersuchung aller unselektierten Schauer, muß aber als bessere Bestimmung der Obergrenze des γ-Strahlungsflusses von Markarian-501 angesehen werden.

Während der Nächte des gesondert betrachteten Strahlungsausbruchs vom 26./27. bis 28./29. Juni 1997 wurden elf pearl-selektierte Schauer in der Quellregion von Markarian-501 registriert. Die Untergrunderwartung beträgt für diese Zeit ebenfalls elf Ereignisse (Abbildung 4.8 oben rechts). Es folgt eine Obergrenze an den γ-Strahlungsfluß von

$$\Phi'_{\gamma\,Flare}(E > 20{,}6\,\mathrm{TeV}) \leq 6{,}3 \cdot 10^{-13}\,\mathrm{s^{-1}cm^{-2}}$$

während des Ausbruchs, wiederum bei einem Vertrauensniveau von 90%. Für diesen Zeitraum liegt damit auch die aus der Analyse pearl-selektierter Ereignisse bestimmte Obergrenze unterhalb der Erwartung an ein Potenzgesetz-Spektrum, und zwar knapp 20% (◊ in Abbildung 4.8 unten). Unter Berücksichtigung der erhöhten Erwartung an den γ-Strahlungsfluß während der Ausbruchs-Nächte und angesichts der Tatsache, daß bislang keine Änderung des Spektrums von Markarian-501 mit der Aktivität der Quelle festgestellt werden konnte [Aharonian et al., 1998], handelt es sich bei der Analyse pearl-selektierter Schauer aus den Ausbruchsnächten um die empfindlichste Untersuchung[10] dieser Arbeit.

Die Messungen mit dem HEGRA-Čerenkovteleskopsystem von März bis Oktober 1997 haben ergeben [Aharonian et al., 1999c], daß der γ-Strahlungsfluß von Markarian-501 oberhalb von etwa 6 TeV deutlich abnimmt. Die beste Anpassung an die Teleskopsystem-Meßdaten ergibt einen differentiellen Verlauf des Energiespektrums von

$$\frac{dN}{dE} = 10{,}8 \cdot 10^{-11} \cdot \left(\frac{E}{\mathrm{TeV}}\right)^{-1{,}9} \cdot \exp\left(\frac{-E}{6{,}2\,\mathrm{TeV}}\right)\,\mathrm{s^{-1}cm^{-2}\,TeV^{-1}} \text{ [Aharonian et al., 1999c]}$$

---

[10] Faktor 1,2 gegenüber der Analyse pearl-selektierter Ereignisse aus dem gesamten Zeitraum

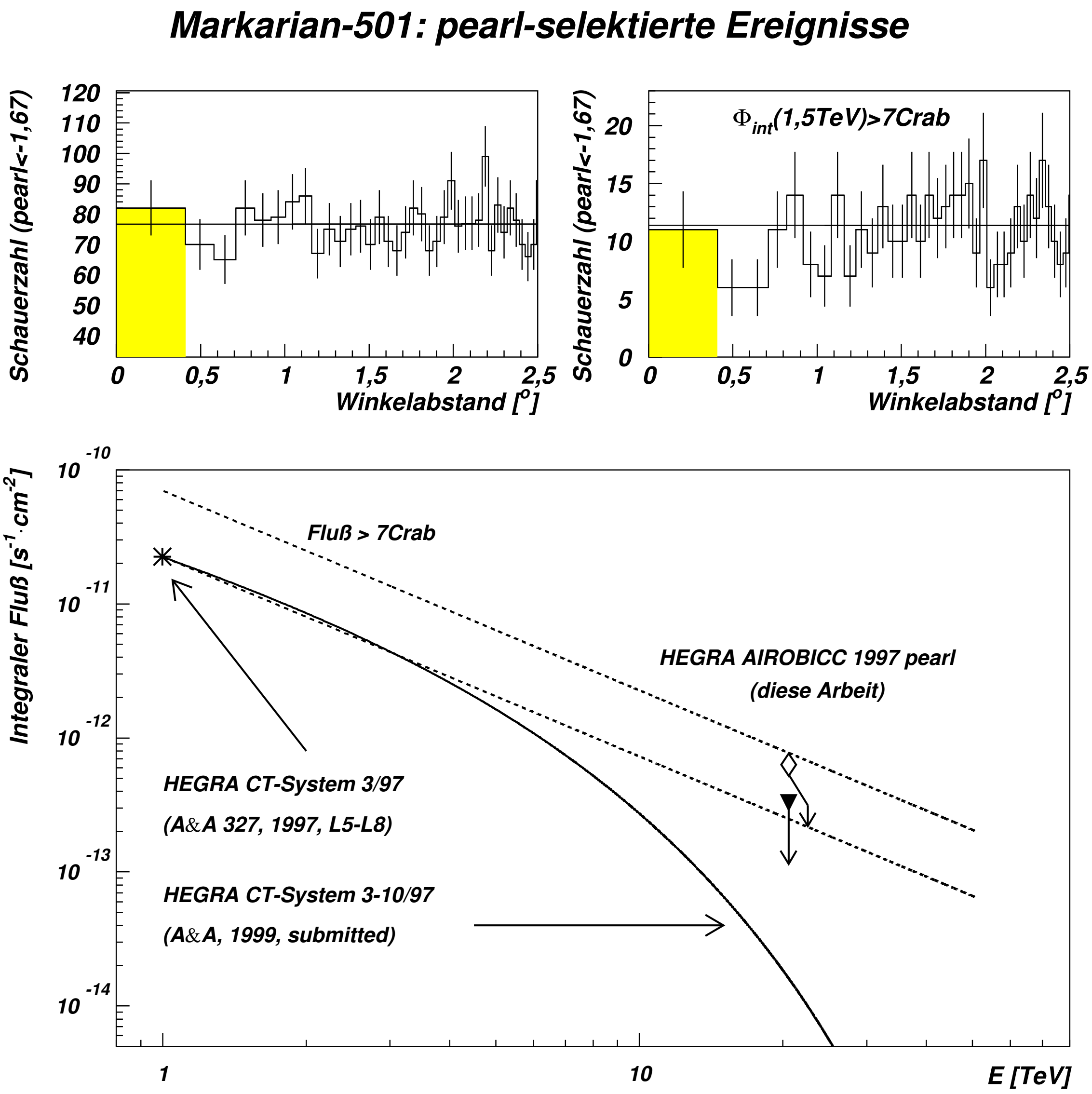


Abbildung 4.8: Anzahl pearl-selektierter Luftschauer im pearl-behandelten Teildatensatz (7. Juni bis 2. August 1997), die aus der Himmelsregion um Markarian-501 während des gesamten analysierten Zeitraums (links oben) bzw. während des Ausbruchs Ende Juni (rechts oben) registriert wurden, gegen den Winkelabstand von Markarian-501. Die Obergrenze des mittleren γ-Strahlungsflusses während des gesamten durch den Teildatensatz abgedeckten Zeitraums liegt hier leicht oberhalb der Erwartung für ein Potenzgesetz-Spektrum (▼). Für den Ausbruch der Quelle vom 26. bis 29. Juni 1997 ergibt sich eine Obergrenze, die knapp unter dieser Erwartung liegt (◊).

Der hieraus ermittelte integrale Verlauf des γ-Strahlungsflusses ist zur Orientierung jeweils in den Abbildungen 4.7 und 4.8 eingezeichnet.

Dieses Spektrum kann qualitativ erklären, warum in der Suche nach simultan mit den Detektorfeldern und dem Čerenkovteleskopsystem gemessenen Ereignissen in Kapitel 3 kaum koinzidente Photonschauer gefunden wurden: Abbildung 4.9 zeigt die erwartete integrale Verteilung der 7.014 γ-induzierten Ereignisse aus dem Photonsample gegen die Energie der primären kosmischen Photonen unter Annahme des oben vorgestellten Energiespektrums und einer effektiven Schwellenenergie des Teleskopsystems von 0,7 TeV. Es ist sofort zu erkennen, daß im Energieregime der Detektorfelder kaum noch Ereignisse erwartet werden können (Größenordnung $\approx 10^1$).

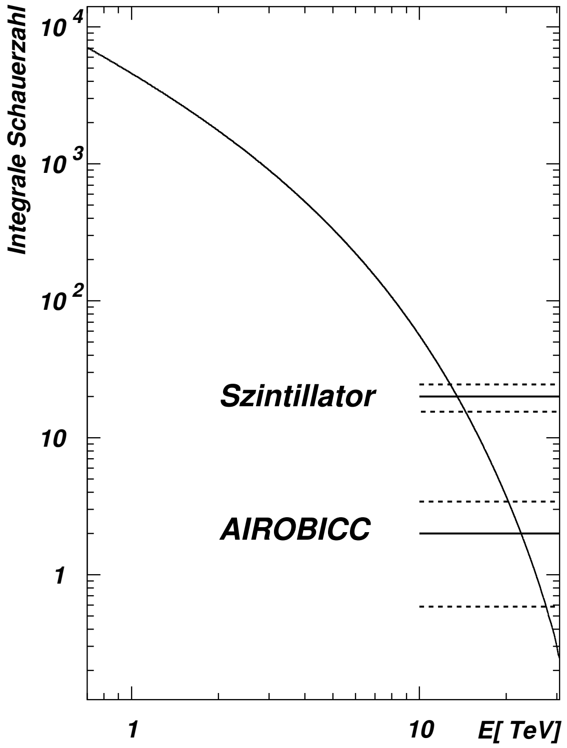


Abbildung 4.9: Integrale Verteilung der 7.014 γ-Schauer aus dem Photon-Sample aus Kap. 3 gegen die Energie der primären kosmischen Photonen. Die unterbrochenen Linien kennzeichnen den statistischen Fehler (1σ) auf die Zahlen der mit dem Szintillatorfeld bzw. der AIROBICC-Matrix und dem Teleskopsystem simultan gemessenen Luftschauer (durchgezogene Linien).

Wie in Kapitel 3 beschrieben, ließen sich 20 Schauer aus dem Photonsample in den Szintillatordaten identifizieren (Markierung „Szintillator“ in Abbildung 4.9, die durchbrochenen horizontalen Linien geben die Fehlergrenzen dieser Beobachtungen an). Zwei dieser Ereignisse konnten auch in den AIROBICC-Daten gefunden werden (Markierung „AIROBICC“ in Abbildung 4.9). Im Vergleich mit dem vorausgesetzten Energiespektrum legen sie eine effektive Schwellenenergie[11] von 20 – 30 TeV für eine Auslösebedingung von sechs AIROBICC-Stationen nahe. Für das Szintillatorfeld mit einer Auslösebedingung von mindestens drei getroffenen Einzeldetektoren ergibt sich eine effektive Schwellenenergie zwischen 13 TeV und 15 TeV. Beide Werte erscheinen nicht unvernünftig, für eine exakte quantitative Analyse müsste allerdings das Verhalten der Detektorfelder und des Čerenkovteleskopsystems im Hinblick auf diese Fragestellung mit Hilfe von M^{te}-Carlo-Daten modelliert werden.

---

[11] D.h. eine Schwelle, an der die Nachweiswahrscheinlichkeit von Null auf Eins springt. Diese Schwellenenergie sollte nicht mit dem weiter oben als Schwellenenergie definierten 10%-Quantil verwechselt werden.

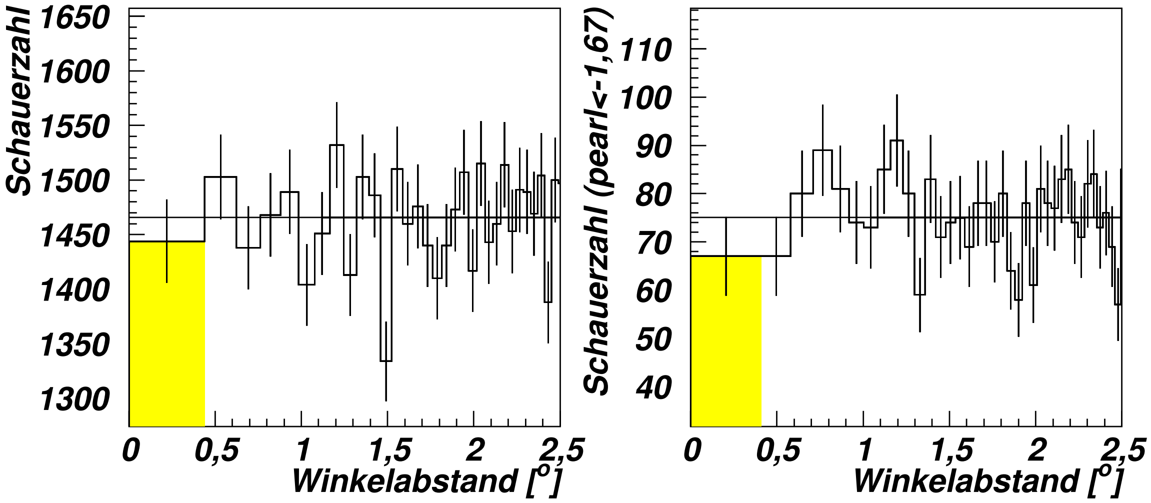


Abbildung 4.10: Anzahl der Luftschauer, die während des analysierten Zeitraums aus der Region um BL Lacertae registriert wurden: Links Daten ohne Anwendung der γ/Hadron-Separation pearl, rechts pearl-selektierte Schauer. Die Zahl der Ereignisse in der Quellregion ist bei einem leichten, statistisch nicht signifikanten Defizit von -0,56σ vor beziehungsweise -0,93σ nach Anwendung der γ/Hadron-Separation gut mit der Untergrunderwartung verträglich.

Diese sehr aufwendige Simulation verspricht an diesem Punkt keine qualitativ neuen Erkenntnisse, so daß lediglich festgehalten werden soll, daß die unabhängigen Messungen mit den HEGRA-Detektorfeldern und dem HEGRA-Teleskopsystem gut miteinander vereinbar erscheinen.

Andere Quellkandidaten

Auch **BL Lacertae**, Prototyp für die Klasse Aktiver Galaxien, zu der Markarian-501 gehört, erfuhr während des analysierten Zeitraums eine Phase erhöhter Aktivität, die im Mai 1997 zunächst im optischen Bereich gemessen [Noble et al., 1997] und im Juli des gleichen Jahres vom Satellitenexperiment EGRET auch oberhalb von 100 MeV bestätigt wurde [Bloom et al., 1997]. Nach gängigen Theorien ist für diesen Zeitraum auch mit einer erhöhten GeV- bis TeV-Emission der Quelle zu rechnen [Böttcher & Bloom, 1998].

In den HEGRA-Detektorfelderdaten zeigt sich im Multi-TeV-Bereich weder ein ausbruchsartiges Verhalten (Signifikanz des Kolmogorov-Smirnov-Test S_{ks}=0,1σ und des Exponential-Ausbruchstests S_{exp}=0,3σ), noch eine Abweichung von der Untergrunderwartung bei der Suche nach stetiger Emission von diesem Objekt, siehe Abbildung 4.10. Aus den Beobachtungen ergibt sich eine Obergrenze an den mittleren γ-Strahlungsfluß von BL Lacertae im analysierten Zeitraum von $\Phi_\gamma(E > 20{,}9\,\text{TeV}) \leq 1{,}7\cdot 10^{-13}\,\text{s}^{-1}\text{cm}^{-2}$.

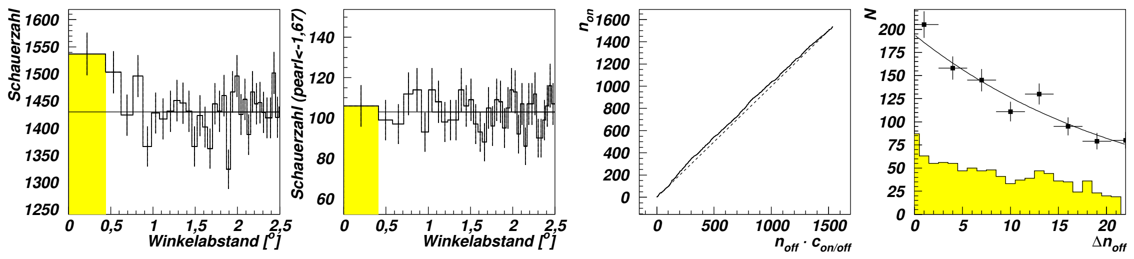


Abbildung 4.11: Der gröste Luftschauer-Überschuß in der Quellregion ergibt sich für den (innergalaktischen) Mikroquasasr GRS 1915+105. Der Überschuß von 2,75σ (ganz links) ist allerdings statistisch nicht signifikant und mit der Untergrunderwartung verträglich. Auch die Anwendung der γ/Hadron-Separation pearl (mitte links) bewirkt keine Vergrößerung des Überschusses, wie es bei einem γ-Beitrag in der Quellregion erwartet werden dürfte. Mit Signifikanzen von 1,5σ bzw. 1,4σ liefern weder Kolmogorov-Smirnov- noch der Exponential-Ausbruchstest einen Hinweis auf sporadische Emission.

Dabei ist anzumerken, daß ein außergewöhnlich heftiger Strahlungsausbruch, der am 19. Juli 1997 sowohl im optischen als auch im unteren γ-Bereich (EGRET) registriert wurde, nicht von den Messungen abgedeckt ist, weil er sich zur Vollmondzeit ereignete. Darüberhinaus liegt die Galaxie BL Lacertae mit einer Rotverschiebung von z=0,069 bereits in etwa auf Höhe des (Multi-) TeV-Horizonts (optische Tiefe τ=1) [Westerhoff, 1996], so daß mit einer erheblichen Absorption von TeV-Photonen der Quelle durch die Wechselwirkung mit der intergalaktischen Infrarotstrahlung zu rechnen ist. Beobachtungen mit dem HEGRA-Čerenkovteleskopsystem, die rund zehn Tage nach dem Ausbruch vom 19. Juli durchgeführt wurden, konnten auch oberhalb von 0,6 TeV keine γ-Strahlung von BL Lacertae nachweisen [Aharonian et al., 1999a].

Von der — neben Markarian-501 — zweiten im hochenergetischen γ-Licht beobachteten Aktive Galaxie aus dem in dieser Arbeit untersuchten Quellkandidatenkatalog, **1ES 3244+514**, konnte ebenfalls keine γ-Strahlung oberhalb der Detektorfelder-Schwellenenergie von $E_{\gamma s}$=23,6 TeV gemessen werden. Die Obergrenze für den γ-Strahlungsfluß von dieser Quelle während des analysierten Zeitraums beträgt $\Phi_\gamma(E > 23{,}6\,\mathrm{TeV}) \leq 6{,}1 \cdot 10^{-13}\,\mathrm{s}^{-1}\mathrm{cm}^{-2}$. Weder der Kolmogorov-Smirnov-Test ($S_{ks} = -1{,}3\sigma$) noch der Exponentialtest ($S_{exp} = 0{,}95\sigma$) ergeben einen Hinweis auf eine mögliche Wiederholung eines Strahlungsausbruchs von 1ES2344+514.

Keiner der galaktischen Quellkandidaten aus dem in dieser Arbeit untersuchten Katalog ist bisher im TeV-Bereich nachgewiesen worden, lediglich für den Mikroquasar **GRS 1915+105** existiert ein Hinweis auf eine mögliche Emission von TeV-γ-Strahlung [Aharonian & Heinzelmann, 1998]. In der vorliegenden Untersuchung findet sich der höchste Luftschauerüberschuß in der Quellregion dieses Objekts, siehe Abbildung 4.11. In

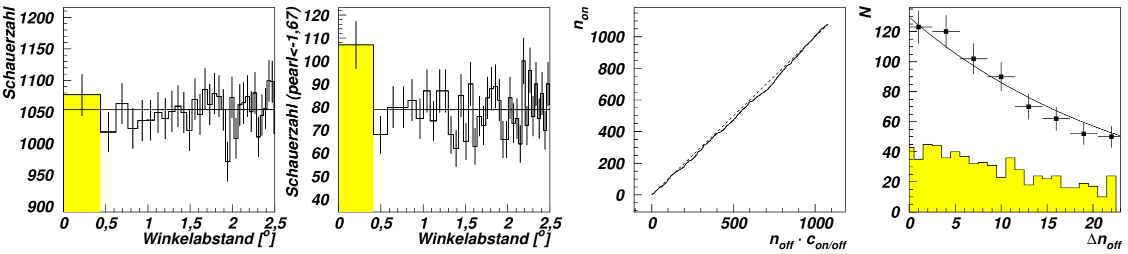


Abbildung 4.12: Suche nach γ-Strahlung vom Röntgendoppelstern AM Herculis. Während sich ohne Anwendung der γ/Hadron-Separation keine Auffälligkeiten zeigen (ganz links, Überschuß von 0,7σ in der Quellregion), erreicht die Analyse pearl-selektierter Ereignisse (Mitte links) einen Überschuß von 2,95σ. Diese Beobachtung alleine weist jedoch nicht signifikant auf einen Signalbeitrag von AM Herculis hin. Da sowohl der Kolmogorov-Smirnov-Test (Mitte rechts, die Abweichung von der Erwartung entspricht 1,6σ), als auch der Exponentialtest (ganz rechts, 0,7σ) keinen Hinweis auf sporadische Emission liefern, ist der beobachtete Überschuß als Untergrundfluktuation anzusehen.

Anbetracht der Zahl der untersuchten Objekte ist dieser Überschuß von 2,75σ jedoch nicht statistisch signifikant und mit der Annahme verträglich, daß es sich um eine Fluktuation des Luftschaueruntergrunds der geladenen Kosmischen Strahlung handelt. Auch ergibt die Anwendung der γ/Hadron-Separation pearl keine Vergrößerung des Überschusses, wie es bei einem nennenswerten Beitrag von γ-induzierten Ereignissen zu den Schauern in der Quellregion erwartet werden dürfte. Stattdessen ist unter den pearl-selektierten Ereignissen praktisch kein Überschuß in der Quellregion mehr auszumachen (S_{pearl}=0,29σ).

Der umgekehrte Fall ist bei **AM Herculis** zu beobachten, dem Prototyp der sogenannten Polare (siehe Abschnitt 1.1). Unter den pearl-selektierten Schauern aus der Richtung dieses Objekts findet sich ein Überschuß von 2,95σ in der Quellregion, siehe Abbildung 4.12. Dieser Überschuß ist jedoch ebenfalls zu gering, um signifikant von der Untergrunderwartung abzuweichen und auf einen Signalbeitrag in der Quellregion schließen zu lassen. Aus den beiden Ausbruchstests ergibt sich kein Hinweis auf sporadische Emission von dieser Quelle, so daß der Überschuß als statistische Fluktuation der Zahl der Untergrundereignisse gewertet werden soll.

Die unidentifizierten Quellkandidaten, die aufgrund der EGRET-Beobachtungen im GeV-Bereich in den Quellkandidatenkatalog aufgenommen wurden, verhalten sich sowohl bezüglich stetiger als auch im Hinblick auf sporadische γ-Emission im Multi-TeV-Regime ebenso unauffällig wie die übrigen untersuchten galaktischen und extragalaktischen Objekte. Sämtliche Analysen erfüllen gut die Erwartung an eine Beobachtung des statistisch fluktuierenden Luftschaueruntergrunds der Kosmischen Teilchenstrahlung.

Zusammenfassung der Suchergebnisse

Keiner der untersuchten galaktischen, extragalaktischen oder unidentifizierten Quellkandidaten konnte in den HEGRA-Detektorfelderdaten aus dem Jahr 1997 als stetige oder sporadische Quelle kosmischer γ-Strahlung oberhalb von 20 TeV nachgewiesen werden. Tabelle 4.2 faßt die Ergebnisse sämtlicher Untersuchungen an allen Quellkandidaten zusammen (eine graphische Darstellung der Einzelergebnisse findet sich in Anhang B).

Angegeben sind die Schwellenenergie $E_{\gamma s}$ der Detektorfelder, sowie die Signifikanzen aus der Suche nach stetiger Emission ohne (S_{DC}) und mit (S_{pearl}) Anwendung der γ/Hadron-Separation pearl. S_{ks} und S_{exp} bezeichnen die Signifikanzen, die sich aus dem Kolmogorov-Smirnov- und dem Exponentialtest auf sporadische Emission ergeben.

Als Obergrenze $\Phi_{\gamma max}$ (Vertrauensniveau 90%) an den mittleren γ-Strahlungsfluß ist das Ergebnis der empfindlicheren der Suchen nach gleichmäßiger Emission — mit oder ohne γ/Hadron-Separation — eingetragen. In der Mehrzahl der Fälle stammt die Fluß-Obergrenze aus der Analyse pearl-selektierter Luftschauer, lediglich für die vier mit † gekennzeichneten, spät kulminierenden Aktiven Galaxien mit großen Rektaszensionswerten ist die pearl-Analyse aufgrund der verkürzten Beobachtungszeit weniger empfindlich. Die gefundenen Flußgrenzen sind mit denen vorangegangener Analysen [Prahl, 1999, Schmele, 1998, Karle, 1994] vergleichbar.

Mittelwert und Streubreite der Signifikanzen entsprechen für alle vier Suchmethoden gut der für den Luftschauer-Untergrund erwarteten Normalverteilung, siehe Abbildung 4.13. Insbesondere zeigen mögliche Klassen von Quellkandidaten keine signifikanten Auffälligkeiten. Weder innerhalb der Gruppe der Aktiven Galaxienkerne, noch unter den Röntgendoppelsternen oder bei den unidentifizierten EGRET- GeV-Objekten ergibt sich eine deutliche Abweichung von der Untergrunderwartung. Auch beim Übergang von der Untersuchung aller registrierten Ereignisse zur Analyse pearl-selektierter Luftschauer ändern sich die Ergebnisse nicht in einer charakteristischen Weise, so daß für die hier vorgelegten Untersuchungen von einer Beobachtung des Luftschauer-Untergrunds der Kosmischen Teilchenstrahlung ausgegangen werden kann.

Objektname	$E_{\gamma s}$ [TeV]	S_{DC} [σ]	S_{pearl} [σ]	$\Phi_{\gamma max}(E > E_{\gamma s})$ [$\text{s}^{-1}\text{cm}^{-2}$]	S_{ks} [σ]	S_{exp} [σ]
1725+521	20,24	0,46	0,00	$2{,}47\cdot10^{-13}$	1,15	0,16
2201+044	23,05	-2,83	-2,88	$0{,}77\cdot10^{-13}$	0,75	-0,21
1743+557	25,54	1,13	0,03	$2{,}56\cdot10^{-13}$	-0,87	0,13
Markarian-501	20,56	-1,38	0,58	$3{,}28\cdot10^{-13}$	0,95	0,85
2344+513	23,64	1,29	0,22	$^{\dagger}6{,}13\cdot10^{-13}$	-1,33	0,95
1725+502	23,06	-0,38	-2,69	$0{,}75\cdot10^{-13}$	-1,12	-0,88
2321+419	20,91	-1,35	-0,15	$^{\dagger}1{,}96\cdot10^{-13}$	0,14	0,16
BL Lac	20,93	-0,56	-0,93	$1{,}67\cdot10^{-13}$	0,11	0,31
1741+196	19,40	-2,22	0,01	$2{,}46\cdot10^{-13}$	1,12	-0,86
1812+314	19,90	-0,17	0,33	$2{,}45\cdot10^{-13}$	-0,24	0,35
2323+435	21,21	-0,15	0,03	$^{\dagger}3{,}14\cdot10^{-13}$	-1,99	0,00
2254+074	21,55	-0,84	-2,63	$^{\dagger}2{,}69\cdot10^{-13}$	0,68	-0,41
1625+373	20,30	-0,96	-0,42	$2{,}39\cdot10^{-13}$	2,11	-0,40
GRS 1915+105	20,46	2,75	0,29	$2{,}56\cdot10^{-13}$	1,50	1,43
SS433	22,87	0,59	-0,37	$1{,}94\cdot10^{-13}$	0,63	1,40
AM HER	22,93	0,71	2,95	$5{,}94\cdot10^{-13}$	1,61	0,69
HER-X1	20,13	-1,22	0,18	$2{,}78\cdot10^{-13}$	-2,81	-2,86
CYG-X1	20,12	1,38	1,71	$3{,}98\cdot10^{-13}$	0,81	-0,11
CYG-X2	20,39	-0,05	0,72	$2{,}48\cdot10^{-13}$	1,54	-0,25
CYG-X3	20,72	1,18	0,48	$2{,}62\cdot10^{-13}$	0,62	-0,68
V404 CYG	20,03	-0,25	-1,21	$1{,}30\cdot10^{-13}$	-1,36	0,73
SS CYG	21,18	0,13	0,16	$2{,}61\cdot10^{-13}$	0,65	1,31
J1907+0556	22,35	1,31	-0,51	$1{,}84\cdot10^{-13}$	-0,19	0,46
J2035+4213	20,92	0,97	0,37	$2{,}47\cdot10^{-13}$	1,25	0,11
J2025+4137	20,64	-0,72	-0,27	$1{,}91\cdot10^{-13}$	0,34	-1,38
J1957+2859	19,75	-2,09	-0,69	$1{,}55\cdot10^{-13}$	0,11	-0,94
J2053+5644	26,11	0,17	1,08	$1{,}70\cdot10^{-13}$	-1,08	0,22
Mittel		-0,12	-0,13		0,18	0,01
Streuung (RMS)		1,26	1,22		1,18	0,91

Tabelle 4.2: Ergebnisse sämtlicher Untersuchungen an allen Quellkandidaten. Angegeben sind außer den Signifikanzen der vier verschiedenen Analysen die Schwellenenergie $E_{\gamma s}$ und die Obergrenze an den γ-Strahlungsfluß $\Phi_{\gamma max}$ (Vertrauensniveau 90%) für jedes Objekt. † kennzeichnet Strahlungsfluß-Obergrenzen, die nicht aus der Analyse pearl-selektierter Ereignisse gewonnen wurden.

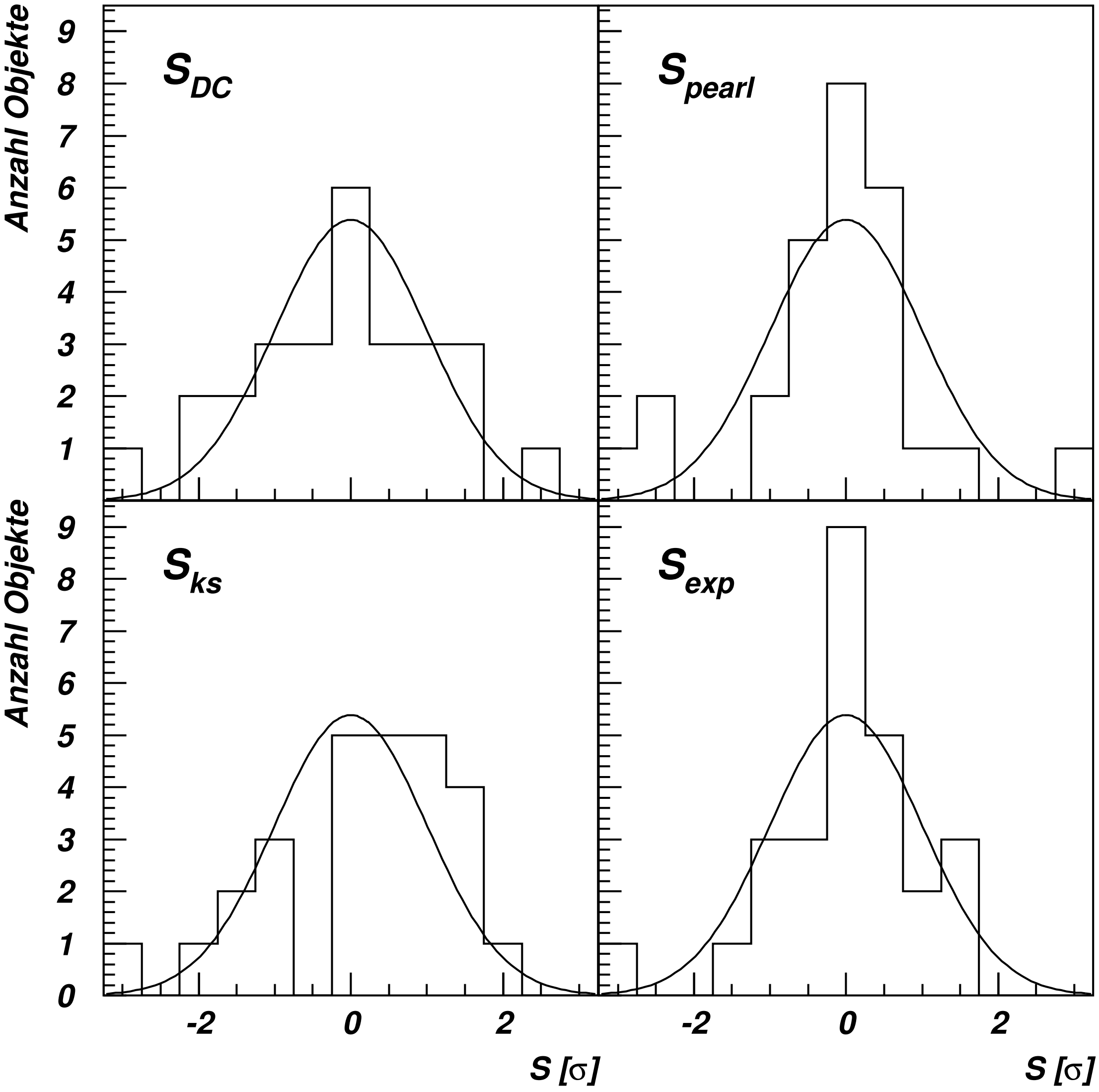


Abbildung 4.13: Verteilungen der Signifikanzen aus den Suchen nach stetiger Emission ohne Anwendung der γ/Hadron-Separation (S_{DC}, oben links) und unter den pearl-selektierten Schauern (S_{pearl}, oben rechts) sowie aus der Anwendung des Kolmogorov-Smirnov- (S_{ks}, unten links) und des Exponential-Ausbruchstests (S_{exp}, unten rechts). Zum Vergleich ist jeweils die erwartete Normalverteilung (durchgezogene Kurve) der Signifikanzen eingezeichnet.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit hat die verfügbaren HEGRA-Detektorfelderdaten aus dem Jahr 1997 nach Punktquellen kosmischer γ-Strahlung durchsucht. Es konnte kein Hinweis auf eine gleichmäßige oder sporadische Emission von einem der untersuchten Objekte oberhalb einer Schwellenenergie von etwa 20 TeV gefunden werden. Die gewonnenen Obergrenzen für stetige γ-Strahlungsflüsse sind mit denen aus vorangegangenen Untersuchungen vergleichbar.

Angesichts der zahlreichen Suchen nach Punktquellen kosmischer γ-Strahlung und der Himmelsdurchmusterungen, die bereits in den HEGRA-Detektorfelderdaten früherer Jahre durchgeführt wurden, hat sich diese Analyse auf die Suche nach Objekten beschränkt, von denen eine schwankende Aktivität bekannt ist oder erwartet werden darf. Für den in den Daten sichtbaren Himmelsausschnitt wurde ein Katalog 27 galaktischer und extragalaktischer Quellkandidaten mit diesen Eigenschaften zusammengestellt. Zur Suche nach sporadischer Emission wurden zwei unterschiedliche statistische Verfahren verwendet, die auf verschiedene Arten von Strahlungsausbrüchen empfindlich sind.

Aus der Beobachtung der Aktiven Galaxie Markarian-501, die 1997 eine Phase stark erhöhter Aktivität durchlief, konnten Obergrenzen des möglichen γ-Strahlungsflusses gewonnen werden. Diese Werte entsprechen noch der Erwartung an ein glattes Potenzgesetz-Spektrum der Quelle. Die Empfindlichkeit für einen Nachweis von Markarian-501 im aktiven Zustand wurde zwar erreicht, ein Potenzgesetz-Spektrum kann jedoch nicht allein auf Basis der Nicht-Detektierung ausgeschlossen werden.

Zur Maximierung der Empfindlichkeit wurden lediglich solche Beobachtungsdaten analysiert, die gleichzeitig mit der AIROBICC-Matrix und dem Szintillatorfeld aufgezeichnet wurden. Diese Daten erlauben nicht nur, die gute Winkelauflösung des AIROBICC-Detektors auszunutzen, sondern auch die statistische Unterscheidung photon- und hadroninduzierter Luftschauer mit Hilfe der Methode pearl. Zu diesem Zweck wurde großer Wert auf die Qualität der verwendeten Meßdaten gelegt. Nach einer sorgfältigen Auswahl der Beobachtungsdaten konnte eine Gesamtheit von 23 Millionen Luftschauern nach Punktquellen kosmischer γ-Strahlung durchsucht werden. Auf einen Teildatensatz von 16 Millionen Ereignissen wurde die γ/Hadron-Separation pearl angewendet.

Um einige für die γ-Astronomie wichtige Eigenschaften der HEGRA-Detektorfelder detailliert zu untersuchen, wurde außerdem versucht, mit Hilfe der Messungen des HEGRA-Čerenkovteleskopsystems photoninduzierte Luftschauer zu selektieren, die auch von den Detektorfeldern registriert worden sind. Auf diesem Weg sollte eine Eichquelle geschaffen werden, an der sich Winkelauflösung und absolute Orientierung der Detektorfelder überprüfen lassen. Aufgrund der — zum Zeitpunkt der Suche unbekannten — spektralen Eigenschaften der beobachteten γ-Quelle (Markarian-501) konnte keine ausreichende Zahl von teleskopselektierten Photonschauern in den Detektorfelderdaten identifiziert werden, die eine statistische Analyse erlauben würde.

Stattdessen wurde versucht, die Güte der Winkelauflösung und die Orientierung der Detektorfelder anhand gleichzeitig mit dem Čerenkovteleskopsystem registrierter Hadronschauer zu testen. Hierbei zeigte sich, daß die geometrischen Eigenschaften des Čerenkovteleskopsystems für hadroninduzierte Luftschauer oberhalb der Schwellenenergie der Detektorfelder nicht mehr deutlich besser sind als die der AIROBICC-Matrix, so daß eine Eichung der Winkelauflösung nicht erreicht werden konnte. In der absoluten Orientierung der AIROBICC-Matrix zeigte sich in dieser Analyse eine leichte Abweichung zum Čerenkovteleskopsystem, die in der Punktquellensuche berücksichtigt wurde.

Ausblick

Die Empfindlichkeit existierender Luftschauer-Felddetektoren ist offensichtlich zu gering, um vor dem sehr hohen Hintergrund der Kosmischen Teilchenstrahlung erdgebundene γ-Astronomie mit den heute bekannten oder erwarteten geringen Photonflüssen zu betreiben. Abbildende Čerenkovteleskope sind zu Beobachtungen bei erheblich niedrigeren γ-Energien in der Lage und haben sehr erfolgreich eine kleine Zahl von Quellen als bekannte Inseln am weitgehend unerforschten TeV-Himmel etablieren können. Zur Kartierung eines ausgedehnten Himmelsbereichs und zur Überwachung auf plötzliche Strahlungsausbrüche wäre eine neue Generation von empfindlichen Weitwinkel-Felddetektoren erforderlich, die eine deutlich niedrigere Schwellenenergie und Möglichkeiten zur Unterdrückung des hadroninduzierten Luftschauer-Untergrunds aufweisen müßten.

Mit dem MILAGRO-Detektor in Los Alamos (USA) ist ein Schritt in diese Richtung unternommen worden. Knapp 800 Sekundärelektronenvervielfacher sollen Tag und Nacht das Čerenkovlicht geladener Schauerteilchen in einem unterirdischen Wassertank beobachten, der eine Grundfläche von 5.000 m^2 abdeckt. Das Experiment ist 1997 in Betrieb gegangen und wird derzeit noch erweitert. Bei einer Schwellenenergie unterhalb von 1 TeV existiert eine deutliche Überschneidung mit dem von heutigen und künftigen Čerenkovteleskopen beobachtbaren Energiebereich, so daß eine gegenseitige Ergänzung der Messungen möglich erscheint.

Anhang A

Liste der rekonstruierten Daten

Auf den folgenden Seiten sind alle rekonstruierten Datennahmezyklen (Runs) mit kalendarischem und modifiziertem julianischen Datum (MJD), der abgedeckten Meßzeit (nicht totzeitkorrigiert) und der Anzahl registrierter Luftschauer aufgeführt.

Die 39 Datennahmezyklen, die sowohl für die einfache Richtungsanalyse als auch für die γ/Hadron-Separation mit der Methode `pearl` verwendet wurden sind durch einen gefüllten Quadrat (■) in der rechten Spalte gekennzeichnet. Mit einem offenen Quadrat (□) sind jene 20 Datennahmezyklen markiert, die lediglich für die Richtungsanalyse verwendet werden konnten, nicht aber für die γ/Hadron-Separation. Alle übrigen Runs wurden durch die Qualitätsselektion von der Analyse ausgeschlossen (siehe Abschnitt 2.2).

Lfd.-Nr.	Run-Nr.	MJD	Datum	Meßzeit [s]	Schaueranzahl	Verwendung
1	6190	50522	15. 3.	11505.2	321190	
2	6192	50523	16. 3.	9301.63	259336	
3	6194	50524	17. 3.	7132.54	214172	
4	6198	50526	19. 3.	3735.48	126139	
5	6234	50545	7. 4.	20296.8	583570	
6	6237	50546	8. 4.	16773.7	512420	
7	6241	50547	9. 4.	18310.2	529104	
8	6243	50548	10. 4.	16031.3	418121	
9	6245	50550	12. 4.	12573.6	357120	
10	6247	50551	13. 4.	11268.0	319047	
11	6249	50552	14. 4.	8839.67	261786	
12	6257	50555	17. 4.	4444.42	132797	
13	6269	50563	25. 4.	2630.82	170822	
14	6272	50564	26. 4.	4510.93	241340	

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Lfd.-Nr.	Run-Nr.	MJD	Datum	Meßzeit [s]	Schaueranzahl	Verwendung
15	6274	50565	27. 4.	6434.33	346615	
16	6277	50566	28. 4.	8269.62	456638	
17	6279	50567	29. 4.	11047.4	411016	
18	6284	50569	1. 5.	13821.9	556119	
19	6287	50570	2. 5.	15799.6	624723	
20	6292	50571	3. 5.	17107.9	669163	
21	6296	50572	4. 5.	17297.5	706191	
22	6298	50573	5. 5.	16248.6	778160	
23	6303	50575	7. 5.	13980.7	582446	
24	6305	50576	8. 5.	15557.5	386752	
25	6308	50577	9. 5.	13026.0	531362	
26	6310	50578	10. 5.	7889.61	323094	
27	6315	50580	12. 5.	1826.47	100462	
28	6400	50601	2. 6.	5477.61	217422	
29	6403	50602	3. 6.	6554.93	243148	
30	6413	50603	4. 6.	8057.53	445621	
31	6417	50604	5. 6.	4281.82	168424	
32	6418	50604	5. 6.	10659.9	440841	
33	6423	50605	6. 6.	4012.46	147100	
34	6424	50605	6. 6.	3039.24	114355	
35	6425	50606	7. 6.	8355.6	323334	■
36	6428	50606	7. 6.	15085.7	621248	■
37	6431	50607	8. 6.	2247.54	78821	■
38	6432	50607	8. 6.	5773.27	223909	
39	6435	50608	9. 6.	2479.23	78960	■
40	6439	50610	11. 6.	8794.94	354236	■
41	6440	50610	11. 6.	1499.49	58219	■
42	6443	50611	12. 6.	3176.04	111404	
43	6446	50612	13. 6.	7625.91	320160	■
44	6449	50613	14. 6.	6268.22	230571	
45	6454	50614	15. 6.	4280.94	190556	□
46	6457	50615	16. 6.	3970.36	150685	■
47	6460	50616	17. 6.	2228.56	93297	■

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Lfd.-Nr.	Run-Nr.	MJD	Datum	Meßzeit [s]	Schaueranzahl	Verwendung
48	6490	50622	23. 6.	1361.1	82574	
49	6505	50624	25. 6.	5030.36	206476	■
50	6508	50625	26. 6.	6237.04	261648	■
51	6512	50626	27. 6.	8827.66	364627	■
52	6521	50627	28. 6.	10006.4	405785	■
53	6524	50628	29. 6.	11299.1	455648	■
54	6527	50629	30. 6.	13709.9	486595	■
55	6530	50630	1. 7.	15655.3	550690	■
56	6533	50631	2. 7.	15364.1	640615	■
57	6537	50632	3. 7.	15339.6	664838	■
58	6540	50633	4. 7.	15500.3	642891	■
59	6542	50634	5. 7.	15796.6	664456	■
60	6545	50635	6. 7.	15698.9	642636	■
61	6548	50636	7. 7.	15233.6	632106	■
62	6552	50638	9. 7.	9486.25	364394	■
63	6556	50638	9. 7.	12802.0	489225	■
64	6559	50639	10. 7.	11282.8	457539	■
65	6562	50641	12. 7.	10220.9	411601	■
66	6565	50642	13. 7.	8178.37	356605	■
67	6566	50643	14. 7.	6102.77	253806	■
68	6567	50644	15. 7.	5096.74	209228	■
69	6584	50652	23. 7.	2510.23	96188	
70	6587	50653	24. 7.	4326.16	167304	■
71	6590	50654	25. 7.	5996.97	222584	■
72	6593	50655	26. 7.	6783.57	230628	■
73	6596	50656	27. 7.	9834.72	327004	■
74	6599	50657	28. 7.	10906.5	419790	■
75	6603	50658	29. 7.	12896.8	501115	■
76	6606	50659	30. 7.	14615.9	584388	■
77	6609	50660	31. 7.	16105.3	645001	■
78	6612	50661	1. 8.	3538.13	197610	
79	6613	50661	1. 8.	12782.6	523404	■
80	6616	50662	2. 8.	16055.9	666899	■

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Lfd.-Nr.	Run-Nr.	MJD	Datum	Meßzeit [s]	Schaueranzahl	Verwendung
81	6632	50666	6. 8.	5470.06	207201	☐
82	6633	50667	7. 8.	7599.85	300752	☐
83	6636	50667	7. 8.	14880.5	605647	☐
84	6639	50668	8. 8.	13824.5	558021	
85	6642	50669	9. 8.	12782.6	506727	☐
86	6645	50671	11. 8.	11523.4	451086	
87	6649	50672	12. 8.	10038.0	382963	
88	6651	50673	13. 8.	8362.05	322797	
89	6676	50682	22. 8.	4471.77	83943	
90	6678	50683	23. 8.	6558.97	141938	
91	6686	50685	25. 8.	9638.89	273684	
92	6688	50686	26. 8.	12453.2	310021	
93	6691	50687	27. 8.	12966.5	548725	☐
94	6706	50689	29. 8.	16713.1	754901	☐
95	6711	50690	30. 8.	18776.8	849137	☐
96	6721	50692	1. 9.	3457.67	154649	☐
97	6722	50692	1. 9.	3690.27	167584	☐
98	6728	50692	1. 9.	13883.0	601193	
99	6730	50693	2. 9.	3022.98	136033	☐
100	6733	50693	2. 9.	19168.6	846925	☐
101	6735	50694	3. 9.	5244.61	231685	
102	6736	50694	3. 9.	13715.5	621125	
103	6740	50695	4. 9.	6668.31	269760	
104	6741	50695	4. 9.	12618.8	530837	☐
105	6745	50696	5. 9.	12928.4	582324	
106	6750	50697	6. 9.	1368.69	62423	
107	6754	50697	6. 9.	3924.78	163208	
108	6755	50697	6. 9.	10558.2	413466	
109	6778	50701	10. 9.	7932.68	282258	
110	6779	50701	10. 9.	2425.02	93725	
111	6780	50701	10. 9.	1894.41	74649	
112	6785	50702	11. 9.	9425.14	418593	
113	6807	50711	20. 9.	3924.84	175078	☐

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Lfd.-Nr.	Run-Nr.	MJD	Datum	Meßzeit [s]	Schaueranzahl	Verwendung
114	6809	50712	21. 9.	4355.93	381522	
115	6811	50713	22. 9.	7559.15	333396	□
116	6818	50716	25. 9.	3676.14	193325	
117	6826	50720	29. 9.	20723.8	871136	□
118	6828	50721	30. 9.	6171.51	254240	□
119	6830	50723	2. 10.	469.868	20020	□
120	6837	50727	6. 10.	13698.3	718921	
121	6838	50728	7. 10.	1442.36	82193	
122	6843	50729	8. 10.	6054.49	298258	
123	6844	50730	9. 10.	4965.48	287226	
124	6847	50731	10. 10.	10706.1	413054	
125	6850	50732	11. 10.	6332.21	351897	
126	6851	50732	11. 10.	1595.76	83577	
127	6857	50734	13. 10.	3981.66	156907	□
128	6860	50735	14. 10.	1235.65	52206	□
Gesamt:				322 h	$46{\cdot}10^6$	
	verwendet ohne γ/Hadron-Separation:			158 h	$23{\cdot}10^6$	□■
	verwendet mit γ/Hadron-Separation:			108 h	$15{,}5{\cdot}10^6$	■

Anhang B

Übersicht über alle untersuchten Quellkandidaten

Nachfolgend sind die Ergebnisse der vier in Kap.4 beschriebenen Suchverfahren für alle 27 Quellkandidaten dargestellt. Aufgetragen sind von links nach rechts

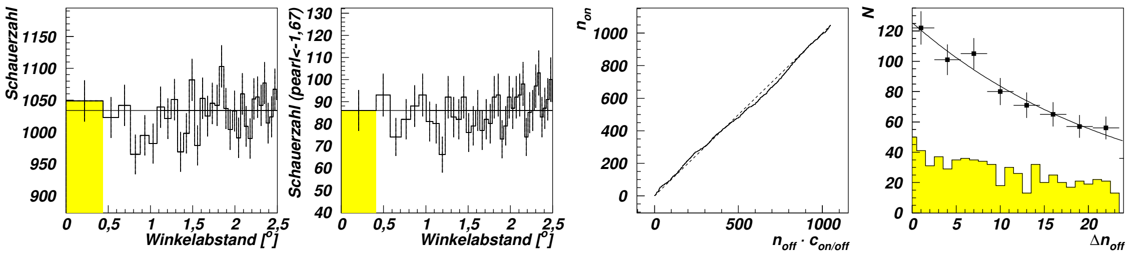
DC-Analyse Zahl aller während der gesamten Meßzeit akkumulierten Luftschauer gegen den Winkelabstand von der betrachteten Himmelsposition; die horizontale Linie markiert die Untergrund-Erwartung.

DC mit pearl Zahl aller akkumulierten Luftschauer mit pearl$<$-1,67 gegen den Winkelabstand von der betrachteten Himmelsposition; die horizontale Linie markiert die Untergrund-Erwartung.

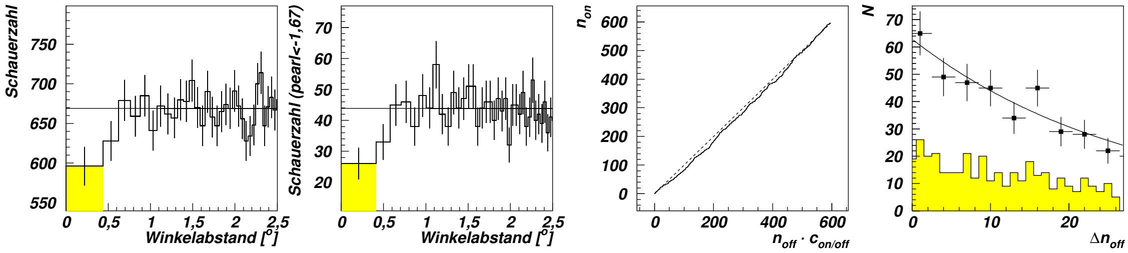
Kolmogorovtest Die integrale zeitliche Entwicklung der Luftschauerzahl im Quellbin ($\mathsf{n_{on}}$) gegen die akkumulierte Zahl der Untergrundschauer, skaliert mit dem Verhältnis von insgesamt im Quellbin registrierten Schauern zu insgesamt gemessenen Untergrundschauern ($\mathsf{n_{off} \cdot c_{on/off}}$, „verallgemeinerte Uhrzeit"); die gestrichelte Linie markiert die Erwartung bei einer vollständig gleichen zeitlichen Entwicklung der Quellbin- und Untergrundschauer.

Exponentialtest Das differentielle Spektrum der Zahl der Untergrundschauer (grau), die zwischen je zwei aufeinanderfolgenden Quellbin-Schauern registriert wurden. Zur deutlicheren Darstellung wurden je drei Bins zusammengefasst (gefüllte Quadrate); die durchgezogenen Kurve bezeichnet die (entsprechend skalierte) Erwartung für das differentielle Spektrum der Untergrundschauer im Vergleich zu einer Poisson-Verteilung der Quellbin-Ankunftszeiten.

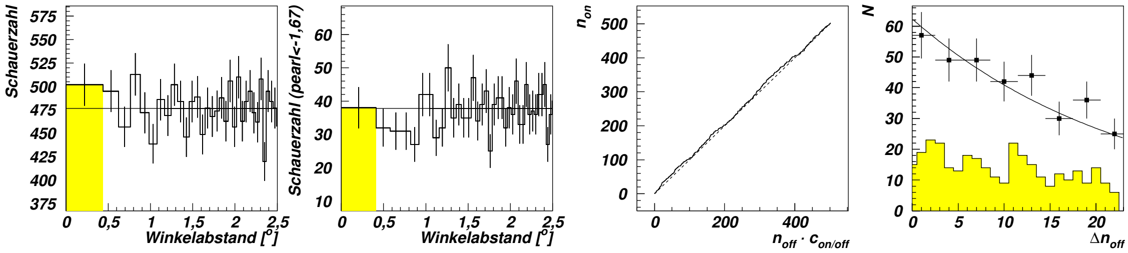
DC-Analyse DC mit pearl Kolmogorovtest Exponentialtest



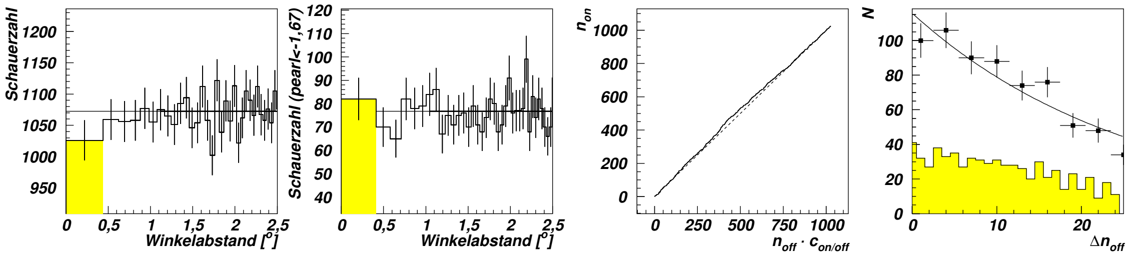
AGN 1725+521 (z=0,018)



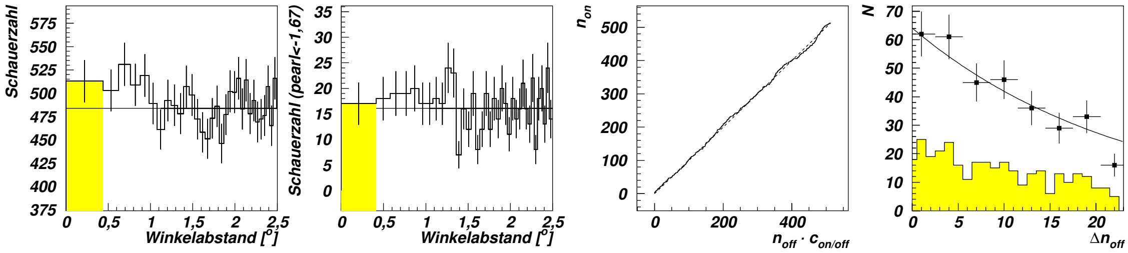
AGN 2201+044 (z=0,028)



AGN 1743+557 (z=0,031)

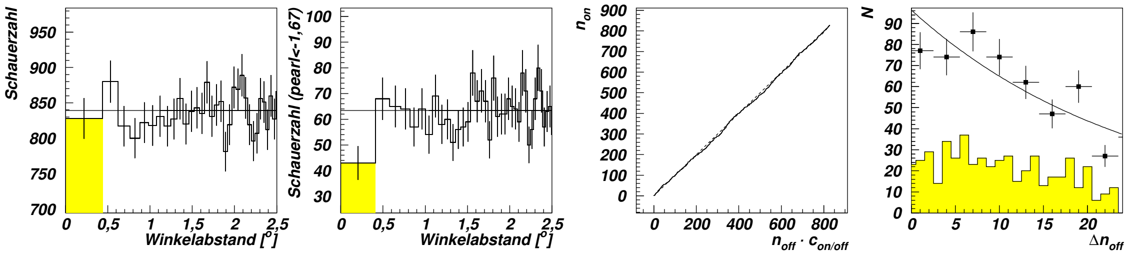


AGN Markarian-501 (z=0,034)

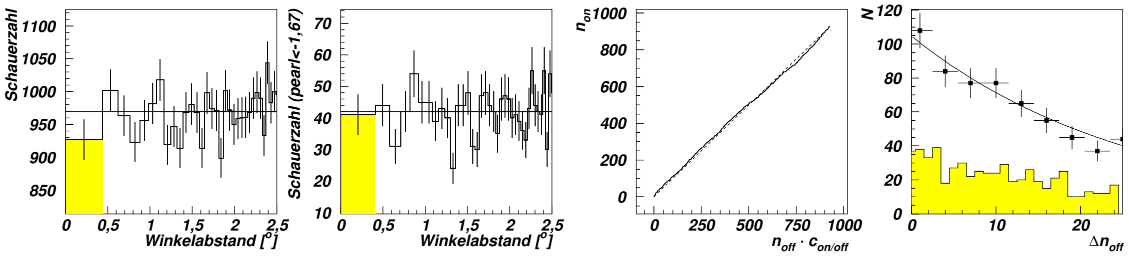


AGN 2344+513 (z=0,044)

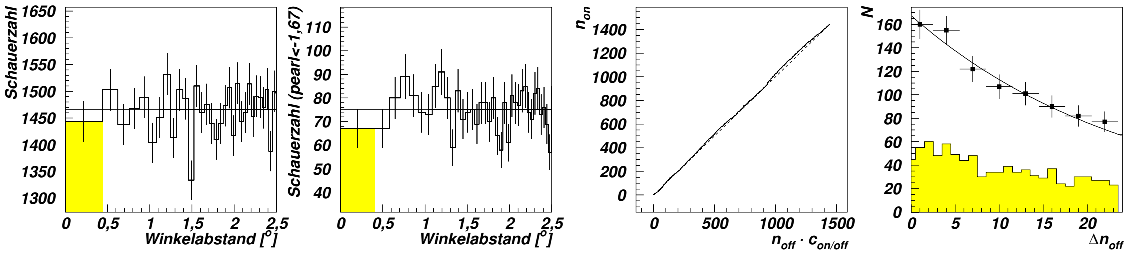
DC-Analyse DC mit pearl Kolmogorovtest Exponentialtest



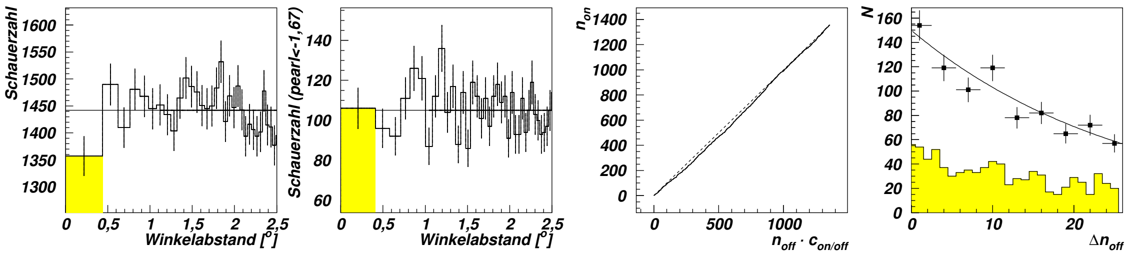
AGN 1725+502 (z=0,059)



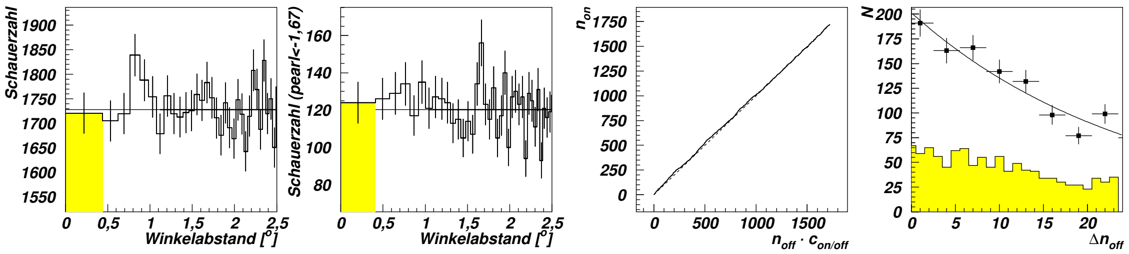
AGN 2344+513 (z=0,059)



AGN BL Lacertae (z=0,069)

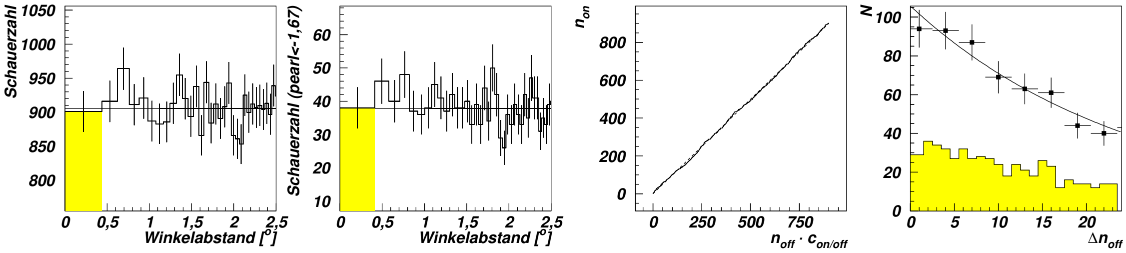


AGN 1741+196 (z=0,083)

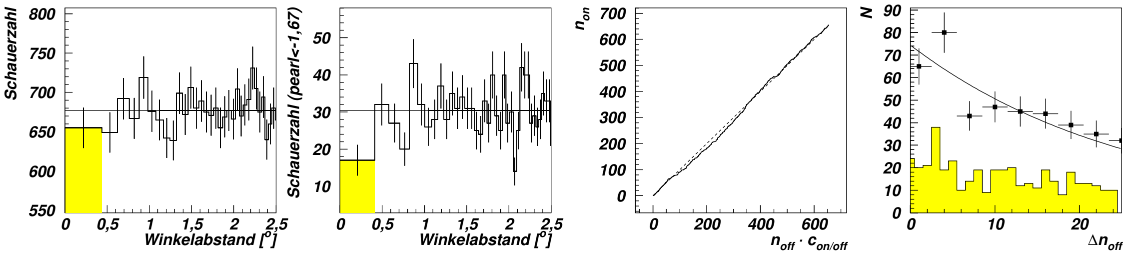


AGN 1812+314 (z=0,117)

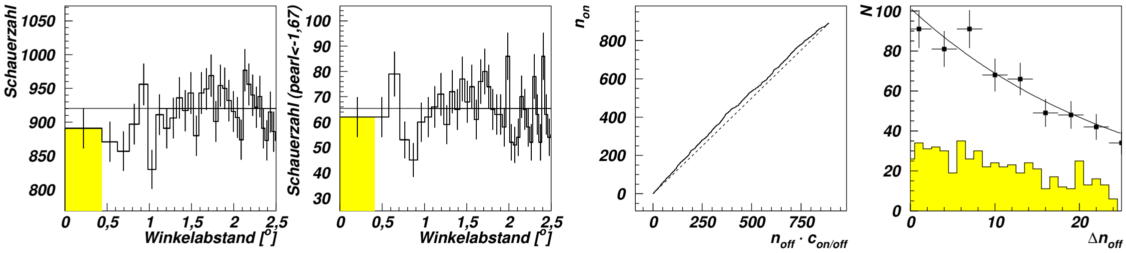
DC-Analyse DC mit pearl Kolmogorovtest Exponentialtest



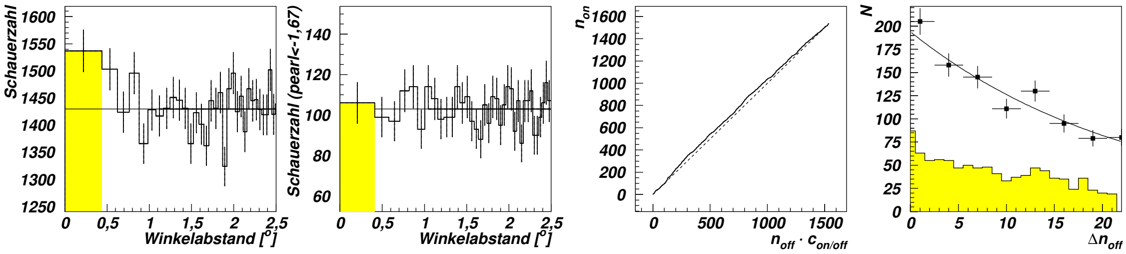
AGN 2323+435 (z=0,145)



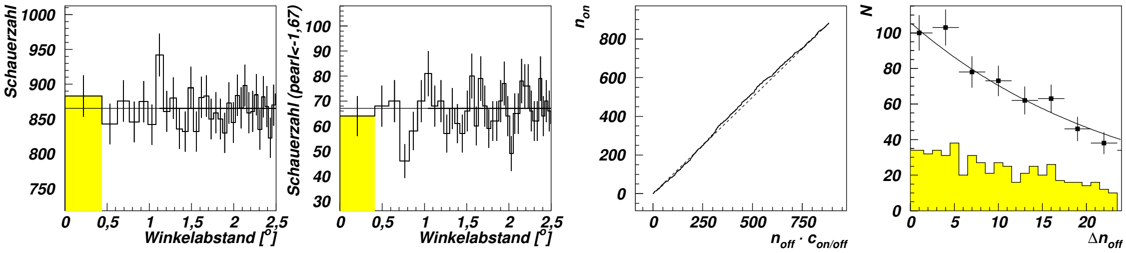
AGN 2254+074 (z=0,190)



AGN 1625+373 (z=0,200)

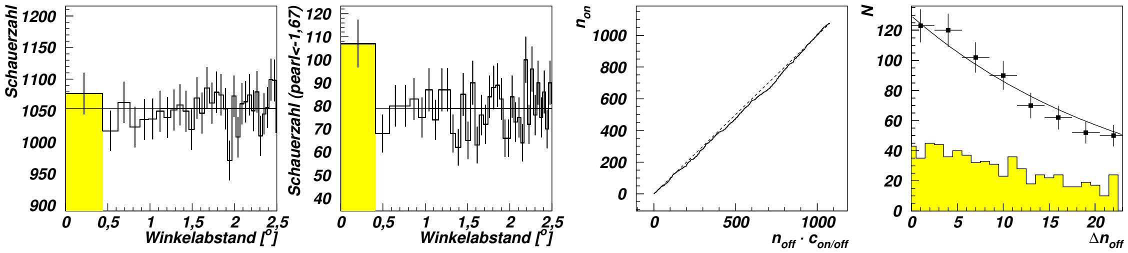


Mikroquasar GRS 1915+105

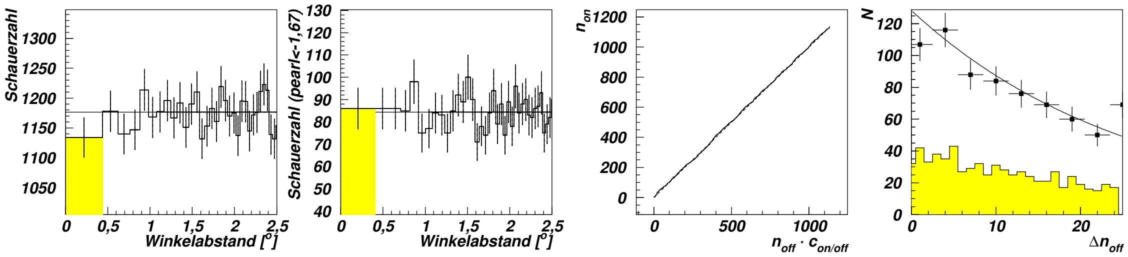


Mikroquasar SS 433

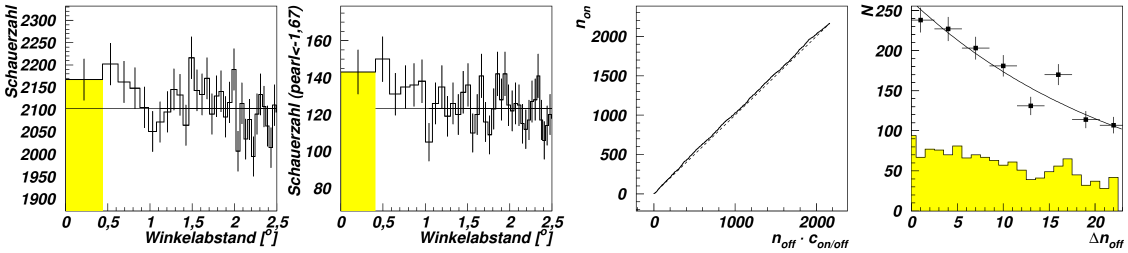
DC-Analyse DC mit pearl Kolmogorovtest Exponentialtest



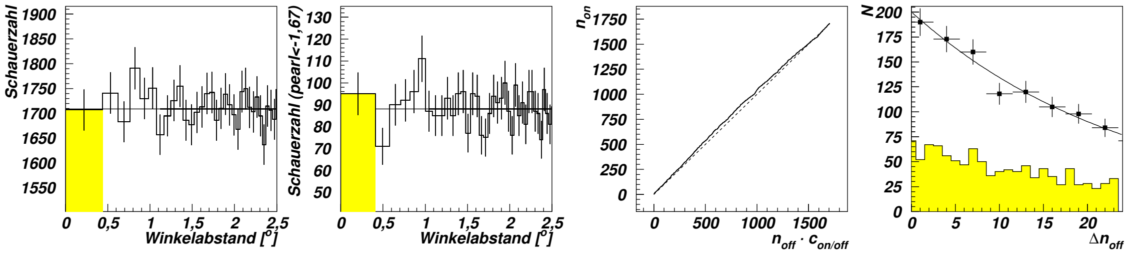
Röntgendoppelstern AM Herculis



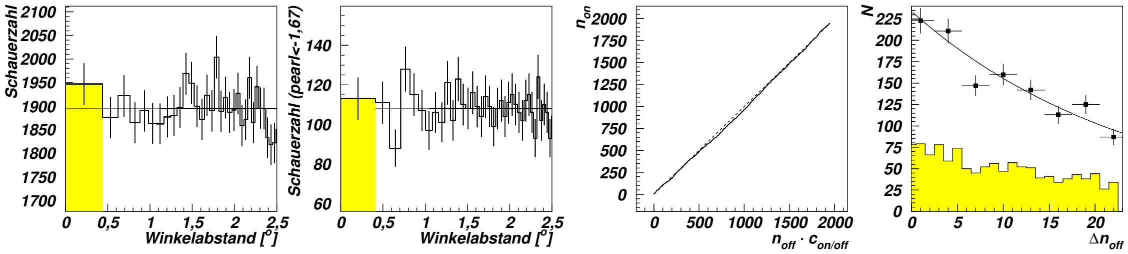
Röntgendoppelstern Hercules X1



Röntgendoppelstern Cygnus X1

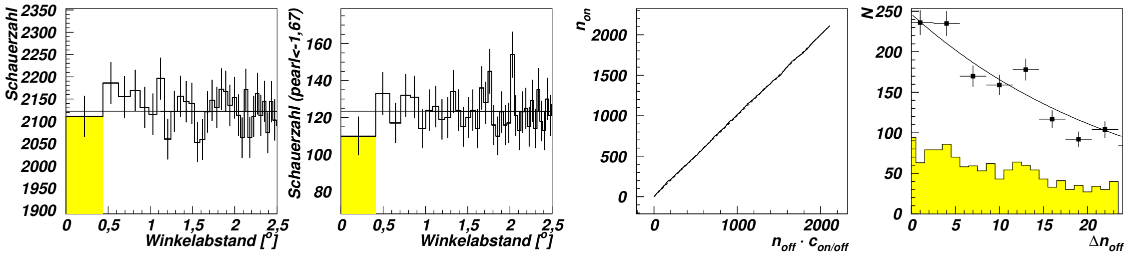


Röntgendoppelstern Cygnus X2

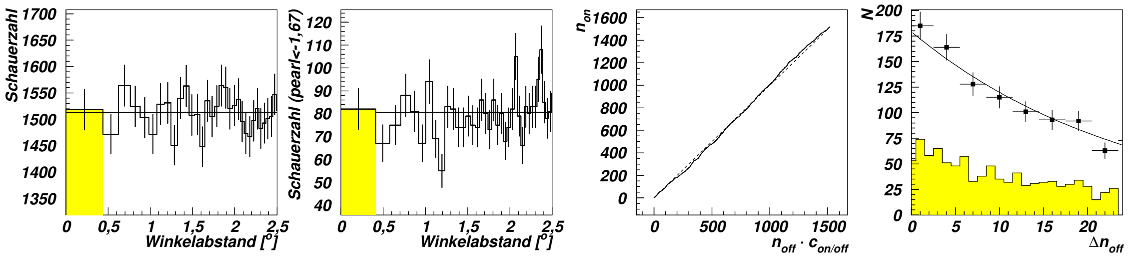


Röntgendoppelstern Cygnus X3

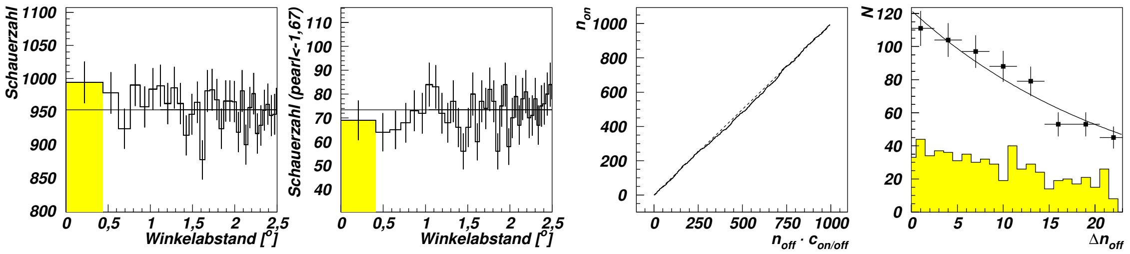
DC-Analyse DC mit pearl Kolmogorovtest Exponentialtest



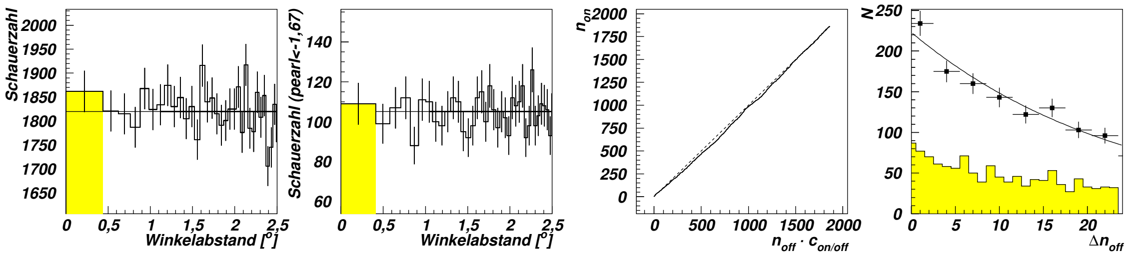
Röntgendoppelstern V404 Cygni



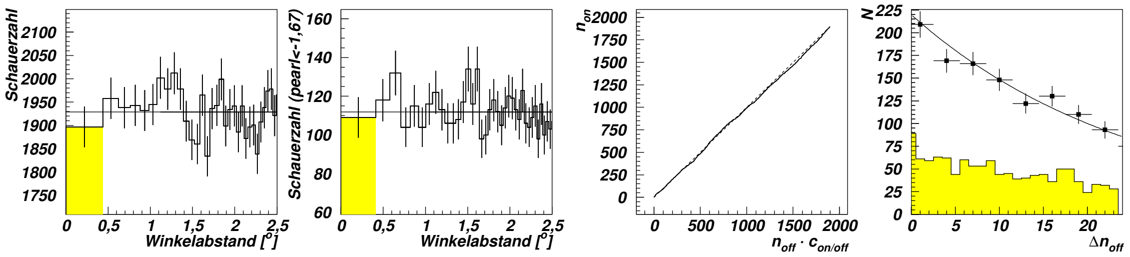
Röntgendoppelstern SS Cygni



Unidentifizierte EGRET GeV-Quelle J1907+0556

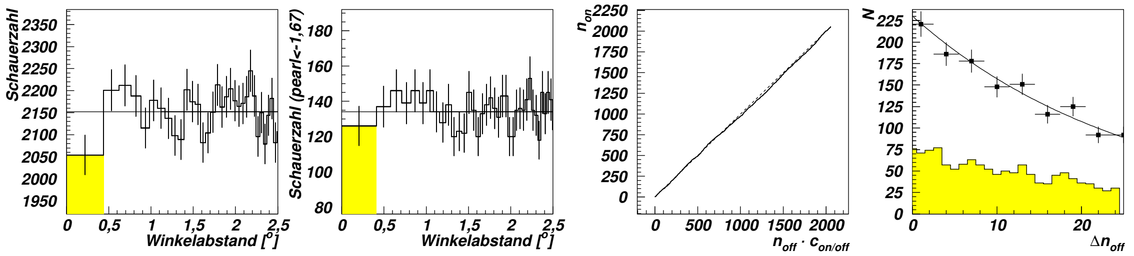


Unidentifizierte EGRET GeV-Quelle J2035+4213

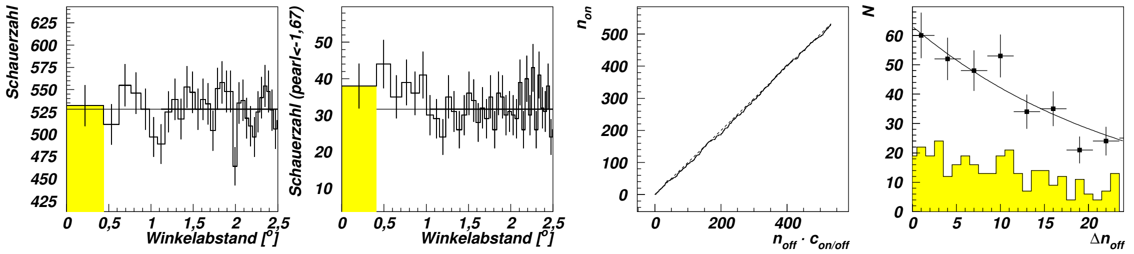


Unidentifizierte EGRET GeV-Quelle J2025+4137

DC-Analyse DC mit pearl Kolmogorovtest Exponentialtest



Unidentifizierte EGRET GeV-Quelle J1957+2859



Unidentifizierte EGRET GeV-Quelle J2053+5644

Literaturverzeichnis

[Aharonian et al., 1997] F. A. Aharonian et al. (1997). MEASUREMENT OF THE FLUX, SPECTRUM, AND VARIABILITY OF TEV GAMMA-RAYS FROM MKN 501 DURING A STATE OF HIGH ACTIVITY. A. & A., 327, 5.

[Aharonian et al., 1998] F. A. Aharonian et al. (1998). THE TEMPORAL CHARACTERISTICS OF THE TEV GAMMA-RADIATION FROM MKN 501 IN 1997, PART I: DATA FROM THE STEREOSCOPIC IMAGING ATMOSPHERIC CHERENKOV TELESCOPE SYSTEM OF HEGRA. astro-ph/9808296, submitted to A&A.

[Aharonian et al., 1999a] F. A. Aharonian et al. (1999). CONSTRAINTS ON BL LAC OBJECTS BY THE HEGRA-SYSTEM OF CHERENKOV TELESCOPES. unpublished.

[Aharonian et al., 1999b] F. A. Aharonian et al. (1999). THE TEMPORAL CHARACTERISTICS OF THE TEV GAMMA EMISSION FROM MKN 501 IN 1997 - PART II: RESULTS FROM HEGRA CT1 AND CT2. astro-ph/9901284, submitted to A&A.

[Aharonian et al., 1999c] F. A. Aharonian et al. (1999). THE TIME AVERAGED TEV ENERGY SPECTRUM OF MKN 501 OF THE EXTRAORDINARY 1997 OUTBURST AS MEASURED WITH THE STEREOSCOPIC CHERENKOV TELESCOPE SYSTEM OF HEGRA. astro-ph/9903386, submitted to A&A.

[Aharonian & Heinzelmann, 1998] F. A. Aharonian & G. Heinzelmann (1998). THE HEGRA EXPERIMENT, STATUS AND RECENT RESULTS. Nuclear Physics B (Proc. Suppl.), 60B, 193–198.

[Akerlof et al., 1997] C. W. Akerlof et al. (1997). A SEARCH FOR CORRELATIONS OF TEV γ-RAYS WITH ULTRA-HIGH ENERGY COSMIC RAYS. astro-ph/9706123.

[Auger et al., 1939] P. Auger et al. (1939). EXTENSIVE COSMIC-RAY SHOWERS. Rev. Mod. Phys., 11.

[Berezinskii et al., 1990] V. S. Berezinskii et al. (1990). ASTROPHYSICS OF COSMIC RAYS. North Holland.

[Bloom et al., 1997] S. D. Bloom et al. (1997). OBSERVATIONS OF A CORRELATED GAMMA-RAY AND OPTICAL FLARE FOR BL LACERTAE. ApJ Letters, 490, L145–L148.

[Bock & Krischer, 1998] R. Bock & W. Krischer (1998). THE DATA ANALYSIS BRIEFBOOK. Springer Verlag.

[Böttcher & Bloom, 1998] M. Böttcher & S. D. Bloom (1998). ANALYZING THE MULTIWAVELENGTH SPECTRUM AND VARIABILITY OF BL LACERTAE DURING THE JULY 1997 OUTBURST. astro-ph/9806249.

[Bradbury et al., 1997] S. M. Bradbury et al. (1997). DETECTION OF γ-RAYS ABOVE 1.5 TEV FROM MKN 501. A. & A. Lett., 320.

[Breslin et al., 1997] A. C. Breslin et al. (1997). IAU CIRCULAR NO. 6562.

[Catanese et al., 1997] M. Catanese et al. (1997). MULTIWAVELENGTH OBSERVATIONS OF A FLARE FROM MARKARIAN 501. ApJ Letters, 487, L143–L146.

[Catanese et al., 1998] M. Catanese et al. (1998). VHE GAMMA RAYS FROM BL LAC OBJECT 1ES 2344+514. ApJ, 501, 616–623.

[Chadwick et al., 1990] P. M. Chadwick et al. (1990). VERY HIGH ENERGY GAMMA RAYS FROM X-RAY BINARY PULSARS. J. Phys. G, 16, 1773–1803.

[Dar & Plaga, 1999] A. Dar & R. Plaga (1999). GALACTIC GAMMA-RAY BURSTERS — THE COSMIC-RAY SOURCES AT ALL ENERGIES. astro-ph/9902138.

[Daum et al., 1997] A. Daum et al. (1997). FIRST RESULTS ON THE PERFORMANCE OF THE HEGRA IACT ARRAY. Astropart. Phys., 8.

[de Jager & Harding, 1992] O. C. de Jager & A. K. Harding (1992). THE EXPECTED HIGH-ENERGY TO ULTRA-HIGH-ENERGY GAMMA-RAY SPECTRUM OF THE CRAB NEBULA. ApJ., 396.

[Dommenget, 1996] D. Dommenget (1996). VERBESSERTE REKONSTRUKTION DES ZENTRUMS EINES LUFTSCHAUERS FÜR DAS HEGRA-EXPERIMENT. Diplomarbeit, Universität Hamburg.

[Eckmann, 1991] R. Eckmann (1991). SIMULATION VON ELEKTROMAGNETISCHEN LUFTSCHAUERN DER ENERGIE 30TEV UND UNTERSUCHUNGEN ZUR RICHTUNGSBESTIMMUNG. Diplomarbeit, Universität Hamburg.

[Fonseca et al., 1997] V. Fonseca et al. (1997). PROPOSAL FOR AGN OBSREVATION PROGRAM WITH HEGRA CTS. HEGRA interner Report.

[Gaisser, 1990] T. K. Gaisser (1990). COSMIC RAY AND PARTICLE PHYSICS. Cambridge University Press.

[Giovannini & Venturi, 1998] G. Giovannini & T. Venturi (1998). VLBI OBSERVATIONS OF MKN 501 AND MKN 421. astro-ph/9810430.

[Greisen, 1960] K. Greisen (1960). -. Ann. Rev. Nuc. Sci., 10, 63.

[Harding & Muslimov, 1998] A. Harding & A. Muslimov (1998). POLAR CAP MODEL FOR PULSAR HIGH-ENERGY EMISSION. astro-ph/980244.

[Hartman et al., 1999] R. C. Hartman et al. (1999). THE THIRD EGRET CATALOG OF HIGH-ENERGY GAMMA-RAY SOURCES. Zur Veröffentlichung in ApJ. Suppl.

[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.

[Helene, 1983] O. Helene (1983). UPPER LIMITS OF PEAK AREAS. NIM, 212, 319–322.

[Hemberger, 1998a] M. Hemberger (1998). PRIVATE MITTEILUNG.

[Hemberger, 1998b] M. Hemberger (1998). UNTERSUCHUNG DER PRIMÄREN GELADENEN KOSMISCHEN STRAHLUNG OBERHALB 1 TEV MIT DEN METHODEN DER ABBILDENDEN ATMOSPHÄRISCHEN ČERENKOV-TECHNIK. Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg.

[Hess, 1912] V. F. Hess (1912). OBSERVATION OF PENETRATING RADIATION ON SEVEN BALLON FLIGHTS. Physik. Zeitschr., 13.

[Hofmann et al., 1999] W. Hofmann et al. (1999). COMPARISON OF TECHNIQUES TO RECONSTRUCT VHE GAMMA-RAY SHOWERS FROM MULTIPLE STEREOSCOPIC CHERENKOV IMAGES. Submitted to Elsevier Preprint.

[Horns, 1999] D. Horns (1999). PRIVATE MITTEILUNG.

[Inoue & Takahara, 1996] S. Inoue & F. Takahara (1996). ELECTRON ACCELERATION AND GAMMA-RAY EMISSION FROM BLAZARS. ApJ., 463, 555–564.

[Johnston et al., 1995] K. J. Johnston et al. (1995). A RADIO REFERENCE FRAME. Astron. J., 110.

[Kamata & Nishimura, 1958] K. Kamata & J. Nishimura (1958). -. Prog. Theo. Phys., 6, 93–100.

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

[Karle et al., 1995b] A. Karle et al. (1995). SEARCH FOR ISOTROPIC GAMMA RADIATION IN THE COSMOLOGICAL WINDOW BETWEEN 65 AND 200 TEV. Phys. Lett. B, 347.

[Köhler, 1998] C. Köhler (1998). PRIVATE MITTEILUNG.

[Konopelko, 1998] A. Konopelko (1998). ENERGY SPECTRUM OF TEV γ-RAYS FROM THE CRAB NEBULA. In HEGRA CT-Meeting, Heidelberg.

[Konopelko, 1999] A. Konopelko (1999). In HESS-Meeting, Heidelberg.

[Konopelko et al., 1996] A. Konopelko et al. (1996). DETECTION OF GAMMA RAYS ABOVE 1TEV FROM THE CRAB NEBULA BY THE SECOND HEGRA IMAGING ATMOSPHERIC CHERENKOV TELESCOPE AT LA PALMA. Astropart. Phys., 4, 199–215.

[Konopelko et al., 1998] A. Konopelko et al. (1998). THE MONTE CARLO CHARACTERISTICS OF THE HEGRA SYSTEM OF IMAGING AIR CHERENKOV TELESCOPES (PREPRINT). Technischer Report.

[Kranich, 1998] D. Kranich (1998). PRIVATE MITTEILUNG.

[Kranich et al., 1999] D. Kranich et al. (1999). TEV γ-RAY OBSERVATIONS OF THE CRAB AND MKN 501 DURING MOONSHINE AND TWILIGHT. astro-ph/9901330, submitted to Astropart. Phys.

[Krawczynski, 1994] H. Krawczynski (1994). VERBESSERTE RICHTUNGSREKONSTRUKTION VON LUFTSCHAUERN FÜR EIN SZINTILLATORFELD UND REANALYSE EINES SIGNALS VON CYGNUS X-3. Diplomarbeit, 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 SHOWERS FOR SCINTILLATOR ARRAYS. NIM, A383, 431–440.

[Lamb & Macomb, 1997] R. C. Lamb & D. J. Macomb (1997). POINT SOURCES OF GEV GAMMA RAYS. Ap. J., 488, 872.

[Li & Ma, 1983] T. P. Li & Y. Q. Ma (1983). ANALYSIS METHODS FOR RESULTS IN GAMMA-RAY ASTRONOMY. Ap. J., 272.

[Longair, 1994] M. S. Longair (1994). HIGH ENERGY ASTROPHYSICS, VOLUME 1+2, 2ND EDITION. Cambridge University Press.

[Mannheim, 1993] K. Mannheim (1993). THE PROTON BLAZAR. A. & A., 269, 67.

[Mannheim et al., 1996] K. Mannheim et al. (1996). BEACONS AT THE GAMMA RAY HORIZON. A. & A., 315, 77–85.

[Merck et al., 1996] M. Merck et al. (1996). METHODS TO DETERMINE THE ANGULAR RESOLUTION OF THE HEGRA EXTENDED AIR SHOWER SCINTILLATOR ARRAY. MPI-PhE/95-25, published in Astropart. Phys., 5.

[Mirabel & Rodriguez, 1994] I. F. Mirabel & L. F. Rodriguez (1994). -. Nature, 371, 46.

[Mirzoyan et al., 1994] R. Mirzoyan et al. (1994). THE FIRST TELESCOPE OF THE HEGRA AIR CHERENKOV IMAGING TELESCOPE ARRAY. NIM, A351, 513–526.

[Noble et al., 1997] J. C. Noble et al. (1997). IAU CIRCULAR NO. 6693.

[Ong, 1998] T. A. Ong (1998). VERY HIGH-ENERGY GAMMA-RAY ASTRONOMY. Physics Reports, 305, 93–202.

[Pätzold, 1998] K. Pätzold (1998). ANWENDUNG VON NEURONALEN NETZEN ZUR SEPARATION γ- UND HADRON-INDUZIERTER LUFTSCHAUER MIT DEN HEGRA DETEKTORMATRIZEN. Diplomarbeit, Universität Hamburg.

[Petry, 1997] J. Petry (1997). VERFAHREN ZUR REKONSTRUKTION DER SCHAUERRICHTUNG AUS HEGRA-GEIGERTURMDATEN UND DIE BESTIMMUNG DER ABSOLUTEN ORIENTIERUNG DER DETEKTORKOMPONENTEN. Diplomarbeit, Bergische Universität Gesamthochschule Wuppertal.

[Pian et al., 1998] E. Pian et al. (1998). BEPPOSAX OBSERVATIONS OF UNPRECEDENTED SYNCHROTRON ACTIVITY IN THE BL LAC OBJECT MKN 501. ApJ Letters, 492, L17–L20.

[Prahl, 1993] J. Prahl (1993). UNTERSUCHUNGEN ZUR RICHTUNGSREKONSTRUKTION VON LUFTSCHAUERN AND RANDEFFEKTEN IN EINEM SZINTILLATIONSZÄHLERFELD. Diplomarbeit, Universität Hamburg.

[Prahl, 1997a] J. Prahl (1997). -. In 25th ICRC Durban.

[Prahl, 1997b] J. Prahl (1997). HOW TO CALCULATE THE OPTIMAL SOURCE BIN SIZE IF A SYSTEMATIC MIS-POINTING IS PRESENT IN A POINT SOURCE SEARCH, HEGRA INTERNAL REPORT.

[Prahl, 1999] J. Prahl (1999). SUCHE NACH γ-PUNKTQUELLEN OBERHALB VON 20 TEV MIT DEN HEGRA-DETEKTORFELDERN. Dissertation, Universität Hamburg.

[Prosch, 1997] C. Prosch (1997). SUCHE NACH SUPERNOVAÜBERRESTEN ALS QUELLEN DER KOSMSICHEN STRAHLUNG IM ENERGIEBEREICH OBERHALB VON 14 TEV MIT DEM AIROBICC-DETEKTOR DES HEGRA-EXPERIMENTES. Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München.

[Protheroe et al., 1997] R. J. Protheroe et al. (1997). VERY HIGH ENERGY GAMMA RAYS FROM MARKARIAN 501. 25th ICRC Durban (Highlight Session).

[Pühlhofer et al., 1997] G. Pühlhofer et al. (1997). LOCATING TEV GAMMA-RAY SOURCES WITH SUB-ARCMINUTE PRECISION: THE POINTING CALIBRATION OF THE HEGRA SYSTEM OF IMAGING ATMOSPHERIC CHERENKOV TELESCOPES. Astropart. Phys., 8(1-2), 101–108.

[Punch et al., 1992] M. Punch et al. (1992). DETECTION OF TEV PHOTONS FROM THE ACTIVE GALAXY MARKARIAN 421. Nature, 358, 477.

[Quinn et al., 1996] J. Quinn et al. (1996). DETECTION OF GAMMA RAYS WITH E>300GEV FROM MARKARIAN 501. ApJ, 456, L83.

[Quinn et al., 1999] J. Quinn et al. (1999). THE FLUX VARIABILITY OF MARKARIAN 501 IN VERY HIGH ENERGY GAMMA RAYS. ApJ, 518 (im Druck).

[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.

[Sachs, 1974] L. Sachs (1974). ANGEWANDTE STATISTIK. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York.

[Schlickeiser, 1996] R. Schlickeiser (1996). MODELS OF HIGH-ENERGY EMISSION FROM ACTIVE GALACTIC NUCLEI. A & A Suppl., 120, 481–489.

[Schmele, 1996] D. Schmele (1996). SEARCH FOR COSMIC RAY ANISOTROPIES WITH THE HEGRA DETECTOR ARRAYS,15TH ECRS PERPIGNAN.

[Schmele, 1998] D. Schmele (1998). HIMMELSDURCHMUSTERUNG MIT DEM HEGRA SZINTILLATORFELD. Dissertation, Universität Hamburg.

[Tanimori et al., 1998] T. Tanimori et al. (1998). DISCOVERY OF TEV GAMMA RAYS FROM SN 1006: FURTHER EVIDENCE FOR THE SUPERNOVA REMNANT ORIGIN OF COSMIC RAYS. ApJ., 497, 25.

[Urry & Padovani, 1995] M. Urry & P. Padovani (1995). UNIFIED SCHEMES FOR RADIO-LOUD ACTIVE GALACTIC NUCLEI. PASP, 107, 803.

[Westerhoff, 1996] S. Westerhoff (1996). SEARCH FOR EXTRAGALACTIC γ-RAY POINT SOURCES WITH THE HEGRA AIR SHOWER ARRAY. Dissertation, Bergische Universität Gesamthochschule Wuppertal.

[Wiebel-Sooth & Biermann, 1999] B. Wiebel-Sooth & P. L. Biermann (1999). COSMIC RAYS. zur Veröffentlichung in: Landolt-Börnstein VI/2c.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich für die Unterstützung bedanken, die ich während meiner Arbeit erhalten habe.

Herrn Prof. Götz Heinzelmann danke ich für Diskussion, Betreuung und wertvolle Anregungen, sowie dafür, daß er mir bei HEGRA einen Einblick in den Wissenschafts-Alltag ermöglicht hat. Das Kennenlernen eines internationalen Forschungsprojekts war eine besondere Erfahrung.

Alle Mitglieder der Hamburger HEGRA-Gruppe — Matthias Albers, Michael Andronache, Heike Biskop, Niels Götting, Götz Heinzelmann, Dieter Horns, Axel Lindner, Sven Mildahn, Kay Pätzold, Jürgen Prahl, Torsten Prietz, Michael Raabe, André Röhring und Dirk Schmele — haben mich durch zahlreiche Diskussionen, Hilfestellungen und wichtige Anregungen unterstützt. Die Atmosphäre in der Gruppe ist ausgezeichnet, und ich danke allen genannten für die vielen netten Tage.

Darüber hinaus hat mir die Diskussion der Meßdaten-Vergleiche der HEGRA-Detektorfelder und des HEGRA-Čerenkovteleskopsystem mit José-Luis Contreras und Abelardo Moralejo von der Madrider HEGRA-Gruppe sowie mit Marc Hemberger und Carsten Köhler von der Heidelberger HEGRA-Gruppe sehr geholfen. Ich danke den genannten auch für die Bereitstellung der Madrider Beobachtungsdaten und der Teleskopsystemdaten. Daniel Kranich von der Münchner HEGRA-Gruppe danke ich für die Übersendung der Lichtkurven-Daten von Markarian-501.

Schließlich möchte ich mich noch bei meinen Eltern und bei Corinna für die Geduld, Unterstützung und Liebe bedanken, die sie mir entgegengebracht haben und bringen.

Ich versichere, daß ich diese Arbeit nur unter Zuhilfenahme der angegebenen Hilfsmittel selbständig angefertigt habe.

Hamburg, im Mai 1999 Till Mundzeck