Verbesserte Richtungsrekonstruktion von Luftschauern für ein Szintillatorfeld und Reanalyse eines Signals von Cygnus X-3

Henric Krawczynski

Diplomarbeit am

II. Institut für Experimentalphysik

der Universität Hamburg

8. Februar 1995

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Die Eigenschaften der Photonen, im Vakuum unendlich weit reisen zu können ohne zu zerfallen, nicht durch elektromagnetische Felder abgelenkt zu werden und relativ leicht nachweisbar zu sein, machen sie zum wichtigsten Informationsträger für das Studium des Weltalls. Die Beobachtungen mit Photonen unterschiedlicher Energiebereiche geben sich gegenseitig ergänzende Auskünfte über die beobachteten Objekte und die Materie, die sich zwischen den Objekten und der Erde befindet.

Die Photonen des sichtbaren Lichts besitzen eine Energie zwischen $1,7\,eV$ und $8\,eV$ und dienen schon seit mehreren Jahrtausenden dem Studium extraterrestrischer Objekte. Erst ab der zweiten Hälfte dieses Jahrhunderts bedienten sich die Astronomen auch der Radio-($10^{-8}\,eV$ bis $10^{-3}\,eV$), Infrarot- ($10^{-3}\,eV$ bis $1,7\,eV$), Ultraviolett- ($8\,eV$ bis $400\,eV$), Röntgen- ($20\,eV$ bis $1,2\,MeV$) und γ-Strahlung ($> 0,5\,MeV$) und konnten so einen erheblichen Erkenntnisfortschritt erzielen.

Obwohl die Untersuchungen mit γ-Strahlung aufgrund der mit steigender Energie immer geringer werdenden Photonenflüsse schwierig sind, konnten in jüngster Zeit wichtige Beobachtungen gemeldet werden. Das auf einem Satelliten untergebrachte Experiment EGRET wies 53 galaktische und extragalaktische kompakte Quellen von Photonen mit Energien größer als $100\,MeV$ [1] nach. Das auf der Erde stationierte Whipple-Teleskop meldete die Beobachtung einer galaktischen und einer extragalaktischen Quelle von γ-Strahlung oberhalb von $0,4\,TeV$ [2, 3]. Diese Arbeit befaßt sich mit der Suche nach Photonen einer Energie zwischen $30\,TeV$ und $10\,PeV$. Für diesen Energiebereich gibt es noch keine zweifelsfreie Beobachtung eines kompakten Objektes.

Die Beobachtungsstrategie wird für die jeweiligen Energiebereiche durch die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der Photonen und die nachweisbaren Photonenflüsse bestimmt. Nur für Radio-, Infrarot- und optische Photonen ist die Atmosphäre durchlässig und erlaubt den erdstationierten, direkten Nachweis der Photonen. Die Beobachtung der Ultraviolett- und Röntgenstrahlung, sowie der γ-Strahlung einer Energie bis in den GeV-Bereich muß von Satelliten aus erfolgen. Für die nach [4] benannten VHE- (Very High Energy, $0,1\,TeV$ bis $100\,TeV$), UHE- (Ultra High Energy, $100\,TeV$ bis $100\,PeV$) und EHE- (Extremely High Energy, $> 100\,PeV$) Photonenenergien dagegen wird eine andere Nachweisstrategie möglich und aufgrund der geringen Photonenflüsse auch notwendig.

Ein in die Atmosphäre eindringendes Photon dieser Energien erzeugt dort durch Paarerzeugungs- und Bremsstrahlungsprozesse eine Vielzahl von Sekundärteilchen, einen sogenannten ausgedehnten Luftschauer. Die Teilchen sind in einer Scheibe lokalisiert, die sich mit Lichtgeschwindigkeit dem Erdboden nähert. Die Teilchenscheibe, aber auch das von den Teilchen in der Atmosphäre ausgesendete Tscherenkovlicht können bei genügend hohen Energien des primären Photons mit auf dem Edboden stationierten Detektorsystemen nachgewiesen werden und erlauben die Bestimmung der Einfallsrichtung sowie die Abschätzung der Energie des primären Photons.

Für astronomische Beobachtungen mit dieser Technik stellt der Untergrund geladener kosmischer Strahlung das größte Problem dar. Die geladenen Teilchen, die durch die Ablenkung in den interstellaren und intergalaktischen Magnetfeldern nahezu jegliche Richtungsinformation verlieren und daher zur Beobachtung diskreter Objekte ungeeignet sind, induzieren ausgedehnte Luftschauer, die sich mit den heutigen Detektoranlagen nur schwer von photoneninduzierten Luftschauern unterscheiden lassen. Die Beobachtungen des Whipple-Observatoriums beruhen auf dem Nachweis des Tscherenkovlichtes gepaart mit einer Technik zur Unterdrückung des Untergrundes.

HEGRA (**H**igh **E**nergy **G**amma **R**ay **A**stronomy) ist ein Experiment zur Registrierung der von der VHE/UHE-Strahlung erzeugten Sekundärteilchen sowie des entstehenden Tscherenkovlichts (vgl. Kapitel 2). HEGRA beinhaltet unter anderem eine Matrix von Szintillationszählern, welche die Messung der Ankunftszeiten der hochenergetischen Schauerteilchen erlaubt.

Das Ziel dieser Diplomarbeit ist die Entwicklung eines verbesserten Verfahrens zur Bestimmung der Einfallsrichtungen der primären Photonen aus den Ankunftszeiten, die das Szintillatorfeld liefert. Die mit diesem optimierten Verfahren erzielte Rekonstruktionsgüte wird detailliert untersucht werden.

Die neue Methode erlaubt es, die Daten eines möglichen Photonensignals (des Burst vom 20.01.91) aus der Richtung des binären Sternensystems Cygnus X-3 mit einer wesentlich verbesserten Winkelauflösung zu reanalysieren. Zuerst aber werden die für die VHE/UHE-γ-Astronomie relevanten physikalischen Grundlagen vorgestellt.

Kapitel 1

VHE/UHE-γ-Astronomie

In diesem Kapitel wird eine Einführung in die VHE/UHE-γ-Astronomie gegeben. Die Beobachtung einer Punktquelle von VHE/UHE-γ-Photonen setzt die Existenz eines kosmischen Beschleunigers, der geladene VHE/UHE- oder EHE-Teilchen hervorbringt, voraus. Mögliche Mechanismen zur Beschleunigung der geladenen Teilchen auf so hohe Energien in astronomischen Objekten werden im nun folgenden Abschnitt 1.1 zusammen mit der auf die Erde treffenden geladenen kosmischen Strahlung beschrieben. Die Szenarien zur Erzeugung der VHE/UHE-Photonen durch die geladenen Teilchen sowie die Prozesse, welche die Photonen daran hindern können, bis zur Erde zu gelangen, werden in Abschnitt 1.2 vorgestellt. Das Prinzip des erdstationierten Nachweises der VHE/UHE-Photonen mit Hilfe von Luftschauerdetektorfeldern wird in Abschnitt 1.3 erläutert. Zum Abschluß dieses Kapitels wird die Zielsetzung dieser Arbeit beschrieben.

1.1 Die Erzeugung geladener, kosmischer VHE/UHE-Strahlung

Die geladene kosmische Strahlung spielt für die VHE/UHE-γ-Astronomie eine doppelte Rolle. Zum einen erzeugt sie die gesuchte γ-Strahlung und zum anderen stellt sie den für den Nachweis der Photonen hinderlichen Untergrund dar. Der Ort und der Mechanismus ihrer Entstehung ist weitgehend ungeklärt. Es konkurrieren Modelle einer Beschleunigung der geladenen Teilchen an kompakten Objekten mit Modellen einer allmählichen, großräumigen Beschleunigung auf der diffusiven Reise der Teilchen durch und zwischen den Galaxien.

Abbildung 1.1 zeigt den mit Satelliten- und Luftschauerexperimenten bestimmten Fluß kosmischer Strahlung als Funktion der Energie pro Nukleon. Das Spektrum ist stark abfallend. Man unterscheidet zwei durch das sogenannte "Knie" bei $10^{15}eV$ getrennte Bereiche. Für $E < 1\,PeV$ fällt der integrale Fluß $\Phi(E)$ (Fluß aller Teilchen mit einer Energie größer als E) gemäß

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

ab, für $E > 1\,PeV$ dagegen ist $\gamma \approx 3,0$. Die größte registrierte Teilchenenergie ist $\approx 10^{20}\,eV$. Die kosmische Strahlung mit einer Energie zwischen $1\,TeV$ und $1\,PeV$ besteht zu 50% aus Protonen, zu 25% aus Helium, zu 13% aus Kohlenstoff, Sauerstoff und Stickstoff und zu 13% aus Eisen [5]. Der Photonengehalt an der kosmischen Strahlung zwischen $60\,TeV$ und $100\,TeV$ ist geringer als 0,6% [6]. Die Messungen der Ankunftsrichtungen der UHE-Strahlung konnten keine signifikanten Anisotropien nachweisen.

Die kosmische Strahlung hat mit $0,5\,eV/cm^3$ einen mit dem Sternenlicht ($0,3\,eV/cm^3$), der

Abbildung 1.1: Das differentielle Energiespektrum der kosmischen Strahlung. Die Werte wurden mit $E^{2,75}$ skaliert (aus [7]).

3K-Hintergrundstrahlung ($0,3\,eV/cm^3$) und den magnetischen Feldern ($0,5\,eV/cm^3$) vergleichbaren Anteil an der galaktischen Energiedichte [8]. Man stellt sich vor, daß sie die Energie aus der kinetischen Energie schneller elektromagnetischer Inhomogenitäten (inner- oder extragalaktisch), aus der Rotationsenergie degenerierter Sterne oder aus der Gravitationsenergie, welche die Materie freisetzt, wenn sie von massiven Sternen angezogen wird, beziehen [9]. Die Energie makroskopischer Systeme muß in einem Beschleunigungsvorgang auf die mikroskopischen, relativistischen Teilchen übertragen werden.

Mögliche Beschleunigungsszenarien sind (s. [9]):

1. **Schockfronten expandierender Supernovareste:** Die elektromagnetischen Inhomogenitäten in der Schockfront expandierender Supernovareste könnten die geladenen Teilchen in einem von Fermi vorgeschlagenen Prozeß [10, 11] beschleunigen, der zusammen mit einem Modell über die Aufenthaltsdauer der Teilchen in der Galaxie zu dem beobachteten Energiespektrum der kosmischen Strahlung bis $\approx 1\,PeV$ führen könnte [12, 13].

2. **Schock des Pulsarwindes:** Ein Pulsar, der sich in einem jungen Supernovarest befindet, kann zu der Beschleunigung von geladenen VHE/UHE-Teilchen führen. Falls der Pulsar schnell rotiert und ein starkes Magnetfeld besitzt, kann er zur Quelle eines relativistischen Positronenwindes werden. Der Positronenwind kann an der Innenseite der Materiehülle des Supernovarestes geschockt werden. In der Schockfront können geladene Teilchen auf Energien von bis zu $\approx 10^{16}\,eV$ beschleunigt werden [14].

3. **Binärsysteme:** Die relevanten Binärsysteme bestehen aus einem nicht-degenerierten Stern und einem schweren, kleinen Begleiter, einem weißen Zwerg, Pulsar oder schwar-

zem Loch. Der kompakte Stern entzieht dem nichtdegenerierten Stern aufgrund seiner Anziehungskraft Materie. Diese umkreist ihn zunächts aufgrund der Drehimpulserhaltung und bildet einen Materiering, die sogenannte Akkretionsscheibe. Rotiert der kompakte Stern mit einer anderen Frequenz als die Materie der Akkretionsscheibe, so kann sich eine Art Dynamo ausbilden, dessen elektrisches Feld Teilchen bis zu einer Energie von $10^{16}\,eV$ hervorbringt. Alternativ könnte die auf den kompakten Begleitstern fallende Materie dort geschockt werden und in der Schockfront könnten geladene Teilchen, genauso wie in der Schockfront des Supernovarests, Energie gewinnen. In der Akkretionsscheibe erzeugt die strömende Materie enorme magnetische Felder. Dieses aus strömender Materie und den dazugehörigen Magnetfeldern bestehende System kann durch zeitlich variable Akkretion oder die elektromagnetischen Felder des rotierenden kompakten Sterns gestört werden. Man stellt sich vor, daß ähnlich wie bei Sonneneruptionen, die sprungartige Rückkehr des Systems in den Quasi-Gleichgewichtszustand zu starken elektromagnetischen Feldern führen kann, welche geladene Teilchen beschleunigen.

4. **Kerne aktiver Galaxien:** Riesige schwarze Löcher im Zentrum von Galaxien stellen durch die Akkretion von Materie große Mengen von Energie zur Verfügung. Bei vielen Galaxien beobachtet man mit Hilfe der Radiostrahlung, daß die Galaxienkerne Materiejets ejizieren. In diesen könnten in Schockfronten Teilchen beschleunigt werden.

5. **isolierte Pulsare:** Ein rotierender Pulsar mit einem starken magnetischen Dipolmoment kann durch seine elektromagnetischen Wechselfelder hochenergetische Teilchen erzeugen.

Mit Photonenenergien von $0,5\,TeV$ wurden die aktive Galaxie Markarian-421 und der galaktische Krebs-Nebel (ein Supernovarest, der einen Pulsar beinhaltet) registriert. Für Markarian-421 nimmt man an, daß Mechanismus 4 und für den Krebs-Nebel (vgl. [14]) Mechanismus 2 und 5 die *geladenen* VHE/UHE-Teilchen beschleunigen, die dann zu der Erzeugung der auf der Erde registrierten Photonen führen.

1.2 Die Erzeugung von VHE/UHE-Photonen und ihre Ausbreitung im Weltall

Werden an einem Ort im Kosmos hochenergetische geladene Teilchen erzeugt, so läßt sich der Prozeß mittels VHE/UHE-Photonen erforschen, falls

1. solche Photonen in ausreichender Anzahl erzeugt werden und

2. diese auf ihrem Weg vom Entstehungsort bis zur Erde nicht absorbiert werden.

Befindet sich in der Nähe des beschleunigenden Systems Materie, so kann eine ausreichende Quantität von Photonen erzeugt werden[1], falls diese genügend dicht ist, damit die schnellen, geladenen Teilchen in Prozessen der Art

$$A + B \to \pi^0 + ..., \;\; \pi^0 \to \gamma\gamma$$

[1] Für den als VHE-Quelle nachgewiesenen Krebs-Nebel wird ein anderer Mechanismus vermutet. Relativistische Elektronen senden Synchroton-Strahlung aus, die durch inverse Compton-Streuung zusätzlich an Energie gewinnt. Der Krebs-Nebel kann so Photonen mit VHE/UHE-Energien erzeugen [14].

Abbildung 1.2: Wechselwirkungslänge λ_{int} der Photonen als Funktion ihrer Energie. Eingetragen sind die Beiträge des Sternenlichts, der kosmischen Infrarotstrahlung, des 3 K-Hintergrundes (BB) und der Radiostrahlung. (aus [15])

Photonen erzeugen und zugleich auch ausreichend dünn ist, so daß diese Photonen nicht sogleich wieder absorbiert werden. Solche Materie könnte die Atmosphäre des Begleitsterns, die Akkretionsscheibe, ein nahgelegener Staubnebel oder bei einem Supernovaüberrest die abgestoßene Materie-Hülle sein.

Die VHE/UHE-Photonen können auf ihrem Weg zur Erde durch Wechselwirkung mit der interstellaren Materie, insbesondere aber durch die Photon-Photon-Wechselwirkung gemäß $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$ mit Photonen der 3K-Hintergrundstrahlung, der intergalaktischen Infrarotstrahlung oder des Sternenlichts absorbiert werden. In Abbildung 1.2 wird die Wechselwirkungslänge von γ-Strahlung mit niederenergetischen Photonen für den e^+,e^--Paarbildungsprozeß gezeigt. Mit UHE-Photonen lassen sich demnach nur galaktische Quellen aufspüren. Dagegen lassen sich, wie die Beobachtung des Markarian-421 beweist, im VHE-Bereich auch extragalaktische Quellen beobachten. Ein Katalog potentieller VHE/UHE-Quellen ist in [16] zu finden.

Diffuse UHE/VHE-γ-Strahlung kann in den Wechselwirkungen der hochenergetischen kosmischen Strahlung mit interstellarer und intergalaktischer Materie beim Zerfall massiver Objekte frühkosmologischen Ursprungs oder anderer fundamentaler Prozesse entstehen. Ihr Nachweis würde interessante Schlüsse über die extragalaktische VHE/UHE- wie auch EHE-Strahlung zulassen.

1.3 Der Nachweis der VHE/UHE-Photonen durch Luftschauer

Nachweis der Photonen

Ein in die Erdatmosphäre eindringendes Photon mit einer Energie im TeV-Bereich erzeugt in aufeinanderfolgenden Paarerzeugungs- und Bremsstrahlungsprozessen eine Vielzahl von Sekundärteilchen, einen ausgedehnten Luftschauer. Mit der Eindringtiefe in die Atmosphäre steigt die Anzahl erzeugter Teilchen zunächst exponentiell an. Aufgrund der hohen Energien sind die bei jeder Wechselwirkung entstehenden Teilchen stark in Vorwärtsrichtung gebündelt und nähern sich gemeinsam mit annähernder Lichtgeschwindigkeit dem Erdboden. Der Prozeß stagniert, wenn die Schauerteilchen nicht mehr genügend Energie besitzen, um weitere zu erzeugen. Hat der Schauer dann noch nicht den Detektor erreicht, so nimmt die Teilchenzahl langsam mit zunehmender Eindringtiefe in die Atmosphäre ab, bis alle Teilchen von den Luftmolekülen absorbiert oder thermalisiert wurden und damit der Schauer ausgestorben ist. Die Schauer erlangen eine gewisse Breite senkrecht zur Ausbreitungsrichtung hauptsächlich durch die Coulomb-Vielfachstreuung. Wegen der annähernden Rotationssymmetrie der Vorgänge bei der Schauerentwicklung fliegen die Schauerteilchen im statistischen Mittel weiterhin in Richtung des einfallenden primären Photons. Die Symmetrieachse des Schauers, auch *Schauerachse* genannt, ist mithin die *Verlängerung der Photonentrajektorie.* Ein $100\,TeV$-Photonenschauer besteht in der Höhe des HEGRA-Experiments (nach 21,3 Strahlungslängen Atmosphäre) aus mehreren zehntausend Teilchen, die in einer Scheibe lokalisiert sind, die ungefähr $100\,m$ in Richtung senkrecht zur Schauerachse und nur wenige Meter in Richtung parallel zur Schauerachse ausgedehnt ist. Die Flächendichte der Schauerteilchen senkrecht zur Schauerachse steigt in der Nähe der Achse mit kleiner werdendem Achsenabstand r ungefähr proportional zu 1/r an und man nennt die Teilchenansammlung um die Achse den Schauerkern. Die aus der Kaskadentheorie (s. [8]) stammende NKG-Formel (J. Nishimura,K. Kamata und K. Greisen) beschreibt die mittlere Flächendichte der Elektronen und Positronen im Abstand r zur Schauerachse:

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

Der Molière-Radius r_M und das sogenannte Schaueralter s sind von der atmosphärischen Tiefe des Beobachtungspunktes abhängig. Der Moliére-Radius r_M ist eine Größe der für die laterale Ausdehnung des Schauers verantwortlichen Coulomb-Vielfachstreuung. Die kaskadentheoretische Größe s steigt monoton mit der Eindringtiefe des Schauers, ist im Schauermaximum (Zustand maximaler Teilchenzahl des Schauers) gleich eins und charakterisiert den Enwicklungszustand des Schauers. N_e ist die Gesamtanzahl der im Schauer enthaltenen Elektronen und Positronen.

Da sich die Schauerteilchen in der Atmosphäre mit annähernder Vakuumlichtgeschwindigkeit fortbewegen, das Licht selbst aber etwas langsamer ist, senden die Schauerteilchen Tscherenkovlicht aus. Die Photonen des Tscherenkovlichtes mit einer Wellenlänge aus dem sichtbaren und dem nahen Ultraviolettbereich, welche sich gleichfalls in einer dünnen Scheibe dem Erdboden nähern, werden nur wenig von der Luft absorbiert und erreichen auch noch den Erdboden, wenn die Teilchenkomponente schon ausgestorben ist. Die Messung des Tscherenkovlichtes macht daher eine Registrierung primärer Photonen geringerer Energie möglich.

Mit einer auf dem Erdboden stationierten, genügend großen Matrix von Detektoren lassen sich die den Erdboden erreichenden Teilchenscheiben oder die Tscherenkovlichtscheiben abtasten. Da die Scheiben senkecht zur Schauerachse und damit senkrecht zur Trajektorie des induzierenden Teilchens stehen, kann mit Hilfe des durch die Abtastung gewonnenen dreidimensionalen Bildes einer der Scheiben die Richtung des aus dem Kosmos einfallenden Teilchens rekonstruiert werden. Mit Hilfe dieser Technik lassen sich je nach Höhe des Experiments in der Atmosphäre und der Ausdehnung der Detektormatrix primäre Teilchen mit Energien zwischen $10^{12}\,eV$ und $10^{20}\,eV$ registrieren. Ein solches Detektorfeld hat die Vorzüge, eine große sensitive Fläche aufzuweisen und einen großen Raumwinkelbereich ($\approx 1\,sr$) beobachten zu können, und eignet sich deshalb zur Suche von Quellen hochenergetischer Photonen.

Unterdrückung des Untergrundes und Bedeutung der Winkelauflösung

Wie schon erwähnt, stellt der Untergrund geladener kosmischer Strahlung das größte Problem bei der Suche nach γ-Quellen dar. Man versucht deshalb, photonen- und hadroneninduzierte Schauer zu unterscheiden. In γ-induzierten Schauern dominieren elektromagnetische Prozesse. Myonen und Hadronen werden aufgrund ihrer im Vergleich zu Elektronen sehr großen Masse nur selten erzeugt. In hadroneninduzierten Schauern dagegen spielt die starke Wechselwirkung eine wesentliche Rolle und führt zu der Erzeugung einer ganzen Reihe von Baryonen und Mesonen, von denen jedoch die Pionen aufgrund ihrer geringen Masse dominieren. Die Pionen zerfallen in Photonen und Myonen (die Neutrinos entwischen unbemerkt). Die Erzeugung der Photonen führt dazu, daß auch in hadroneninduzierten Schauern die elektromagnetische Komponente – so nennt man die hochenergetischen Elektronen, Positronen und Photonen des Schauers – zahlenmäßig den Schauer dominiert. Im Mittel sterben hadroneninduzierte Schauer später aus als photoneninduzierte, denn einige energiereiche Hadronen dringen bis in tiefe Atmosphärenschichten vor und frischen dort (durch $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) die elektromagnetische Schauerkomponente wieder auf. In den hadronischen Stoß- und Zerfallsprozessen erhalten die erzeugten Teilchen große Transversalimpulse. In hadronischen Schauern sind daher die Teilchen- und Tscherenkovlichtverteilungen in Richtung senkrecht zur Schauerachse ausgedehnter als bei rein elektromagnetischen Schauern.

Hadroneninduzierte Schauer unterscheiden sich also von photoneninduzierten durch den Gehalt an erzeugten Hadronen und Myonen, in der Entwicklung der elektromagnetischen Komponente mit der Tiefe der Atmosphäre und in der lateralen Verteilung der elektromagnetischen Teilchen und des Tscherenkovlichts. Ein Detektorsystem, das in der Lage ist, einige der genannten Merkmale bei den registrierten Schauern nachzuweisen, kann bei der γ-Quellensuche eine hohe Sensitivität erreichen.

Bei der Suche nach Punktquellen[2] läßt sich eine weitere Methode zur Unterdrückung des Untergrundes anwenden. Die Photonen einer Punktquelle kommen von der Erde aus gesehen alle aus exakt der gleichen Richtung. Verbessert man die Güte der Ermittlung der Schauerrichtung, so kann man sich bei der Quellensuche auf die Untersuchung kleinerer Raumwinkelbereiche beschränken und vermindert so bei gleichbleibender Anzahl nachgewiesener Quellenphotonen die Anzahl registrierter Untergrundereignisse. Die *Signifikanz* S

[2] Als eine Punktquelle bezeichnet man ein astronomisches Objekt, das sich genügend weit entfernt befindet und senkrecht zur Beobachtungsrichtung genügend gering ausgedehnt ist, so daß seine endliche Ausdehnung für den Betrachter nicht feststellbar ist. Die scheinbare Ausdehnung des Objekts wird dann allein durch die endliche Winkelauflösung des observierenden Geräts hervorgerufen.

einer Punktquellenmessung berechnet sich in einfacher Näherung aus der Anzahl der Standardabweichungen des Signals über dem Untergrund und ergibt sich dann aus dem Fluß der Quellenphotonen Φ_Q, dem Fluß des Untergrunds Φ_{UG}, der sensitiven Fläche des Detektors A, der Meßdauer t, dem Unterdrückungsfaktor des Untergrundes ξ und dem beobachteten Raumwinkel $\Delta\Omega$ zu:

$$S = \Phi_Q \cdot \sqrt{\frac{A \cdot t}{\xi \cdot \Phi_{UG} \cdot \Delta\Omega}}$$

Um die Quellenphotonen nachzuweisen, muß eine Himmelsregion um die Quellenrichtung beobachtet werden, deren Raumwinkelgröße $\Delta\Omega$ proportional zum Quadrat der Winkelauflösung ist. Die Signifikanz des Punktquellennachweises steigt demnach *linear* mit der Güte der Richtungsbestimmung an (korrekte Herleitung in Anhang B).

Da in der VHE/UHE-γ-Astronomie mit Luftschauerdetektorfeldern der signifikante Nachweis einer Quelle das vornehmliche Ziel darstellt, ist die Qualität der Richtungsbestimmung von großem Interesse.

1.4 Zielsetzung dieser Arbeit

Diese Arbeit befaßt sich mit der Analyse, der mit der Szintillatormatrix des HEGRA-Experiments gewonnenen Daten. Die Szintillatormatrix ist ein Feld von Detektoren zur Abtastung der Teilchenschauerfronten. Das HEGRA-Experiment, insbesondere die für diese Arbeit relevanten Detektorkomponenten, werden im nun folgenden Kapitel 2 vorgestellt. In Kapitel 3 werden zuerst die bisherigen Analysemethoden und deren Leistungsfähigkeit beschrieben. Dann wird eine verbesserte Methode zur Rekonstruktion der Schauerrichtung entwickelt, die auf einer genauen Kenntnis der Struktur der von der Szintillatormatrix für jedes Ereignis gelieferten Sätze von Zeitsignalen basiert. Die Qualität der Methode wird mit drei unabhängigen Verfahren in Kapitel 4 untersucht. In den ersten drei Jahren des Betriebs des HEGRA-Detektors wurde nur *ein* signifikanter Überschuß aus der Richtung einer potentiellen VHE/UHE-γ-Quelle festgestellt. Die Ergebnisse der Reanalyse der Daten mit den nun zur Verfügung stehenden, verbesserten Rekonstruktionsmethoden werden in Kapitel 5 gezeigt.

Kapitel 2

Das HEGRA Experiment

2.1 Gesamtaufbau

Das Experiment HEGRA umfaßt ein aus vier Komponenten bestehendes Detektorsystem zur Suche nach VHE/UHE-γ-Punktquellen durch Messung der von den Photonen induzierten Luftschauer. Es befindet sich auf der kanarischen Insel La Palma ($28,8$ nördl. Breite, $17,9$ westl. Länge) in 2200 Meter über dem Meeresspiegel auf dem Roque de los Muchachos. Die hohe Lage bringt eine niedrige Energieschwelle zum Nachweis von Teilchenkaskaden mit sich. Die exzellenten Sichtbedingungen erlauben die Vermessung des von den Luftschauern erzeugten Tscherenkovlichts. Die Äquatornähe macht die Beobachtung der galaktischen Ebene möglich, wo man interessante Quellen vermutet. HEGRA besteht aus folgenden, in Abbildung 2.1 gezeigten, verschiedenartigen Komponenten (die in Klammern stehenden Größen sind die Erweiterungen, die zur Zeit in Arbeit sind) [17] :

- Die **Szintillatormatrix** besteht aus 229 (250) Szintillationszählern auf einer Fläche von $3,6 \times 10^4\,m^2$. Die Zähler weisen größtenteils die elektromagnetische Schauerkomponente nach. Geladene Schauerteilchen genügend hoher Energie ($\gtrsim 6\,MeV$) erzeugen in einem $1\,m^2$ großen Szintillator Licht, das von einem bzw. zwei Sekundärelektronenvervielfachern (im folgenden SEV genannt) registriert wird.

- Die **Matrix der 17 Myonentürme** besitzt eine sensitive Fläche von von $272\,m^2$. Jeder Turm besteht aus 6 Lagen horizontal und parallel angeordneter Geigerrohre. Unter den ersten beiden Lagen sind jeweils 4,5 Strahlungslängen Blei untergebracht. Die obersten beiden Lagen der Myonentürme geben zusätzliche Information über die Dichte der elektomagnetischen Komponente. Mit den restlichen Lagen ist die Identifikation und die Richtungsmessung von Myonen möglich.

- Der **AIROBICC-Detektor** besteht aus 49 Weitwinkeldetektoren von Tscherenkovlicht, die den Tscherenkovlichtkegel vermessen. Jeder Zähler beinhaltet einen speziell für diesen Zweck entworfenen SEV im Zentrum eines Winston-Cone-Spiegels.

- **Das System von 2 (5) Tscherenkovteleskopen** läßt sich auf diskrete Objekte richten. Das Tscherenkovlicht aus einem beschränkten Raumwinkelbereich wird mit einem $5\,m^2$ (Teleskop 1) bzw. $8,3\,m^2$ (Teleskop 2) großen Spiegel auf je eine Kamera fokussiert, die aus vielen Sekundärelektronenvervielfachern besteht. Die Auswertung der Bilder erlaubt die teilweise Unterdrückung des geladenen Untergundes.

Im Zentrum des Detektorfeldes befindet sich die Elektronik zur Auslese und Verarbeitung der von den Detektorkomponenten gelieferten Informationen. Mit Ausnahme der Myonentürme

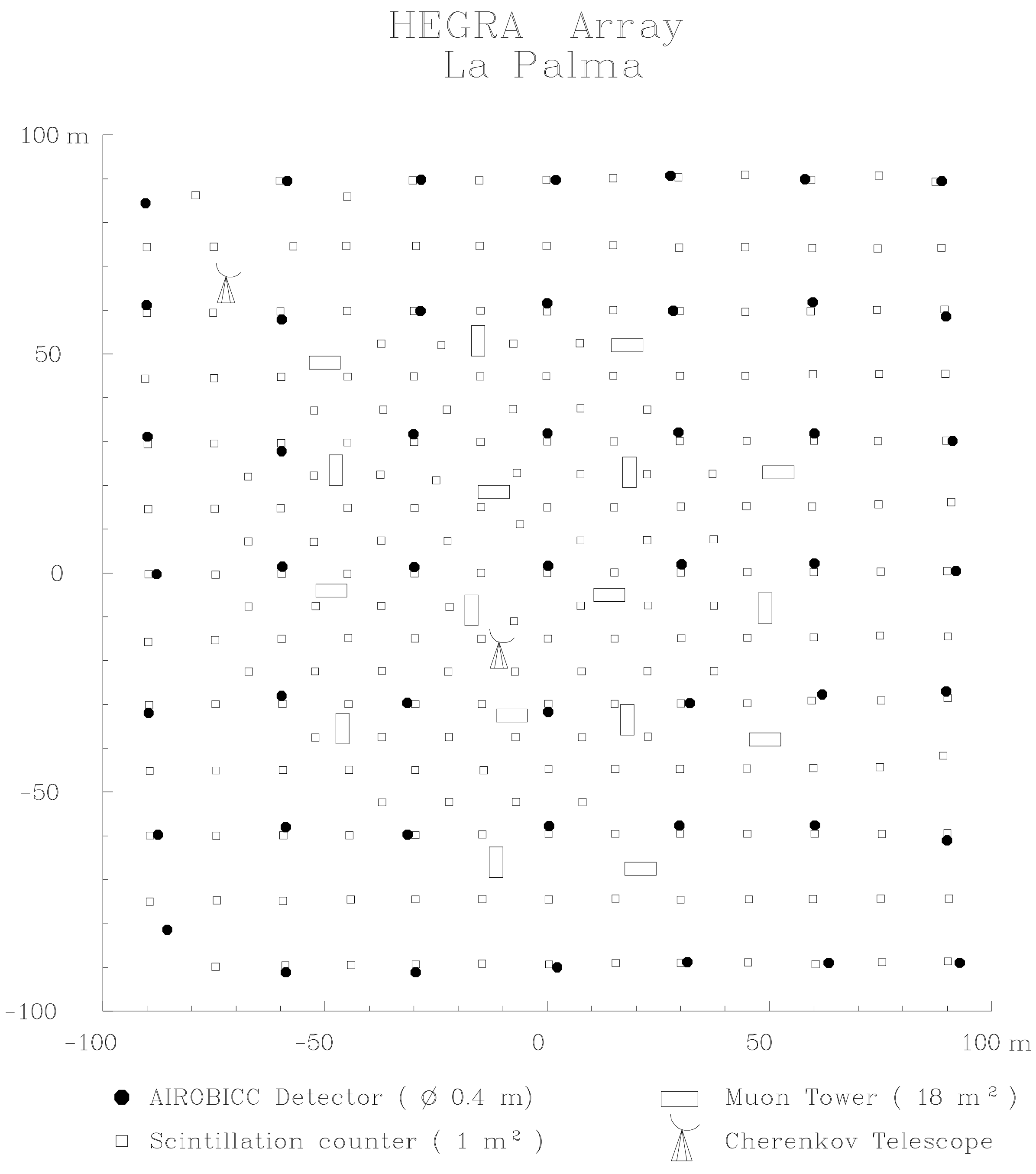

Abbildung 2.1: Lageplan des HEGRA-Experiments

kann jede Detektorkomponente durch ein Signal die Auslese des gesamten Systems hervorrufen. Das System der Teleskope triggert zur Zeit mit $\approx 0,5\,Hz$, in Zukunft mit $\approx 2\,Hz$ oder mehr, AIROBICC (≥ 6 Zähler) mit $\approx 15\,Hz$ und die Szintillatormatrix (≥ 14 Zähler) mit $\approx 12\,Hz$.
Während die Szintillatormatrix und die Myonenzähler die hochenergetische Teilchenkomponente des den Detektor erreichenden Luftschauers vermessen, registrieren AIROBICC und die Teleskope das vom Luftschauer erzeugte Tscherenkovlicht.
Die Teleskope werden ab 0,5 TeV zur Quellensuche eingesetzt, AIROBICC ab 20 TeV und die Szintillatormatrix ab 30 TeV. Die für die γ-Quellensuche effektiven Winkelauflösungen

($\sigma_{63\%}$ vergl. Abschnitt 4, Seite 39) sind für AIROBICC $\approx 0,2^0$ und für die Szintillatormatrix $\approx 0,7^0$.

Die Komponenten operieren in sich überlappenden Energiebereichen. So ist es möglich, einen Schauer mit mehreren Detektorkomponenten zu vermessen. Die Fülle der erhaltenen Informationen hilft bei folgenden Aufgaben:

Kalibration des Detektors: Systematische Abweichungen in rekonstruierten Richtungen können festgestellt werden.

Unterdrückung des Untergrundes: Die große Anzahl der von HEGRA gelieferten Meßgrößen erlaubt eine gute γ-Hadron-Separation und ermöglicht somit die für die Suche nach VHE/UHE-γ-Quellen so wichtige Unterdrückung des Untergrundes geladener kosmischer Strahlung.

Identifikation der Primärteilchen: Mit Hilfe der Information mehrerer Detektorkomponenten kann die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung untersucht werden.

Überprüfung der Schauer-Simulation: HEGRA liefert so viele Informationen über den Schauer, daß ein Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit denen aus Simulationen eine Überprüfung der Simulation und der ihr zugrundeliegenden Wirkungsquerschnitte und Modellannahmen ermöglichen könnte.

Primäres Ziel HEGRAs ist die Suche nach Punktquellen von VHE/UHE-γ-Strahlung. Das Experiment eignet sich aber auch zur Suche nach Anisotropien kosmischer Strahlung und zur Untersuchung des diffusen γ-Untergrundes sowie zur Untersuchung der chemischen Komposition der kosmischen Strahlung. HEGRA ist ein internationales Projekt und wird von folgenden Institutionen getragen:

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

2.2 Die Szintillatormatrix

Das Feld der Szintillationszähler wurde 1988 mit 37 Zählern in Betrieb genommen. Bis zum 10.01.1991 wurde es zu einer 13×13 Matrix ausgebaut, bei der die Detektoren in einem quadratischen Raster im Abstand von $15\,m$ zueinander angeordnet waren.
Im folgenden Jahr wurde die Matrix um die sogenannte zentrale Verdichtung zur Senkung der Energieschwelle und Verbesserung der Winkelauflösung erweitert.
Die Energieschwelle ist in etwa umgekehrt proportional zur Zählerdichte [18, S.73,74], die im Zentralbereich nun doppelt so hoch ist, und konnte so von $\approx 50\,TeV$ [16, S.107] auf $\approx 30\,TeV$ [6, S.92-97] verringert werden.
Die Winkelauflösung ist in etwa proportional zum Abstand benachbarter Zähler [18, S.54-56], der im Zentralbereich nun um den Faktor $\sqrt{2}$ kleiner ist.

Eine Detektorhütte besteht aus einem verzinkten Blechgehäuse, in dem eine lichtdichte Einheit untergebracht ist (s. Abbildung 2.2). Die Einheit wird aus übereinanderliegenden Platten aus Blei, Holz und Szintillationsmaterial, aus einem Lichttrichter und aus einem oder zwei SEV gebildet.

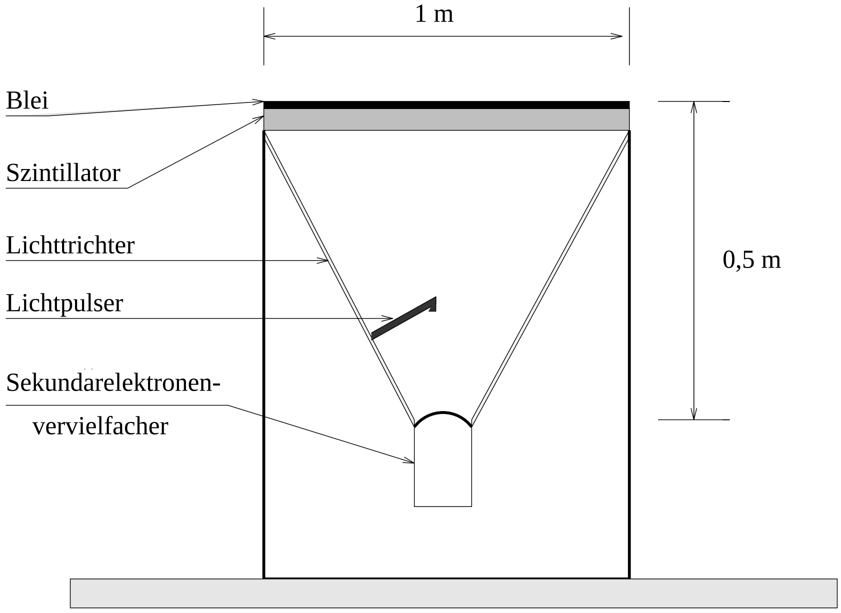

Abbildung 2.2: Prinzipskizze eines Szintillationszählers.

In der $0,5\,mm$ ($\approx 0,9$ Strahlungslängen) starken Bleischicht werden niederenergetische Teilchen ($\lesssim 6\,MeV$) absorbiert, die zum Teil sehr verspätet den Detektor erreichen. Hochenergetische Photonen ($\gtrsim 10\,MeV$) werden dagegen im Blei zu Elektronen und Positronen konvertiert, die dann im Szintillator nachgewiesen werden können. Der Netto-Effekt wurde in [18, S.37f.,S.43f.] für die Szintillatormatrix des HEGRA-Experiments ausführlich untersucht. Die mittlere Anzahl von Zählern, die pro Ereignis ein Signal geben, wird durch die Bleibedeckung nicht verändert. Mithin registriert die mit Blei bestückte Matrix Schauer des gleichen Energiebereichs wie die Matrix ohne Bleibedeckung. Die Fluktuationen der gemessenen Zeitsignale werden jedoch entscheidend geringer. Folglich ermöglicht die Bleischicht eine bessere Richtungsrekonstruktion.

Die SEV-Signale werden über $150\,m$ lange Kabel der zentralen Datennahme zugeführt. Dort können sie zur Triggerung des Ereignisses beitragen (14 Zähler in Koinzidenz innerhalb eines $150\,ns$ Zeitfensters) und werden im Falle eines Triggers digitalisiert. Für jedes Detektorsignal wird der Zeitpunkt des Anstiegs des Signals auf einen bestimmten Anteil seiner Amplitude, mit Hilfe eines Diskriminators (engl. "Constant Fraction Discriminator") und eines Zeit-Digital-Wandlers und die Höhe der Amplitude mit einem Analog-Digital-Wandler festgestellt.

Der ermittelte Zeitpunkt wird hauptsächlich durch das erste im Szintillator registrierte Teilchen bestimmt. Die Zeitauflösung eines Einzeldetektors beträgt $\approx 1\,ns$ und wird durch die geometrische Auslegung des Detektors [18, S.27f.] und die Elektronik verursacht. Die mit der Szintillatormatrix erzielbare Winkelauflösung wird *nicht* durch die Zeitauflösung der Szintillationszähler bestimmt sondern durch die *Statististik der Ankunftszeiten* der Schauerteilchen. Die Länge der Signalkabel schwankt mit der Temperatur. Um die aktuelle Kabellänge festzustellen, werden in regelmäßigen Abständen Lichtpulsermessungen mit Hilfe von in den Detektortrichtern installierten Leuchtdioden durchgeführt. Dazu wird die Zeit gemessen, welche die auf die Leuchtdioden geschickte Signale brauchen, um in der zentralen Datennahmestelle registriert zu werden.

Von der Amplitude des SEV-Signals nimmt man an, *daß sie im Mittel proportional zu der*

Dichte der geladenen, genügend hochenergetischen Teilchen, welche die Bleiplatte verlassen und das Szintillatormaterial durchdringen, bezogen auf die Fläche senkrecht zur Schauerachse ist. Teilchen mit einer bestimmten, vom Szintillationsmaterial abhängigen Mindestenergie ($\gtrsim 3\,MeV$), sogenannte minimalionisierende Teilchen, deponieren dort eine von ihrem Impuls nur schwach abhängige Energie pro zurückgelegter Wegstrecke. In gleichem Maße, in dem die von den Teilchen im Szintillatormaterial zurückgelegte Wegstrecke unter schrägem Einfall des Schauers ansteigt, wird die sensitive Fläche des Szintillatormaterials senkrecht zur Schauerachse kleiner. Im Mittel ist die deponierte Energie deshalb proportional zur Dichte der die Bleischicht verlassenden minimalionsierenden Teilchen senkrecht zur Schauerrichtung. Die Eichung der SEV-Amplitude geschieht mit Hilfe des ausgeprägten, scharfen Einteilchenmaximums in der Amplitudenverteilung. Mißt ein Detektor die x-fache Einteilchenamplitude, so spricht man von x registrierten Teilchen. Dies stimmt nur im statistischen Mittel, insbesondere bei Mittelung über alle Zenitwinkel. Nur Signale mit Amplituden, die mehr als 0,3 minimalionisierenden Teilchen entsprechen, werden zum Triggern und zur Zeitmessung zugelassen.

2.3 Der AIROBICC-Detektor

Der AIROBICC-Detektor (**AIR** shower **OB**servation with angle **I**ntegrating **C**herenkov **C**ounters) ist seit Januar 1992 in Betrieb. Die 49 Zähler sind in einem quadratischen Raster aufgestellt, wobei der Abstand benachbarter Detektoren $15\,m$ beträgt. Die Detektoreinheiten sind jeweils in einer zinkverkleideten Blechhütte untergebracht. Nur zur Messung in mondlosen, wolkenfreien Nächten werden die Deckel der Hütten geöffnet. Jede Detektoreinheit besteht aus einem Winston-Cone-Spiegel, in dem ein SEV eingelagert ist. Nur durch einen Filter vor Licht mit einer Wellenlänge von größer als $470\,nm$ geschützt, registriert der SEV das einfallende Licht aus einem Raumwinkelbereich von $1\,sr$.

Die SEV-Pulse werden in ähnlicher Weise zur zentralen Datennahme geleitet und dort verarbeitet wie für die Szintillatormatrix beschrieben. Auch die Kalibration der Kabellängen wird mit einer im Winston-Cone installierten Leuchtdiode ausgeführt. Die Zeitauflösung der Zähler wird aufgrund der hohen Photonenstatistik nicht durch die Geometrie der Zähler beeinflußt. Die durch die Elektronik verursachte Auflösung ist $\approx 0,3\,ns$.

Die SEV-Amplituden sind proportional zu den von den Zählern registrierten Lichtmengen. Um die Pulsamplituden mit den absoluten Lichtmengen in Verbindung zu bringen, wird auf einen Vergleich der mit AIROBICC vermessenen Amplitudenverteilung mit der aus der Szintillatormatrix gewonnenen Teilchendichteverteilung zurückgegriffen. Mit der aus Monte-Carlo-Ereignissen gewonnenen Kenntnis der Relation zwischen Tscherenkovlichtmenge und Teilchendichte läßt sich dann eine absolute Kalibration der Pulsamplituden durchführen.

Kapitel 3

Rekonstruktion der Schauerparameter

In diesem Kapitel werden die Verfahren zur Rekonstruktion der einen Schauer charakterisierenden Parameter beschrieben. Während bei den Verfahren zur Rekonstruktion des Schauerkernorts und der Schauergröße die schon bestehenden Verfahren erläutert werden, wird im Abschnitt "Schauerrichtung" eine neue Methode zur Bestimmung der Schauerrichtung entwickelt.

Die an vermessenen Positionen (x,y,z) stehenden Szintillationszähler liefern zu jedem Ereignis die gemessene Teilchendichte an der jeweiligen Position und die Ankunftszeit des dort zuerst eingetroffenen Teilchens. Aus diesen Informationen soll

1. der Schauerkernort,
2. die Einfallsrichtung des Primärteilchens
3. und die Anzahl der im Schauer enthaltenen Teilchen, die sogenannten Schauergröße

rekonstruiert werden. Als **Schauerkernort** bezeichnet man den Punkt, an dem die Schauerachse die Detektorebene durchstößt. Seine Kenntnis ist wichtig für eine genauere Bestimmung der Schauerrichtung. Die **Einfallsrichtung** des Primärteilchens ist von besonderer Bedeutung für die Quellensuche und für die Untersuchung der Anisotropien der kosmischen Strahlung. Die **Schauergröße** ist korreliert mit der Energie des Primärteilchens. Sie beschreibt das Ende der Schauerentwicklung und kann zusammen mit der Information aus anderen Detektorkomponenten zur Bestimmung der Art des Primärteilchens herangezogen werden.

Das Rekonstruktionsverfahren sollte Parameter zur Beurteilung der Rekonstruktionsgüte zur Verfügung stellen, um schlecht rekonstruierbare Ereignisse von der Datenanalyse ausschließen zu können. Die Rekonstruktion sollte im Hinblick auf den Verwendungszweck der Daten unter Berücksichtigung der Beschaffenheit des Detektors und der zur Verfügung stehenden Rechenzeit optimiert sein.

Die bis zum gegenwärtigen Zeitpunkt bei HEGRA entwickelte Rekonstruktion wurde für die Quellensuche entworfen. Aufgrund der dabei benötigten hohen Statistik wurde ein schnelles, robustes Verfahren gewählt, das den Großteil der Ereignisse befriedigend, wenn auch nicht optimal, rekonstruiert. Die Rekonstruktion wird in drei seperate Schritte aufgeteilt. Aufgrund der dichten Detektoranordnung ist es möglich, im ersten Schritt, ohne die Kenntnis der Schauerrichtung, aus den Teilchendichten mit einer einfachen Schwerpunktsberechnung den Schauerkernort festzulegen. Mit dem bekannten Kernort als Fixpunkt der Schauerachse wird die Schauerrichtung durch Anpassen eines Kegels an die gemessenen Zeitsignale ermittelt.

Zuletzt wird die Schauergröße durch Adaptieren der NKG-Funktion an die durch Schauerachse und Teilchendichte festgelegte Lateralverteilung berechnet. Zur Abschätzung der Rekonstruktionsgüte dienen die normierten χ^2-Werte der Richtungs- und Teilchendichteanpassung sowie der aus der Teilchendichte und der Lage des rekonstruierten Schauerkernorts berechnete Parameter r_P (s. Kapitel 3.1).

Zur Zeit existieren bei HEGRA zwei Programme, welche beide die beschriebene Rekonstruktionsstrategie implementieren. Zudem erlauben beide Programme auch die Verarbeitung der AIROBICC-Daten. Das Programm ANALYSIS (im folgenden **Methode A** genannt) wurde von M. Merck und A. Karle am MPI München im Rahmen ihrer Doktorarbeiten [16, 6] erstellt. Mit ihm wurden bisher die HEGRA-Daten der Szintillator- und AIROBICC-Matrix ausgewertet und erste physikalisch interessante Ergebnisse gewonnen (insbesondere die oberen Grenzwerte für die Flüsse der als potentielle UHE/VHE Quellen geltenden Objekte [16, 6]). Das Programm RECONS (im folgenden **Methode B** genannt), initiiert von R. Eckmann, V. Haustein und J. Prahl an der Universität Hamburg, befindet sich gegenwärtig noch in der Entwicklung. Es unterscheidet sich von **Methode A** insbesondere durch die Integration der Ergebnisse der Diplomarbeiten von R. Eckmann [18] und J. Prahl [19].

In den nächsten Abschnitten werden die in diesen Programmen verwendeten Verfahren zur Bestimmung des **Schauerkernorts**, der **Schauergröße** und der **Schauerrichtung** vorgestellt und miteinander verglichen. Das jeweils bessere Verfahren sowie das in Kapitel 3.3 entwickelte optimierte Verfahren zur Richtungsrekonstruktion werden in ein neues Programm implementiert, das im folgenden **Methode C** genannt wird. Der zur Überprüfung der Güte der Verfahren verwendete Monte-Carlo-Datensatz wird in Anhang A beschrieben. Hier soll nur angemerkt werden, daß dieser Datensatz durch den Einsatz geeigneter Gewichte in den hier wichtigen Aspekten einem HEGRA-Datensatz (Triggerbedingung: ≥ 14 getroffene Szintillationszähler) gleichen sollte.

3.1 Schauerkernort

3.1.1 Bestimmung des Schauerkernorts

Das zur Rekonstruktion des Schauerkernorts verwendete Verfahren ein modifiziertes Schwerpunktverfahren. Es wurde in [19, S. 17-26] speziell für die HEGRA-Szintillatormatrix systematisch untersucht und mit anderen Verfahren verglichen und wird im folgenden kurz beschrieben.

In **Methode A** und **Methode B** wird das gleiche Verfahren benutzt. Zuerst wird der Zähler mit der größten registrierten Teilchenanzahl ermittelt. Dieser ist aufgrund der Lateralverteilung der Schauerteilchen zumeist der dem Schauerkern am nächsten gelegene Zähler. Aufgrund der Belegung der Detektorfläche mit Zählern im Raster von $10,6\,m$ und $15\,m$, ist die Position des meistgetroffenen Zählers schon eine sehr gute Näherung für den Kernort. Um diese Näherung zu verbessern, werden die Zähler in einer Umgebung des meistgetroffenen Zählers einbezogen und ein Schwerpunkt berechnet. Um die in der endlichen Ausdehnung des Detektorfeldes begründete Verschiebung des Schwerpunkts der gemessenen Teilchendichten in Richtung der vorhandenen Zähler zu minimieren, bildet man den Schwerpunkt der Dichten nur derjeniger Detektoren, die innerhalb einer quadratischen und konzentrischen $60\,m \times 60\,m$ Umgebung um den meistgetroffenen Zähler stehen. Der doppelten Dichte der Zähler im Bereich der zentralen Verdichtung trägt man durch halbes Gewicht der entsprechenden Dichtewerte in der Schwerpunktsbildung Rechnung. Befindet sich der meistgetroffene Zähler am Detektorrand, so daß auch die konzentrische Umgebung teilweise außerhalb der Detektorfläche liegt, oder sind innerhalb der Detektorfläche Zähler defekt, so verkleinert man den daraus resultierenden systematischen Fehler durch Einführung virtueller Zähler, die mit einer mittleren Teilchendichte in die Schwerpunktsbildung eingehen. Diese mittlere Teilchendichte wird aus den Dichten aller Zähler der konzentrischen Umgebung, mit Ausnahme der Dichte des meistgetroffenen Zählers, bestimmt. Abbildung 3.1 zeigt die Verteilung der mit dieser Methode rekonstruierten Kernorte für den Monte-Carlo-Schauersatz (Triggerbedingung: ≥ 14 getroffene Szintillationszähler). Auffällig an beiden Verteilungen sind die Anhäufungen der Punkte in der Nähe der Detektorpositionen. Dies findet seine Erklärung in der Nichtlinearität der mittleren Teilchendichte in Abhängigkeit vom Abstand von der Schauerachse, so daß der Schwerpunkt vom meistgetroffenen Zähler dominiert wird.

Zur Qualifizierung der Rekonstruktionsgüte sind Mittelwert und Standardabweichung der Verteilung nicht geeignet. Sie werden von den wenigen sehr schlecht ermittelten Kernen stark beeinflußt. Eine gegenüber dem langen Ausläufer der Fehlerverteilung unempfindliche Größe ist der $\sigma_{63\%}$-Wert, welcher per definitionem größer als 63% und kleiner als die restlichen 37% der auftretenden Fehlerwerte ist. Im Falle einer gaußschen Verteilung ist $\sigma_{63\%}$ gleich der Standardabweichung. Für die Schauer mit dem wahren Kernort innerhalb der Matrix, das sind 80% der registrierten Ereignisse, ist $\sigma_{63\%}$ in Abbildung 3.2 als Funktion der angesprochenen Zähler aufgetragen. Für kleine Schauer ist der Fehler $10\,m$ und für große

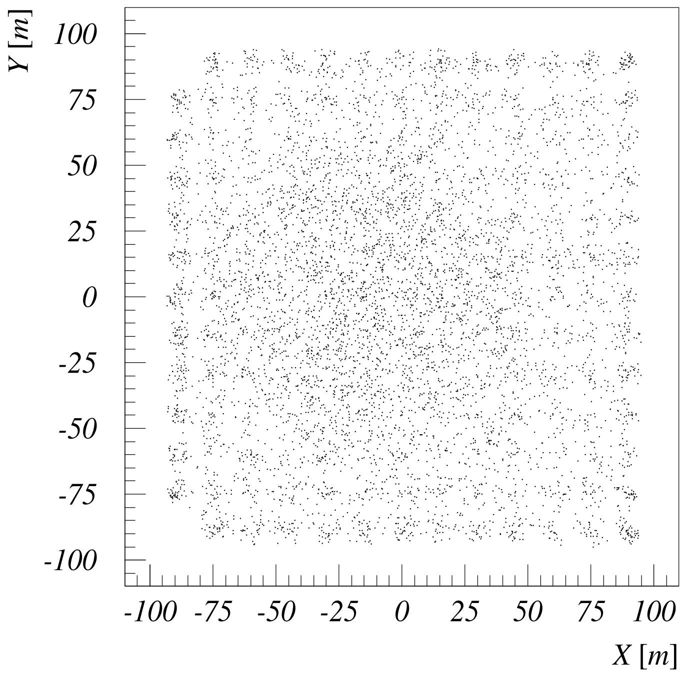

Abbildung 3.1: Die Verteilung der rekonstruierten Kernorte in der X-Y-Ebene. (Monte Carlo)

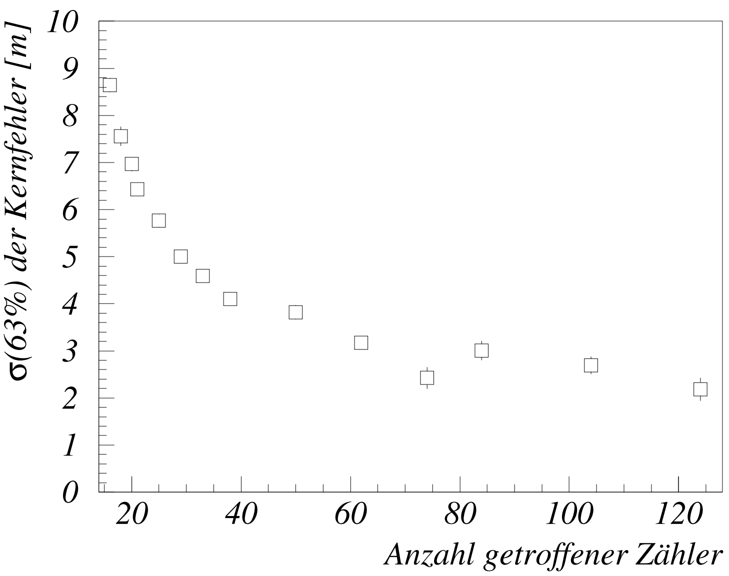

Abbildung 3.2: Die $\sigma_{63\%}$-Werte der Fehler in der Kernortrekonstruktion als Funktion der getroffenen Szintillatorhütten. (Monte Carlo)

konvergiert er gegen $2\,m$. Für alle Schauer innerhalb der Matrix ist

$$\sigma_{63\%} = 4,98\,m \pm 0,03\,m.$$

Um den Gewinn abzuschätzen, den die Einführung der virtuellen Zähler bringt, betrachte ich die Schauer mit dem wahren Kernort innerhalb eines $\pm 20\,m$ Streifens um den Detektorrand (also auch außerhalb). Der Fehler ohne Berücksichtigung der virtuellen Zähler ist in diesem Randstreifen $\sigma_{63\%} = 16\,m \pm 1\,m$ und mit Berücksichtigung $\sigma_{63\%} = 10\,m \pm 1\,m$.

3.1.2 Identifikation der Schauerkernorte außerhalb des Detektorfeldes

Wie Monte-Carlo-Ereignisse belegen [19, S. 67-69], ist die Richtungs- und Schauergrößenrekonstruktion für Schauer, deren wahre Kernorte außerhalb der Detektorfläche liegen, relativ schlecht. Das modifizierte Schwerpunktsverfahren liefert eine falsche Kernposition innerhalb des Detektors, woraus ein Verkippen der angepaßten Richtung, vorzugsweise entlang der Verbindungsstrecke wahrer Kernort – rekonstruierter Kernort nach außen, und eine schlechte Schauergrößenbestimmung resultieren.

Ein zur Identifikation dieser Ereignisse geeigneter Parameter ist der in [19, S. 54-63] vorgestellte Parameter r_P (dort "RMEANP" genannt). Er kann nach der Festlegung des Schauerkerns berechnet werden und berücksichtigt alleinig die registrierte Teilchenverteilung. Per definitionem ist er der mittlere Abstand der registrierten Teilchen vom rekonstruierten Schauerkern:

$$r_P = \frac{\sum w_i \cdot r_i \cdot \rho_i}{\sum w_i \cdot \rho_i}$$

Die Summe läuft über alle Zähler und r_i ist der Abstand des i-ten Detektors vom Schauerkern, ρ_i die vom i-ten Detektor gemessene Dichte und w_i ein Gewichtsfaktor, der die Detektordichte in der Umgebung des i-ten Zählers berücksichtigt (halbes Gewicht für die Dichten der Zähler innerhalb des Bereichs der zentralen Verdichtung).

Für ein ideales, unendlich großes Detektorfeld mit 100% Flächenbelegung und einem rekonstruierten Kernort der dem wahren entspricht, läßt sich r_P für einen mittleren Schauer mit Hilfe der NKG-Funktion direkt aus dem Schaueralter s, dem Molière Radius r_M und dem Zenitwinkel der Einfallsrichtung θ berechnen:

$$r_{P,ideal} \approx \frac{1}{\cos(\theta)} \cdot \frac{s}{3,5-s} \cdot r_M \text{ für } \theta \lesssim 45^0.$$

Schauer mit wahrem Kern außerhalb der Detektorfläche erkennt man an den hohen r_P-Werten. Die Gestalt der r_P-Verteilung hängt von der Größe und Flächenbelegung des Detektorfeldes, dem Schauerspektrum und den Triggerbedingungen ab.

In der bisherigen HEGRA-Analyse wurde versucht, Schauer mit wahrem Kernort außerhalb des Detektorfeldes durch einen sogenannten Randschnitt zu identifizieren. Ereignisse wurden zur weiteren Analyse zugelassen, wenn die innerhalb des Detektorfeldes rekonstruierten Kernorte einen bestimmten Mindestabstand zum Rand der Matrix besaßen. Wählt man die X- und Y-Achse eines um das Zentrum des Detektors zentrierten Koordinatensystems parallel zu den Rändern der Matrix und definiert die Maximumsnorm als

$$\left\| \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \right\|_{max} = max\,(|x|, |y|)\,,$$

so läßt sich ein Randschnitt als Schnitt im Abstand r_{max} des rekonstruierten Kernorts vom Feldzentrum in Maximumsnorm beschreiben. In Abbildung 3.3 ist die Verteilung der Parameter r_{max} und r_P für den aus Monte-Carlo-Rechnungen gewonnenen Schauersatz zu sehen. Der Detektorrand liegt bei $r_{max} = 90\,m$. In der r_{max} Verteilung lassen sich die letzten drei Detektorreihen bei $r_{max} = 60\,m, 75\,m$ und $95\,m$ erkennen. Es wurden die Verteilungen für Schauer mit den wahren Kernorten innerhalb der Matrix ($\|\vec{x}\|_{max} < 90\,m$), bis zu $20m$ außerhalb ($90\,m < \|\vec{x}\|_{max} < 110\,m$) und mehr als $20\,m$ außerhalb ($110\,m < \|\vec{x}\|_{max}$) kenntlich gemacht. Letztgenannte, mit einem Fehler im ermittelten Kernort von größer als $20\,m$, sind die wirklich schlecht rekonstruierbaren Ereignisse. Sie lassen sich mit Hilfe des r_{max}-Parameters schlecht, mit Hilfe von r_P gut identifizieren. Um Ereignisse zu selektieren,

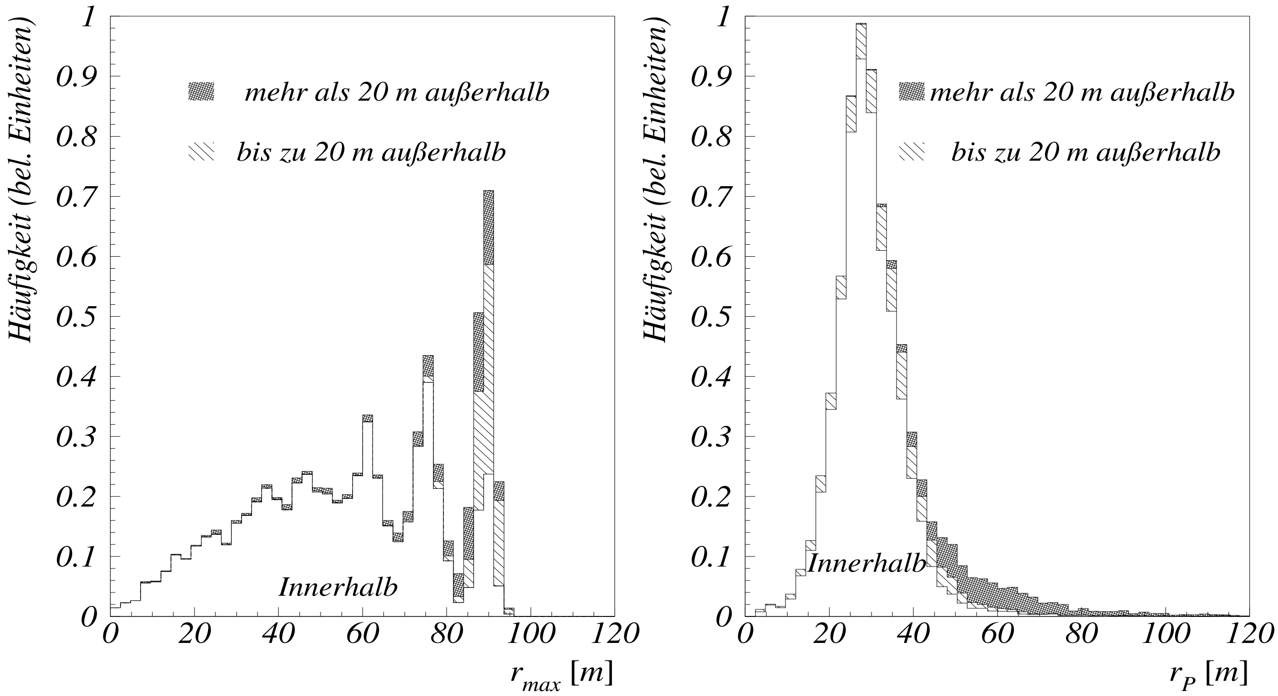

Abbildung 3.3: Verteilung des Abstandes r_{max} des rekonstruierten Kernorts zum Zentrum des Detektorfeldes (links) und des Parameters r_P (rechts). (Monte Carlo)

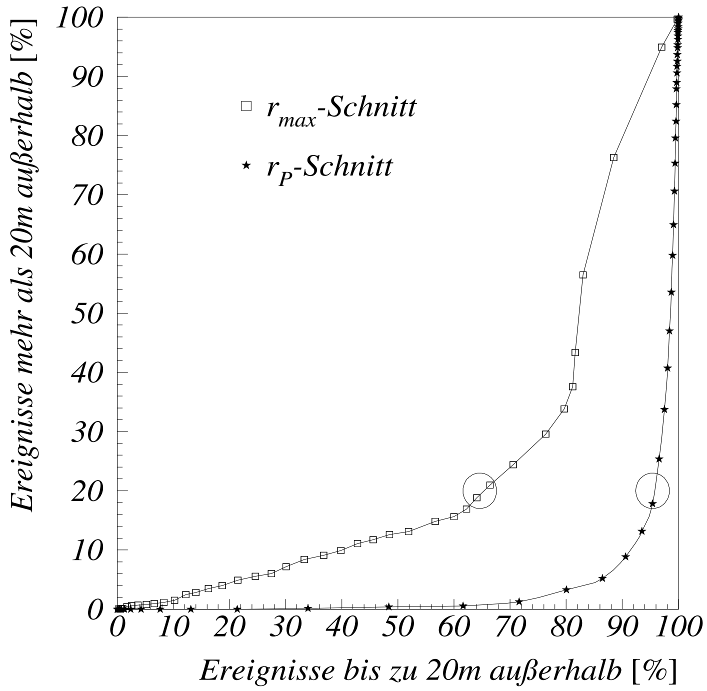

Abbildung 3.4: Die Effizienz des Rand- und des r_P-Schnitts. Die Kreise gehören zu einem im Text erläuterten Beispiel. (Monte Carlo)

deren Kerne wirklich nur innerhalb der Matrix liegen, muß man jedoch einen Randschnitt mit einem r_P-Schnitt kombinieren.

Die Effizienz beider Schnitte ist Abbildung 3.4 zu entnehmen. Aufgetragen ist der mit den Schnitten zugelassene Prozentsatz der Ereignisse mit den wahren Schauerkernen außerhalb ($> 20\,m$) als Funktion des Prozentsatzes akzeptierter Ereignisse mit dem wahren Schauerkern bis zu $20\,m$ außerhalb. Erstgenannte machen 9%, letztgenannte 91% der insgesamt registrierten Schauer aus. Möchte man z.B. 80% der schlecht rekonstruierbaren Ereignisse von der Analyse ausschließen, so muß man bei der Verwendung eines Randschnitts auch 35% der gut rekonstruierbaren Ereignisse verwerfen. Mit Hilfe des r_P-Schnitts dagegen muß man auf nur 5% der gut rekonstruierbaren Ereignisse verzichten (vgl. die Kreise in der Abbildung); r_P ist also deutlich effizienter.

Die Verteilung des Parameter r_P ist in den experimentellen Daten etwas anders als in den simulierten Ereignissen. Die Verteilungen haben die gleiche Form, in den Daten ist r_P aber im Mittel um den Faktor 1,4 größer. Dies verwundert nicht, da der absolute Wert von r_P empfindlich von den kleinen, weit vom Schauerkern entfernten Teilchendichten abhängt. Diese aber werden durch das Verhalten der geladenen Teilchen in dem Szintillationsmaterial bestimmt, welches bei den Monte-Carlo-Ereignissen nicht detailliert simuliert wird (s. Anhang A). Man kann jedoch davon ausgehen, daß die hier vorgestellten Ergebnisse qualitativ richtig sind.

In Abschnitt 4.2 wird gezeigt werden, wie ein Schnitt in r_P die Winkelauflösung der Szintillatormatrix verbessert.

3.2 Schauergröße

Die NKG-Funktion (s. Kapitel 1.3) kennzeichnet die theoretisch hergeleitete mittlere radiale Dichteverteilung der Elektronen und Positronen γ-induzierter Schauer. Wie die Analyse von Monte-Carlo-Ereignisse zeigt, läßt sich mit ihr auch die von den HEGRA-Szintillationszählern gelieferte Teilchendichte sowohl für γ- als auch für hadroneninduzierte Schauer beschreiben. Der Molière Radius r_M kann dabei auf seinem, der atmosphärischen Höhe La Palmas entsprechendem Wert $r_M = 106\,m$ festgehalten werden. Die Anpassung der NKG-Funktion liefert dann N_e und s. N_e stellt eine Abschätzung der Anzahl minimalionisierender Teilchen dar, die entstanden wären, wenn der ganze Schauer eine der Bleibedeckung der Szintillatorzähler entsprechende Bleischicht durchdrungen hätte. N_e beschreibt also die Schauergröße, s charakterisiert die laterale Ausdehnung des Schauers.

Sowohl in **Methode A** als auch in **Methode B** wird zur Beschleunigung der Prozedur für jedes Ereignis die Teilchendichte in radialen Abstandbins von jeweils 10 Meter Breite berechnet. An die Dichte in diesen Bins wird dann die NKG-Funktion angepaßt. Beim Vergleich der beiden Implementierungen fallen mehrere Unterschiede auf, die im Mittel zu erheblich verschiedenen Abschätzungen der Schauergröße führen.

In **Methode A** wird

1. der Logarithmus der NKG-Funktion an den Logarithmus der radialen Dichteverteilung in einer χ^2-Minimierung angepaßt, wobei die aus der Poissonstatistik der in den Bins registrierten Teilchen folgenden Fehler nur linear transformiert und

2. leere Bins beim Fit nicht berücksichtigt werden.

Die Details führen zu einer systematischen Überschätzung der Schauergröße.

In **Methode B** wird dagegen die NKG-Funktion an die radiale Dichteverteilung in einem Maximum-Likelihood-Fit angepaßt. Dabei wird für die Teilchenzahlverteilung die Poissonstatistik vorausgesetzt. Das der Schauerachse nächstgelegene Bin wird ausgespart, damit

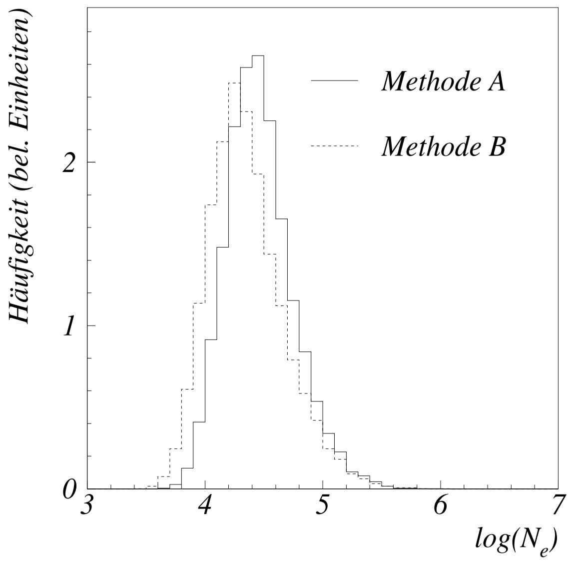

Abbildung 3.5: Das Schauergrößenspektrum für **Methode A** *und* **Methode B**. *(Monte Carlo)*

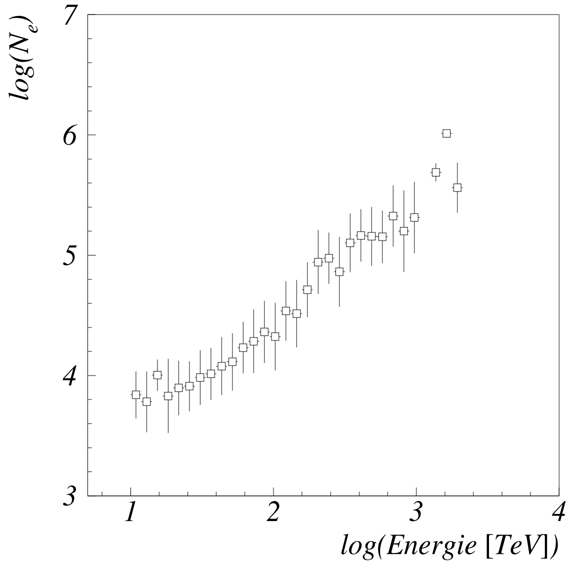

Abbildung 3.6: Die Energie-Schauergrößen Korrelation für von **Methode B** *rekonstruierte γ-induzierte Schauer. Die Balken markieren die Varianzen der Verteilungen. (Monte Carlo)*

sich nicht der Fehler in der Kernortrekonstruktion aufgrund des singulären Verhaltens der Teilchendichte in der Nähe der Schauerachse zu sehr auf das Resultat der Anpassung auswirkt. Da dieser Algorithmus zu der wahren Schauergröße führt, wird er in **Methode C** übernommen.

Abbildung 3.5 zeigt die mit **Methode A** und **Methode B** erzeugten Schauergrößenspektren für den Monte-Carlo-Datensatz (Triggerbedingung: $\geq$ 14 getroffene Szintillationszähler). Der mit **Methode A** berechnete Mittelwert der Schauergröße ist 1,4 mal größer als der mit **Methode B** berechnete. In Abbildung 3.6 ist die Korrelation zwischen der Energie des Primärteilchens und der mit **Methode B** bestimmten Schauergröße für γ-induzierte Schauer mit dem wahren Schauerkern nicht weiter als $20\,m$ außerhalb der Matrix dargestellt. Die Balken markieren die Breite der Korrelation. Die mit **Methode A** erstellte Korrelation liegt um 1,25 in N_e höher, die Breite der Korrelation ist aber die gleiche. Sie wird nämlich zum überwiegenden Teil von der Physik der Schauerentwicklung, inbesondere von der Fluktuation der atmosphärischen Tiefe der ersten Wechselwirkung des Primärteilchens mit den Atmosphärenatomen und durch die geringe Flächenbelegung der Detektormatrix hervorgerufen. Photonenschauer produzieren für Energien kleiner als $170\,TeV$ weniger und für große Energien mehr Teilchen als Protonenschauer der gleichen Energie. Die Abhängigkeit der rekonstruierten Schauergröße von der Primärenergie läßt sich näherungsweise durch ein Potenzgesetz beschreiben.
Mit **Methode B** erhält man für γ-induzierte Schauer:

$$N_e \approx (705) \cdot (E/TeV)^{(0,87)}$$

und für protoneninduzierte:

$$N_e \approx (1450) \cdot (E/TeV)^{(0,73)}.$$

Ebenfalls für die Monte-Carlo-Schauer mit dem wahren Kernort nicht weiter als $20\,m$ außerhalb des Detektorfeldes zeigt Abbildung 3.7 die mit **Methode B** ermittelte Schauergröße N_e^{Pb} (hinter Blei) als Funktion der Anzahl der die Detektormatrix erreichenden Elektronen und Positronen N_e^O (**o**hne Blei), wobei in N_e^O also nicht die Wechselwirkung der Schauerteilchen mit dem Blei der Szintillationszähler eingeht. Es gilt in einfacher Näherung:

$$N_e^{Pb} \approx 9 \cdot N_e^{O\ (0,82)}. \tag{3.1}$$

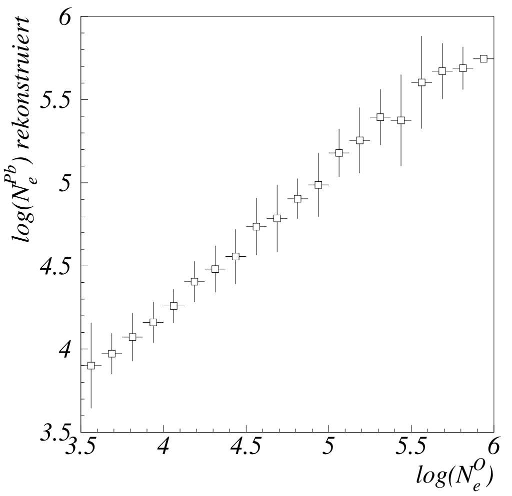

Abbildung 3.7: Die mit **Methode B** *rekonstruierte Schauergröße N_e^{Pb} (hinter Blei) als Funktion der Anzahl der Elektronen und Positronen des Schauers auf Detektorhöhe N_e^O (vor Blei). Die Balken stellen die Breiten der Verteilungen dar. (Monte Carlo)*

3.3 Schauerrichtung

In diesem Abschnitt wird zuerst die Struktur der von dem Detektorfeld für jedes Ereignis gelieferten Sätze von Zeitsignalen (im folgenden "Schauerfront" genannt) und die Strategie zur Erreichung einer guten Richtungsrekonstruktion beschrieben, um dann mit dem notwendigen Vokabular und Vorwissen die bisherigen Prozeduren zur Rekonstruktion der Richtung darzustellen. Anschließend wird ein neues Verfahren zur Rekonstruktion der Schauerrichtung entwickelt. Die Auswirkung der in diesem Kapitel diskutierten Verbesserungen der Richtungsbestimmung auf die Rekonstruktionsgüte wird erst im nächsten Kapitel analysiert. Das Ziel dieses Abschnitts ist die Entwicklung einer von der Theorie her optimalen Richtungsrekonstruktion.

3.3.1 Qualitative Beschreibung der gemessenen Schauerfront

Die Teilchen des Luftschauers, welche genügend Energie besitzen, um in den Szintillatorzählern ein Zeitsignal auszulösen, sind wie in Abschnitt 1.3 besprochen, zum Großteil Elektronen, Positronen, und hochenergetische Photonen (die im Blei der Zähler zu (e^+, e^-)-Paaren konvertieren), also die elektromagnetische Komponente des Schauers. Diese ist in Abbildung 3.8 schematisch skizziert. Die Teilchendichte fällt mit dem radialen Abstand r von der Schauerachse schnell ab (vgl. mit der NKG-Funktion). Die mittleren Ankunftszeiten, gemessen in Bezug auf eine zur Schauerachse senkrechten Ebene, verschieben sich mit wachsendem radialen Abstand r zu späteren Zeiten. Die Verschiebung ist in erster Näherung proportional zu r und die Schauerfront ist also näherungsweise kegelförmig. Die Dicke der Scheibe beträgt in hundert Meter Abstand von der Schauerachse etwa 10 Meter und ist ebenfalls annähernd proportional zum Abstand r. Diese laterale Aufweitung der elektromagnetischen Schauerkomponente wird größtenteils von der Coulomb-Vielfachstreuung

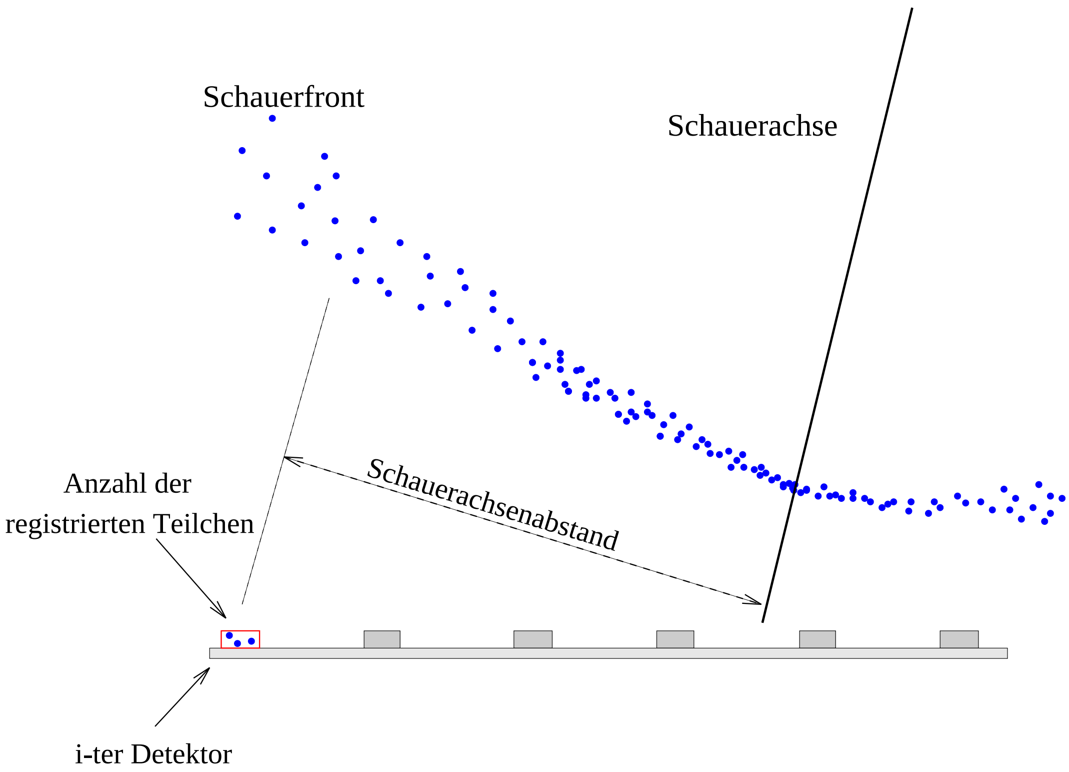

Abbildung 3.8: Schematische Skizze der Schauerfront.

verursacht. Zu großen radialen Abständen gelangen folglich nur relativ wenig Teilchen auf durch Vielfachstreuung gekrümmten Wegen. Die relative Länge dieser Wege führt zum verspäteten Eintreffen dieser Teilchen. Die verschiedenen Wege, auf denen die Teilchen zu großen Radialabständen gelangen, begründen die große Fluktuation der Ankunftszeiten.

Die Struktur der von den Szintillatorzählern registrierten Schauerfront ergibt sich aus der Struktur der Zeitverteilung der Teilchen in der Schauerfront, unter Berücksichtigung der Tatsache, daß jeder Zähler nur die Zeit des ihn zuerst treffenden Teilchens liefert. Je mehr Teilchen ein Zähler nachweist, desto *früher* erwartet man das erste Teilchen und desto *geringer* ist die statistische Fluktuation des Ankunftzeitpunktes des jeweils ersten Teilchens. Beschreibt $p(t)$ für eine bestimmte Klasse von Schauern und eine bestimmte Position eines Detektors relativ zu den Schauerachsen die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Ankunftszeiten einzelner Teilchen, so erhält man die Wahrscheinlichkeit $P(N,t)$, zum Zeitpunkt t das erste von N in einem Zähler nachgewiesenen Teilchen zu registrieren gemäß:

$$P(N,t) = N \cdot p(t) \cdot \left(\int_t^\infty p(t')\,dt' \right)^{(N-1)}$$

(Wahrscheinlichkeit eines von N Teilchen zu registrieren, multipliziert mit der Wahrscheinlichkeit $N-1$ Teilchen noch nicht detektiert zu haben). Der Erwartungswert $< t >_N$ der gemessenen Zeiten

$$< t >_N = \int_0^\infty t' \cdot P(N,t')\,dt'$$

verschiebt sich mit wachsender Anzahl registrierter Teilchen zu frühen Zeiten. Die Varianz der Verteilung $\langle (t- < t >_N)^2 \rangle_N$ nimmt mit wachsender Anzahl registrierter Teilchen monoton ab.

In Abbildung 3.9 sind die experimentell bestimmten Verteilungen der Ankunftszeiten für zwei radiale Abstände und für ein und drei registrierte Teilchen gezeigt. Es ist deut-

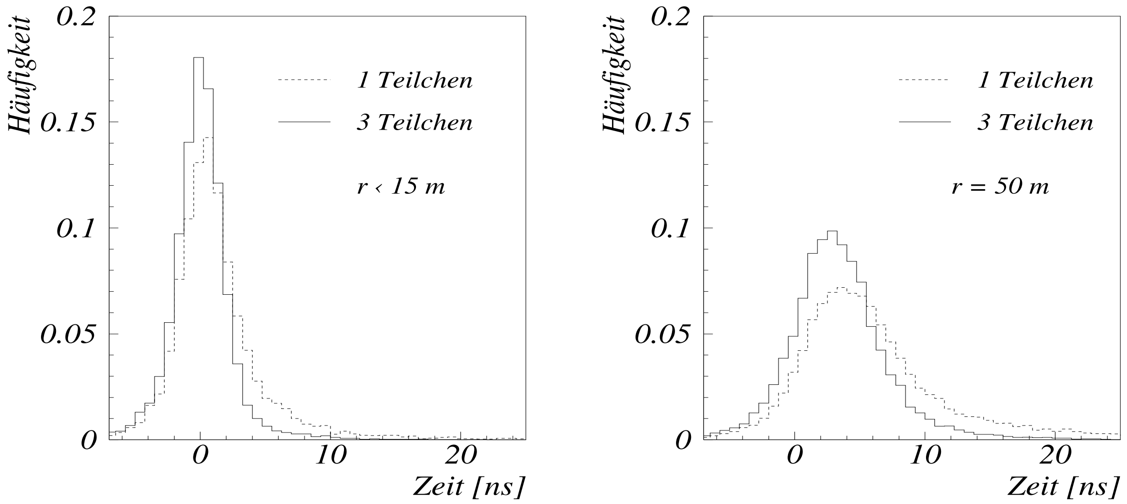

Abbildung 3.9: Die Zeitsignale, gemessen relativ zu einer Ebene senkrecht zur Schauerachse für die Schauerachsenabstände $r < 15\,m$ (links) und $r = 50\,m$ (rechts). In jedem Diagramm sind die Ankunftszeiten für ein und für drei registrierte Teilchen zu sehen. Die Verteilungen für jeweils ein registriertes Teilchen sind breiter und zeigen spätere Erwartungswerte. Man erkennt auch, wie die Breite und der Mittelwert der beiden Verteilungen mit wachsendem Schauerachsenabstand größer werden.

lich zu sehen, wie sowohl die *Mittelwerte* der Ankunftszeiten, als auch die *Fluktuationen* der Meßwerte um diese Mittelwerte stark von dem radialen Abstand zur Schauerachse *und* von der Anzahl der registrierten Teilchen abhängen. *Diese Abhängigkeiten* werden in dem neuen, in diesem Kapitel vorgestellten Verfahren zur Rekonstruktion der Schauerrichtung berücksichtigt werden.

3.3.2 Prinzipien der Richtungsrekonstruktion

Die Rekonstruktion der Schauerrichtung erfolgt durch eine χ^2-Anpassung einer die mittlere Ankunftszeitverteilung der Schauerteilchen relativ zur Schauerachse beschreibenden Funktion an die gemessenen Zeitsignale (im folgenden als gemessene Schauerfront bezeichnet). Als Fixpunkt der Schauerachse dient der vorher festgelegte Kernort. Bei der Anpassung wird die Richtung (zwei Parameter) und ein Offset, der die Lage der anzupassenden Schauerfront auf der Schauerachse in longitudinaler Richtung charakterisiert, variiert. Die Anpassung wird durch Minimierung der gewichteten Summe der quadrierten Differenzen zwischen den Meßwerten und den vorgegebenen Mittelwerten realisiert:

$$\chi^2 = \sum_i W(A_i, \alpha) \cdot (T(B_i, \alpha) - t_i)^2$$

Dabei beschreibt

W	:	die sog. Gewichtsfunktion,
T	:	eine Funktion, welche die Form des mittleren Schauers relativ zur Schauerachse kennzeichnet,
t_i	:	die vom i-ten Zähler gemessenen Zeiten,
A_i, B_i	:	je einen Vektor von Parametern zur Charakterisierung der Verteilung der t_i (durch T und W) und
α	:	den Vektor der angepaßten Größen (zwei Winkel und ein Offset).

Die Summe läuft über alle Detektoren mit einem Zeitsignal. Parameter zur Charakterisierung der Schauerfront (T) und der Breite der Schauerfront (W) können z.B. die Position des jeweiligen Zählers, der Abstand des Zählers von der zu rekonstruierenden Schauerachse oder die Anzahl der von dem Zähler nachgewiesenen Teilchen sein.

Eine Problematik betrifft die nicht-gaußschen Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Meßwerte (vgl. Abbildung 3.9). Nur bei gaußschen Wahrscheinlichkeitsverteilungen erreicht man ein Ergebnis im Sinne der Maximum-Likelihood-Definition durch das Adaptieren mit Gewichten, die umgekehrt proportional zu den Quadraten der Varianzen der Verteilungen sind. Es ist daher günstig, nur den gaußschen Anteil der Verteilung zu benutzen. Dies erreicht man durch eine Anpassung in mehreren Schritten. Meßwerte, die im Laufe der Prozedur zu sehr von den angepaßten Mittelwerten abweichen, werden bei der weiteren χ^2-Minimierung nicht mehr berücksichtigt. Die verworfenen Zeitsignale gehören zumeist zu dem nichtgaußschen Teil der Verteilung[1]. Die Gewichte sollten dann umgekehrt proportional zu dem Quadrat der Varianz des gaußschen Anteils der Wahrscheinlichkeitsverteilung sein.

[1]Eine alternative Strategie wäre die Transformation der Meßwerte derart, daß die transformierten Wahrscheinlichkeitsverteilungen gaußsch sind. Ich realisierte dennoch das obige Verfahren, weil das Wegschneiden zu sehr abweichender Zeitwerte gleichzeitig echte Ausreißer, z. B. aufgrund eines schlecht funktionierenden oder schlecht geeichten Zählers verwirft.

Bei der Ermittlung der Breiten der Verteilung ist es vorteilhaft, diese, wenn möglich aus Meßdaten, in einem iterativen Verfahren selbstkonsistent zu bestimmen. Beginnend mit einer konstanten Wichtung stellt man die Varianz der Abweichungen der Meßwerte von der angepaßten Funktion an einem genügend großen Datensatz fest. Mit den aus diesen Varianzen folgenden Gewichten berechnet man nun erneut die Varianzen und wiederholt diese Prozedur so lange, bis sich die resultierenden Gewichte nicht mehr verändern, das Verfahren also konvergiert. Diese selbstkonsistenten Gewichte berücksichtigen dann die Abweichungen der gemessenen Ankunftszeiten von der angepaßten Funktion aufgrund:

1. der individuellen Entwicklung des Luftschauers,
2. des Fehlers in der Kernortbestimmung,
3. der durch den Detektor und seine Kalibration beschränkten Meßgenauigkeit und aufgrund
4. systematischer Abweichungen der Meßwerte von den adaptierten Mittelwerten.

Je präziser $W(A_i, \alpha)$ und $T(B_i, \alpha)$ die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Meßwerte charakterisieren, desto besser wird die Güte der resultierenden Richtungsrekonstruktion sein.

3.3.3 Bisherige Verfahren

Die in **Methode A** und **Methode B** implementierten Verfahren rekonstruieren beide die Schauerrichtung durch die Anpassung eines Kegels mit festgehaltener Kegelsteigung von 13ns/100m in einem iterativen χ^2-Fit. Sie unterscheiden sich in der benutzten Wichtung, in der Anzahl der durchgeführten Anpassungsiterationen und in dem Kriterium, das zwischen den Iterationen festlegt, welche Zeitwerte bei der weiteren Anpassung nicht mehr berücksichtigt werden sollen.

Sowohl **Methode A** als auch **Methode B** verwenden Gewichtsfunktionen, die, wie im vorigen Abschnitt beschrieben, in einem Selbstkonsistenzverfahren berechnet wurden und umgekehrt proportional zu dem Quadrat der Standardabweichungen der Meßwerte von der angepaßten Schauerfront sind. Bei **Methode A** wird eine aus Daten bestimmte Gewichtsfunktion, die nur von der Anzahl der registrierten Teilchen abhängt [16, S.89], eingesetzt. Es werden drei Anpassungsschritte durchgeführt. Nach dem ersten werden die Zeitwerte, die sich mehr als 15 σ (σ ist die von der Anzahl registrierter Teilchen abhängende Standardabweichung der Meßwerte von der adaptierten Schauerfront) vom angepaßten Kegel entfernt befinden, verworfen, bei dem zweiten alle, die mehr als $3\,\sigma$ abweichen. **Methode B** benutzt eine aus Monte-Carlo-Daten gewonnene Gewichtsfunktion, die nur vom Radialabstand des entsprechenden Detektors von der Schauerachse[2] abhängt [19, S.45-48]. Es werden nur zwei Anpassungsschritte ausgeführt. Bei dem zweiten werden die zwanzig Prozent der Meßwerte, die am meisten von der angepaßten Schauerfront abweichen, gemessen in Einheiten der radienabhängigen Standardabweichung, nicht mehr berücksichtigt. Die zwanzig Prozent wurden in einer systematischen Untersuchung [20] als optimaler Wert ermittelt[3]. Abb. 3.10 zeigt die

[2] Am Anfang der Anpassungsprozedur ist die Schauerachse und der Abstand zu ihr noch unbekannt. Als Abstand zur Schauerachse nimmt man den Abstand zu der im Verlauf der χ^2-Minimierung variierten Achse. Wie sich zeigt, konvergiert das Verfahren, trotz der anfänglich unsinnigen Gewichtung, ausreichend schnell und zuverlässig. Ein alternatives Vorgehen wäre, die Schauerachse zuvor mit einem einfacheren Verfahren ungefähr zu bestimmen und dann bei der endgültigen Anpassung als Abstand zur Schauerachse den Abstand bezüglich der zuvor ermittelten Achse zu benutzen.

[3] Dieser Wert ergibt sich auch aus dem Studium der Ankunftszeitspektren, die einen gaußschen Anteil von etwa 80% aufweisen.

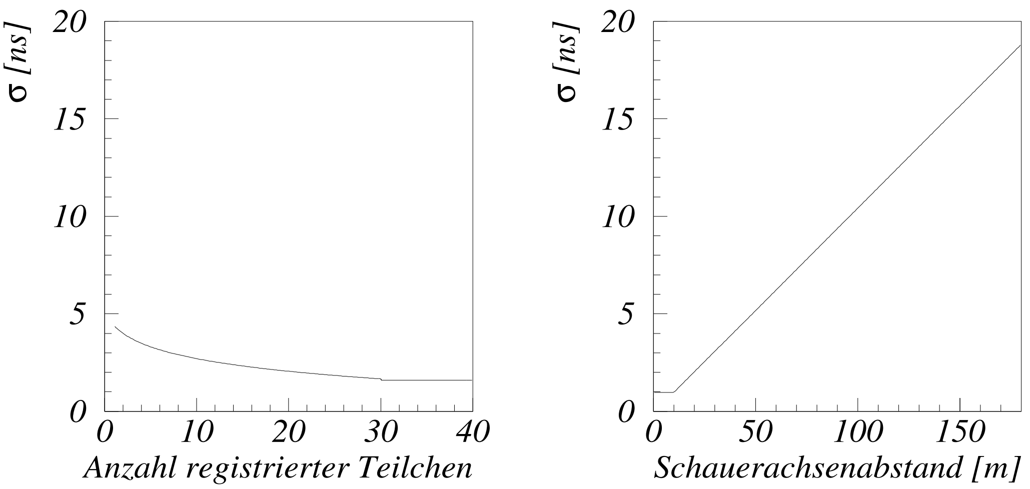

Abbildung 3.10: Die in **Methode A** *(links) und* **Methode B** *(rechts) verwendeten Varianzfunktionen (Gewicht = σ^{-2}).*

beiden Varianzfunktionen. Man erkennt die im vorigen Abschnitt erläuterte Abhängigkeit der Fluktuationen von der registrierten Teilchenzahl *und* dem Radialabstand.

In [19, S.45-48] wurde gezeigt, daß die vom Radialabstand abhängige Wichtung zu einer wesentlich besseren Rekonstruktionsgüte führt, als die von der registrierten Teilchenzahl abhängige. Bei den verglichenen Verfahren wurde die Möglichkeit der iterativen Anpassung mit dem oben beschriebenen Ausschließen von Zeitwerten allerdings nicht berücksichtigt. In Abschnitt 4.2 wird quantitativ gezeigt werden, daß die mit dem in **Methode B** erreichte Winkelauflösung nicht um so viel besser als die von **Methode A** ist, wie erwartet wurde. Dies läßt sich verstehen, wenn man folgendes beachtet:

1. Die in **Methode A** nicht von dem radialen Abstand abhängige Auswahl der beim zweiten und dritten Anpassungschritt verworfenen Meßwerte führt zu einer Art radialabhängigen Wichtung. Die weit von der Schauerachse entfernten Werte werden nämlich aufgrund der dort größeren Fluktuationen relativ häufig bei den Anpassungen nicht berücksichtigt.

2. Das Adaptieren in mehreren Iterationsschritten führt zu einem geringeren Einfluß der ausgeschlossenen Meßwerte auf das Fit-Resultat. Bei einem relativ großen Schnitt führen Ausreißer zum Verwerfen von Meßwerten, die im nächsten Anpassungsschritt den Fit in die entgegengesetzte Richtung gezogen hätten. Ein Ausschließen der Ausreißer in kleinen Schritten ist deshalb vorteilhaft.

3.3.4 Neues Verfahren

In diesem Abschnitt wird ein Verfahren zur Bestimmung der Schauerrichtung entwickelt, das die Vorzüge der bisherigen Verfahren kombiniert und zudem die aus einer detaillierten Studie der Struktur der Schauerfront gewonnene Kenntnis ausnutzt. In dem neuen Verfahren wird als Schauerfront keine feste Kegelform angenommen, sondern eine Form, die wie in Abschnitt 3.3.1 erläutert wurde auch von der Anzahl der in den jeweiligen Zählern registrierten Teilchen abhängt. Zudem wird eine Gewichtsfunktion verwendet, welche die in Abschnitt 3.3.1 beschriebene Abhängigkeit der Breite der Schauerfront vom Schauerachsenabstand *und* von

	Methode A	**Methode B**	**Methode C**
Angepaßte Funtkion T	$T(r)$	$T(r)$	$T(r,N)$
Gewichtsfunktion W	$W(N)$	$W(r)$	$W(r,N)$
Anzahl der Anpassungsiterationen	3	2	3
Identifikation der Schauerkerne außerhalb	r_{max}	r_P	r_P

*Tabelle 3.1: Die Charakteristiken der bisherigen (***Methode A** *und* **Methode B***) und des neuen (***Methode C***) Verfahrens zur Rekonstruktion der Schauerrichtung.*

der registrierten Teilchenanzahl berücksichtigt.

Die Gestalt der Schauerfront wird mit Hilfe experimenteller Daten untersucht.
Dies hat den Vorteil, daß die Auswirkung der Schauerentwicklung, des Detektorverhaltens und des Rekonstruktionsverfahrens auf die Struktur der zu verarbeitenden Zeitsignale voll berücksichtigt wird. Da die aus den experimentellen Daten gewonnene Kenntniss der Schauerfront hauptsächlich aus hadroneninduzierten Schauern stammt, die Quellensuche aber auf die gute Rekonstruktion γ-induzierter Schauer angewiesen ist, muß das resultierende Rekonstruktionsverfahren an simulierten γ-induzierten Schauern getestet werden.

Die anzupassende Funktion wird nicht aus Mittelwerten, sondern aus *Medianen*[4] und die Gewichte werden nicht aus den Standardabweichungen der Meßwerte um die Mittelwerte, sondern aus den $\sigma_{68\%}$-*Werten der Abweichungen* der Meßwerte von den Medianen berechnet. Dies trägt der nicht-gaußschen Statistik der Ankunftszeiten und der Intention, nur die gaußschen Anteile der Verteilungen zu verwerten, Rechnung. Um die nicht-gaußschen Ankunftszeiten von der Verwertung auszuschließen, wird ein χ^2-Fit in drei sukzessiven Schritten ausgeführt. Nach dem ersten Anpassungsschritt werden die 4% und nach dem zweiten die 15% am meisten von der angepaßten Funktion abweichenden Zeiten, gemessen in Einheiten der zu den Zeitsignalen gehörenden $\sigma_{68\%}$-Werte, verworfen. Diese Vorgehensweise übernimmt die in **Methode A** eingeführte Strategie im ersten Schritt nur wenige und sehr stark abweichende Ausreißer auszuschließen.

Dieses Verfahren bestimmt die Schauerrichtung in **Methode C**. In Tabelle 3.1 sind die wichtigsten Kennzeichen der Richtungsrekonstruktionsverfahren der **Methode A**, der **Methode B** und der im folgenden entwickelten **Methode C** zusammengestellt. Die mit diesen Verfahren erzielte Rekonstruktionsgüte wird in Kapitel 4 untersucht.

[4] Der Median einer Menge von Werten ist diejenige Zahl, die größer als die eine Hälfte und kleiner als die andere Hälfte der Werte ist.

3.3.4.1 Vermessung der Schauerfront als Funktion der Teilchendichte und des Schauerachsenabstandes

Die Mediane der Ankunftszeiten, die nun in Abhängigkeit vom Abstand zu der Schauerachse und der Anzahl registrierter Teilchen gemessen werden, sollen für den *mittleren Schauer* die *relative Lage der Zeitsignale zueinander und relativ zur Schauerachse widergeben.*

Die Mediane werden in Bezug auf eine *Ebene* senkrecht zur *Schauerachse* gemessen. Die **Festlegung der Schauerachse** und die **Fixierung der Ebene entlang dieser Schauerachse** ist **problematisch**.

Die **Schauerachse** läßt sich näherungsweise durch das schon in **Methode B** integrierte Verfahren ermitteln. Während sich die statistischen Fluktuationen dieser Achse um die wahre Schauerachse nicht auf die gemessenen Mediane auswirken, könnten sich *systematische Verkippungen* einer Teilklasse der Schauer in entsprechenden Medianen widerspiegeln. Die *neue* Rekonstruktion würde zu einer *ähnlichen Systematik* wie die bisherige führen. So werden die Mediane für große Abstände von der Schauerachse ($\gtrsim 150\,m$) durch Schauer mit dem Kernort in der Nähe des Randes des Detektorfeldes bestimmt. Ein systematisches Verkippen dieser Schauer nach innen bzw. außen würde zu große bzw. zu kleine Mediane für große Abstände zur Folge haben. In [19, S.32-40] wurde jedoch gezeigt, daß der radial gewichtete Kegel nahezu nicht systematisch verkippt. Im folgenden wird deshalb die so festgelegte Achse benutzt *ohne* Korrekturmaßnahmen zu ergreifen. In Abschnitt 4.4.3 wird mit Hilfe von Monte-Carlo-Ereignissen gezeigt werden, daß die resultierende Richtungsbestimmung tatsächlich keine systematischen Fehlweisungen mit sich bringt.

Die Fixierung der **Referenzebene** entlang der Schauerachse ist ebenfalls *nicht trivial.* Positioniert man die Ebene *relativ* zu der Lage des zur näherungsweisen Bestimmung der *Schauerrichtung* angepaßten *Kegels*, z.B. an der Kegelspitze, so variiert die *relative Lage dieser Ebene* in Bezug auf die gemessenen Zeitsignale *systematisch* mit der Größe der registrierten Schauer. Zu unterschiedlich großen Schauern gehören nämlich, wie im folgenden gezeigt wird (vgl. Abbildung 3.13, S.34), unterschiedlich große mittlere Kegelsteigungen. Mit *einer so fixierten Ebene* mißt man nicht nur die hier interessierende *relative Lage der Zeitsignale zueinander*, sondern auch die *Lage des adaptierten Kegels in der gemessenen Zeitstruktur.* Die resultierenden Mediane zeigen entsprechend ein kompliziertes Verhalten. Als Funktion vom Abstand zur Schauerachse bei festgehaltener Anzahl N registrierter Teilchen oder bei festgehaltener Schauergröße ergeben sich Schlangenlinien. Mit steigender Anzahl registrierter Teilchen N nehmen die Mediane zuerst ab, um dann für $N > 4$ wieder anzuwachsen. Beide Beobachtungen lassen sich durch zwei konkurrierende Effekte erklären. Zum einen liegt für große Schauer der angepaßte Kegel durch die für diese Schauer geringe effektive Kegelsteigung relativ tief und die gemessenen Mediane werden groß. Zum anderen ist für große Schauer die mittlere Anzahl der je Zähler registrierten Teilchen als Funktion des Abstandes zur Schauerachse relativ hoch und die Mediane sind entsprechend kleiner.

Um den **Einfluß der für verschiedene Klassen von Schauern unterschiedlichen effektiven Kegelsteigung der Schauerfront auf den Referenzpunkt zu verringern**, wird dieser durch eine Ebene festgelegt, die an die Zeitsignale nur derjenigen Zähler angepaßt wird, die sich weniger als $40\,m$ von der Schauerachse entfernt befinden.
Die Mediane werden also relativ zu einer **Ebene** gemessen, die senkrecht auf die mit der Kegelanpassung aus **Methode B** ermittelte Schauerachse steht und die entlang der Schauerachse mit Hilfe einer zusätzlich angepaßten "kleinen" Ebene fixiert ist.

Es wird ein Datensatz von 250000 am 17.12.93 registrierten Ereignissen verwendet. Zur

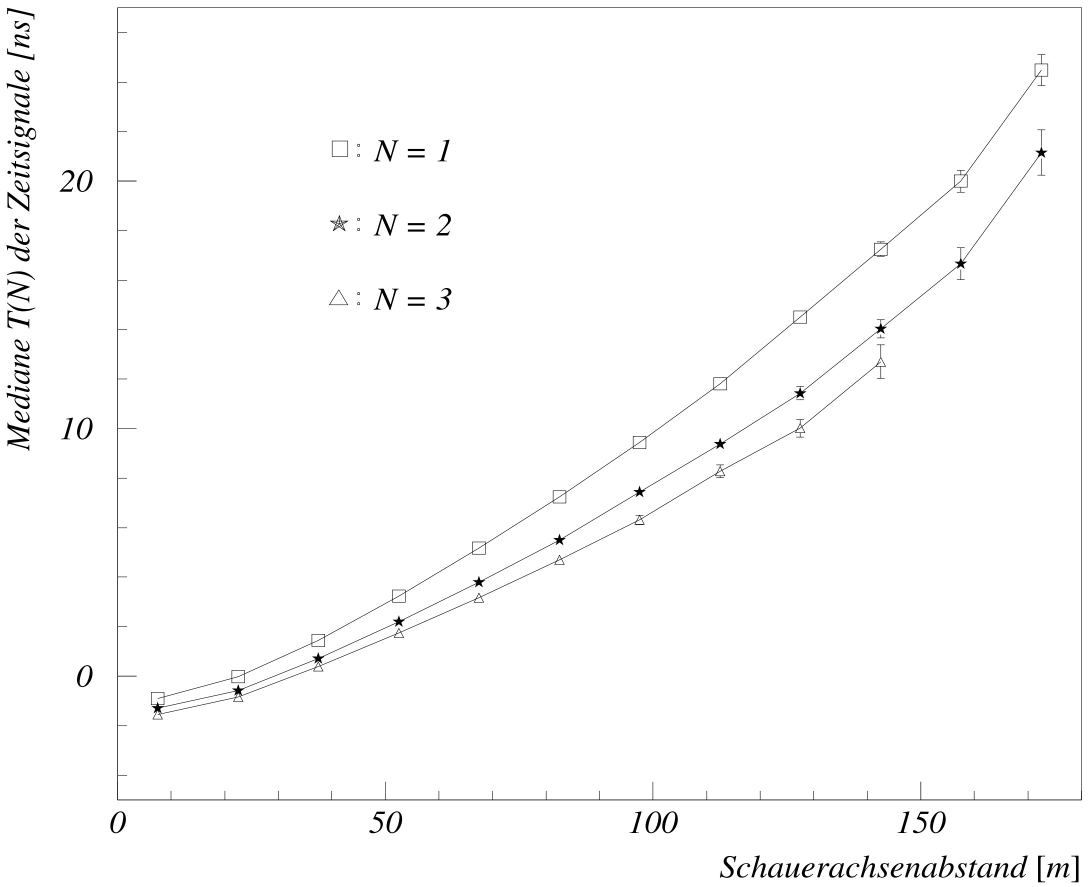

Abbildung 3.11: Mediane der Ankunftszeiten, relativ zu der Referenzebene. Aufgetragen sind die Ergebnisse für 1,2 und 3 registrierte Teilchen je Detektor. Die Linien verbinden die Meßpunkte und dienen nur der besseren Übersicht.

Berechnung der Mediane werden nur Ereignisse zugelassen, die einem $10\,m$-Randschnitt genügen und für die $r_P < 50\,m$ gilt. 51% der Ereignisse werden dadurch ausgeschlossen.

Die mit diesem Verfahren ermittelten Mediane als Funktion des radialen Abstands und der registrierten Teilchenzahl zeigt Abbildung 3.11. Die radiale Gestalt der Schauerfront gleicht eher einem Topf als einem Kegel. Mit großen Abständen wachsen die Mediane schneller als linear an. Für bis zu drei Teilchen je Detektor ist eine signifikante Verschiebung der Mediane zu frühen Zeiten zu verzeichnen. Für vier bis sechs Teilchen läßt sich nur noch eine geringe Verschiebung und für noch größere Anzahlen gar keine weitere Verschiebung mehr feststellen (nicht mehr eingezeichnet).

Abbildung 3.12 zeigt die gemessenen Mediane für zwei verschiedene Zenitwinkelbereiche. Für den HEGRA-Detektor läßt sich keine signifikante Abhängigkeit der gemessenen Zeitverteilungen von dem Zenitwinkel feststellen. In Abbildung 3.13 sind die Resultate für verschiedene Schauergrößen (hier einfach mit der Anzahl der von allen Zählern insgesamt registrierten Teilchen abgeschätzt) dargestellt. Die leichte Abhängigkeit der effektiven Kegelsteigung von der Schauergröße verschwindet, wenn man die Mediane zusätzlich als Funktion der registrierten Teilchen darstellt. Sie ist also alleine in der Abhängigkeit der Ankunftszeiten von der Anzahl registrierter Teilchen begründet und, zumindest auf der Höhe HEGRAs, ein reiner Detektoreffekt.

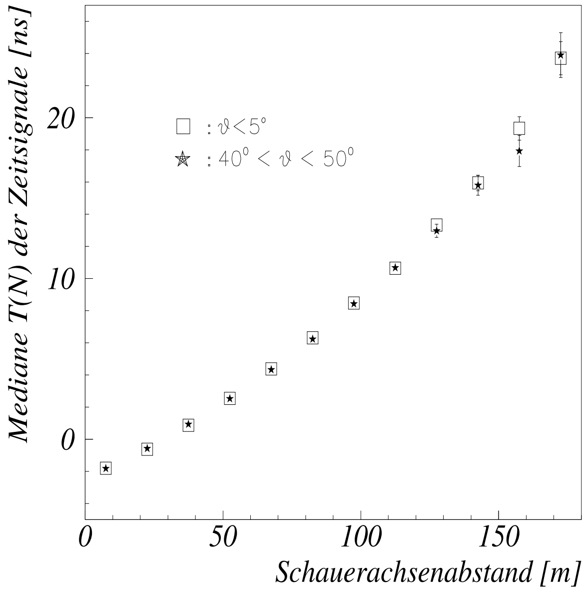

Abbildung 3.12: Mediane der Ankunftszeiten für zwei verschiedene Zenitwinkelbereiche.

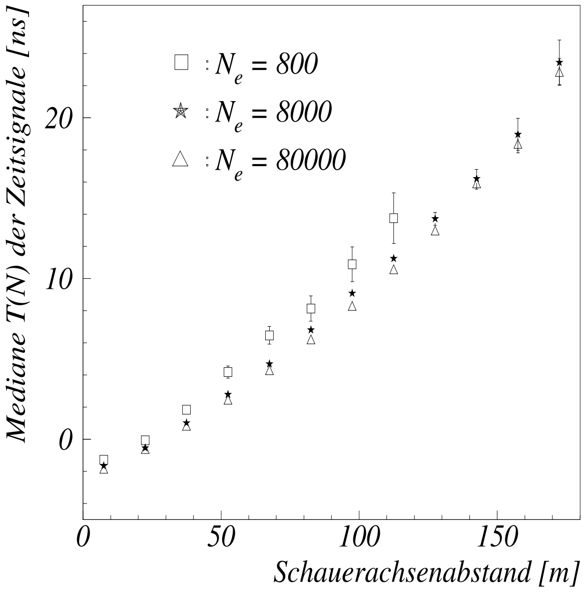

Abbildung 3.13: Mediane der Ankunftszeiten als Funktion der Schauergröße

Der Abstand zur Schauerachse und die registrierte Teilchenanzahl stellen also die besten Größen dar, um die mittlere Schauerfront präzise zu beschreiben.

Um nun diese Fakten in die Rekonstruktionsprozedur zu integrieren, parametrisiere ich die sechs Kurven mit Hilfe von Parabeln. Jede Parabel wird mit drei Konstanten beschrieben. Die Parabeln charakterisieren die relative Lage der Zeitsignale zueinander und in Bezug auf die Schauerachse. In der neuen Methode wird die Schauerrichtung wie in den alten Methoden durch die Variation von drei Parametern ermittelt. Zwei bestimmen zusammen mit dem vorher festgelegten Schauerkern die Schauerachse und mithin die Orientierung des Parabelgebildes. Der dritte legt die Lage des Parabelgebildes entlang der Schauerachse relativ zum Schauerkernort fest. Angepaßt wird an jeden Zeitwert der zu der Anzahl der in dem entsprechenden Detektor registrierten Teilchen gehörende Parabelast.

Die in Abschnitt 3.3.2 eingeführte Funktion T, berechnet sich zu:

$$T(N_i, r_i, \vec{x}_i, \vec{x}_{KERN}; t_0, n\vec{_{FIT}}) = \underbrace{t_0 + < \vec{n}_{FIT}, (\vec{x}_i - \vec{x}_{KERN}) >}_{\text{beschreibt die Referenzebene}}$$

$$+ \underbrace{p1(N_i) + p2(N_i) * r_i + p3(N_i) * r_i^2}_{\substack{\text{beschreibt die relative mittlere Lage der Zeitsignale,} \\ \text{relativ zur Referenzebene}}}$$

Dabei ist

N_i : die Anzahl der im i-ten Zähler registrierten Teilchen,
r_i : der Abstand des i-ten Zählers von der Schauerachse,
$\vec{x}_i$: der Ortsvektor des i-ten Zählers,
$\vec{x}_{KERN}$: der Ortsvektor des rekonstruierten Schauerkerns,
t_0 : der Offset, der die Lage der Referenzebene (relativ

zum Kernort) auf der Schauerachse definiert,

$\vec{n}_{FIT}$: der Einheitsvektor, welcher die Richtung der Schauerachse in Ausbreitungsrichtung des Schauers definiert und

$p1(N_i), p2(N_i), p3(N_i)$: die N_i-te Parabel charakterisierende Parameter.

Die Parameter $p1(N), p2(N)$ und $p3(N)$ sind in Tabelle 3.2 zusammengestellt.

N	$p1$[ns]	$p2$ [ns/m]	$p3$ [ns/m^2]
1	-1,65	0,0670	0,000471
2	-1,44	0,0397	0,000502
3	-1,08	0,0181	0,000576
4	-1,38	0,0226	0,000529
5	-2,89	0,0744	0,000179
6	-3,43	0,0999	—

Tabelle 3.2: Die Parameter, welche die Parabeln beschreiben für ein bis sechs registrierte Teilchen N.

3.3.4.2 Bestimmung der Gewichte als Funktion der Teilchendichte und des Schauerachsenabstandes

In diesem Abschnitt werden die Gewichte als Funktion des Schauerachsenabstandes r und der Anzahl der registrierten Teilchen N bestimmt. Eine solche Gewichtsfunktion berücksichtigt die in Abschnitt 3.3.1 beschriebene Abhängigkeit der Breite der Schauerfront von r und N. Die Gewichte werden in einem Selbstkonsistenzverfahren aus den Abweichungen der Meßwerte von dem angepaßten Parabelgebilde für jeden der drei im Laufe *einer* Richtungsbestimmung durchgeführten Anpassungsschritte (vgl. Abschnitt 3.3.4) ermittelt. Das Verfahren ist in Abbildung 3.14 verdeutlicht. Ausgangspunkt ist die in **Methode B** verwen-

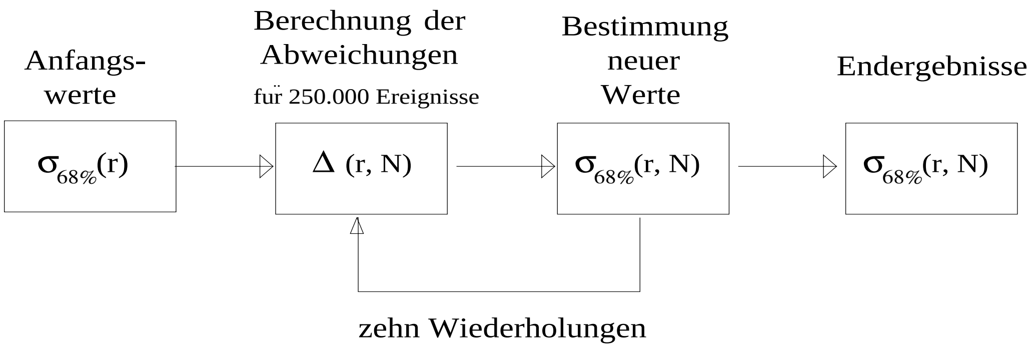

Abbildung 3.14: Diagramm des verwendeten Verfahrens zur Ermittlung selbstkonsistenter Gewichte

dete Gewichtsfunktion. Es werden zehn Iterationen ausgeführt. Nach der Rekonstruktion aller Ereignisse werden jeweils aus den $\sigma_{68\%}$-Werten der verzeichneten Abweichungen der Zeitsignale von der adaptierten Funktion die Gewichtsfunktionen für den nächsten Iterationsschritt festgelegt. Dieses Selbstkonsistenzverfahren beruht auf der Tatsache, daß die Richtung auch mit einer schlechten Gewichtung schon relativ gut bestimmt wird. Die Prozedur konvergiert deshalb nach wenigen Iterationsschritten und führt zu Ergebnissen, die unabhängig von der zu Beginn der Prozedur verwendeten Wichtung sind.

Zur Berechnung der Gewichtsfunktion wird der gleiche Datensatz mit den gleichen Schnitten wie zur Vermessung der Schauerfront benutzt. Die Abweichungen werden in radialen Bins von zehn Metern Breite, für die registrierten Teilchenzahlen 1,2,3,4,5,6,7-9,10-19,20-29,30-39 und von mehr als neununddreißig und für jeden der drei Anpassungsschritte, die im Laufe *einer* Richtungsbestimmung durchgeführt werden, histogrammiert. Daraus werden nach der Rekonstruktion aller Ereignisse die $\sigma_{68\%}$-Werte berechnet. In dem darauffolgenden Iterationsschritt werden die Gewichte umgekehrt proportional zum Quadrat der berechneten $\sigma_{68\%}$-Werte gewählt. In Bezug auf die Radialabhängigkeit wird aus den Mittelwerten benachbarter Bins auf den exakten Wert interpoliert. Nach der siebten Iteration konvergiert das Verfahren.

Abbildung 3.15 zeigt die endgültigen $\sigma_{68\%}$-Werte für den ersten Anpassungsschritt der Richtungsrekonstruktion. Man erkennt die starke Abhängigkeit der Gewichte vom Radialabstand r *und* der Anzahl N registrierter Teilchen. Abbildung 3.16 zeigt $\sigma_{68\%}$ für ein registriertes Teilchen für die drei Anpassungsschritte der Richtungsbestimmung. Wie erwartet, werden die Fluktuationen für jeden Schritt kleiner. Die $\sigma_{68\%}$-Werte unterscheiden sich aber im wesentlichen nur durch einen konstanten Faktor, so daß man keine signifikante Verbesserung

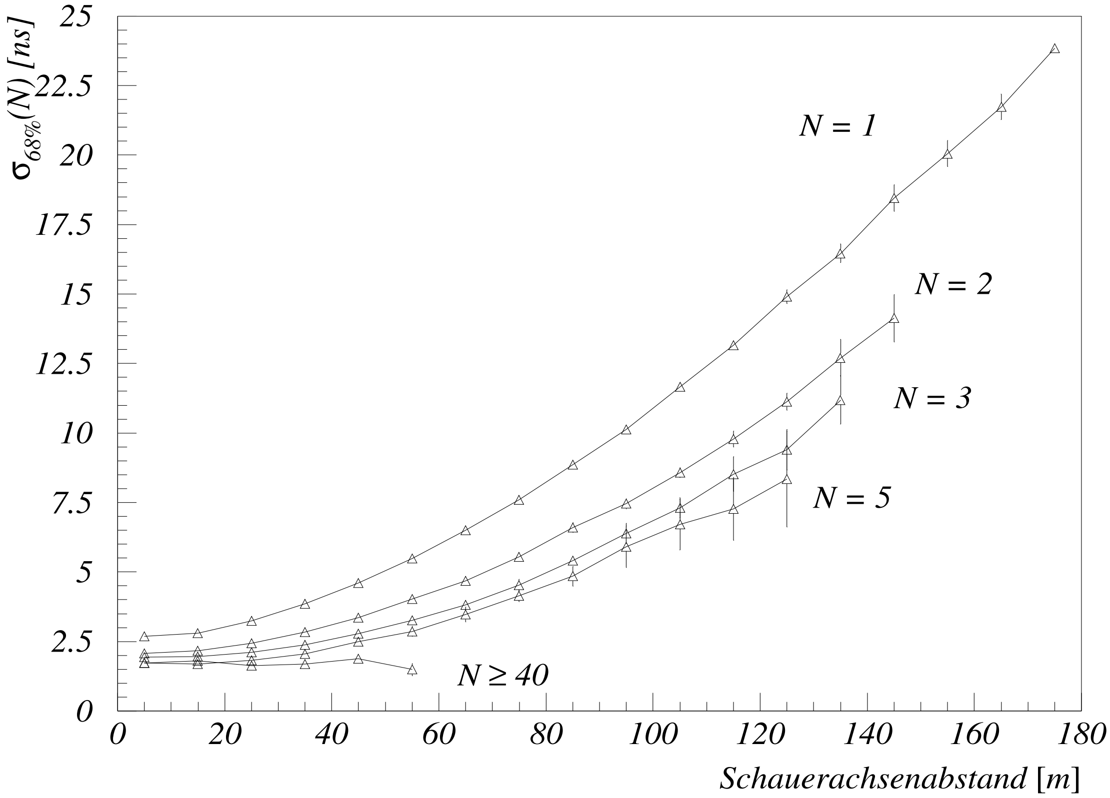

Abbildung 3.15: Selbstkonsistente $\sigma_{68\%}$-Werte der Abweichungen der Zeitwerte von der angepaßten Funktion. Die gezeigten Werte gelten für die Abweichungen nach dem ersten der drei Anpassungsschritte.

der Rekonstruktionsgüte bei Verwendung der drei Gewichtsfunktionen $W_i(r, N), i = 1..3$, anstelle dreifacher Verwendung z.B. der ersten $W_1(r, N)$ erwarten wird.

Die $\sigma_{68\%}$-Werte streben in der Nähe der Schauerachse und für große Zahlen registrierter Teilchen gegen einen konstanten Wert. Dieser ist $\approx 1\,ns$ und ist gleich der Detektorauflösung.

Auch diese Ergebnisse werden durch Parabeln parametrisiert und die quadrierten Werte werden als Inverses der Gewichtsfunktion bei der Richtungsrekonstruktion verwendet (s. Tabelle 3.3). Dies beschließt die Entwicklung der **Methode C**.

3.3.4.3 Weitere Verbesserungsversuche

Die bis zu diesem Punkt vorgestellte Strategie zur Verbesserung der Richtungsrekonstruktion basierte auf dem Ansatz, die Anpassung im Sinne einer Maximum-Likelihood-Definition zu optimieren. Es ist a priori nicht klar, ob diese Strategie auch die Rekonstruktion der Richtung optimiert.

Bei anderen Experimenten (siehe z.B. [21]) werden die Zeitsignale weit entfernter Zähler aufgrund der dort sehr großen Fluktuationen bei der Richtungsrekonstruktion nicht berücksichtigt. Im nächsten Kapitel wird gezeigt werden, daß solche Modifikationen der **Methode C** die Winkelauflösung nur verschlechtern.

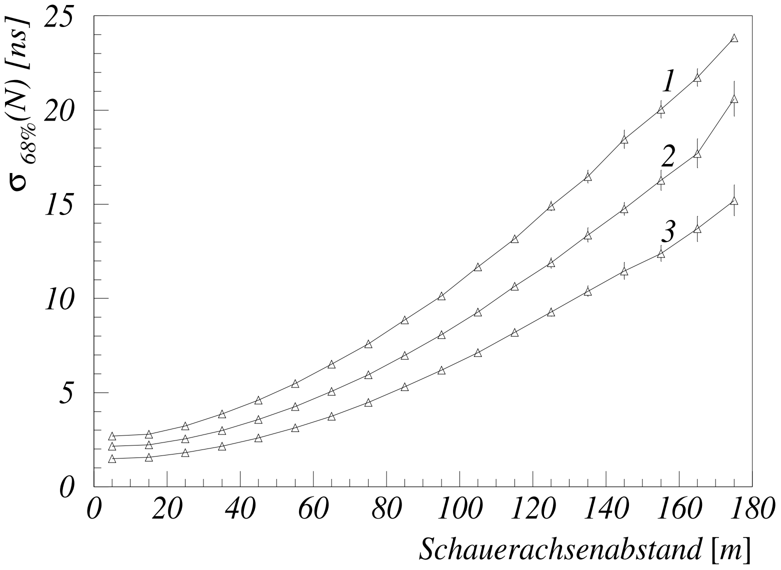

Abbildung 3.16: Selbstkonsistente $\sigma_{68\%}$-Werte der Abweichungen der Zeitwerte von der angepaßten Funktion für jeden der drei Schritte der Anpassungsprozedur. Dargestellt sind die Kurven für ein registriertes Teilchen pro Detektor.

	1. Iteration			2. Iteration			3. Iteration		
N	$p1$ [a]	$p2$ [b]	$p3$ [c]	$p1$ [a]	$p2$ [b]	$p3$ [c]	$p1$ [a]	$p2$ [b]	$p3$ [c]
1	2,11	3,64	5,10	1,76	2,26	4,59	1,13	2,00	3,47
2	2,02	0,78	5,07	1,35	1,28	3,77	0,95	0,56	3,25
3	1,99	-0,89	5,57	1,54	-0,88	4,76	1,05	-0,93	3,92
4	1,80	-0,75	5,19	1,35	-0,51	4,04	0,78	0,01	2,85
5	1,60	-0,06	4,55	1,18	0,77	2,70	0,82	0,44	2,19
6	1,60	0,37	3,95	1,38	-0,18	3,64	0,90	0,25	2,29
7-9	1,60	-0,49	4,71	1,36	-0,41	3,56	1,00	-0,50	2,78
10-19	1,51	-0,36	3,82	1,26	-0,33	2,92	1,13	-1,89	3,76
20-29	1,43	0,97	0,00	1,17	0,60	0,00	0,81	0,32	0,00
> 29	1,66	0,30	0,00	1,26	0,55	0,00	0,92	0,13	0,00

[a] $p1$ in [ns]
[b] $p2$ in [$10^{-2} ns/m$]
[c] $p3$ in [$10^{-4} ns/m^2$]

Tabelle 3.3: Die Parameter $p1(N), p2(N)$ und $p3(N)$, die gemäß $\sigma_{68\%} = p1(N) + p2(N) * r + p3(N) * r^2$ die Fluktuationen der Zeitwerte um die adaptierte Schauerfront im Abstand r von der Schauerachse bei N im Detektor registrierten Teilchen beschreiben.

Kapitel 4

Untersuchung der Güte der neuen Richtungsrekonstruktion

Die Rekonstruktionsgüte der Schauerrichtung wird durch die Winkelauflösung $\sigma_{63\%}$ charakterisiert. Sie ist definiert als der $\sigma_{63\%}$-Wert (vgl. S. 20) der Winkeldifferenzen zwischen Einfallsrichtung des Primärteilchens und rekonstruierter Richtung. Die Angabe der Winkelauflösung ist nur sinnvoll bei gleichzeitiger genauer Spezifizierung der zugelassenen Ereignisse. Bei spezieller Auswahl der Schauer läßt sich der mittlere Winkelfehler sehr verringern.

Da es weder eine natürliche noch eine künstliche Eichquelle gibt, kann die Winkelauflösung nur mit den folgenden indirekten Verfahren bestimmt werden:

1. Abbildung des Mondschattens

2. Schachbrettverfahren

3. Vergleich der rekonstruierten Richtung mit der rekonstruierten Richtung eines zweiten Detektors, der unabhängig den gleichen Luftschauer vermißt und eine wesentlich bessere Winkelauflösung besitzt (AIROBICC)

4. Rekonstruktion des Monte-Carlo-Datensatzes.

Zur Analyse des Mondschattens ist die Verarbeitung der Daten von etwa einem Jahr notwendig. Ein mit **Methode C** erstellter Mondschatten wird daher erst in Zukunft produziert werden. Die mit **Methode A** erhaltenen Ergebnisse, die relevant für Kapitel 5 sind, werden im folgenden Abschnitt kurz referiert.

In den dann folgenden Abschnitten wird die Rekonstruktionsgüte mit den restlichen drei Verfahren untersucht werden. Die mit dem Schachbrettverfahren und dem Vergleich Szintillatormatrix–AIROBICC-Detektor bestimmten Winkelauflösungen sind interessant, weil sie das Verhalten des wirklichen Detektors berücksichtigen. Die simulierten Schauer erlauben es, die Rekonstruktionsgüte auch für γ-induzierte Schauer zu testen und systematische Verkippungen der rekonstruierten Richtung zu untersuchen. Zudem läßt sich anhand der simulierten Schauer nachweisen, daß sowohl das Schachbrettverfahren als auch der Vergleich Szintillatormatrix–AIROBICC-Detektor gute Werte für die Winkelauflösung liefern. Bei den Untersuchungen werden auch die Eigenheiten der drei Verfahren zur Bestimmung der Winkelauflösung deutlich werden.

4.1 Der Mondschatten

Der Mond besitzt, von der Erdoberfläche aus gesehen, einen Winkeldurchmesser von $0,5^0$. Dies führt zu einem Defizit der beobachteten kosmischen Strahlung aus dieser Richtung. Durch die Vermessung der Form dieses Defizits[1] läßt sich **die Winkelauflösung und die absolute Orientierung** des Detektors ermitteln. In [16, S.95-103] wird aus den Daten der Szintillatormatrix der Jahre 89 bis 91 mit Hilfe der **Methode A** eine Mondschattenanalyse durchgeführt. Der Autor stellt ein Defizit von 6,1 σ Signifikanz fest. Aus der Größe der Defizitregion leitet er eine Winkelauflösung ab, die mit der aus dem Schachbrettverfahren und der aus Monte-Carlo-Rechnungen resultierenden Winkelauflösung übereinstimmt. Das Maximum der Signifikanz des Schattens war um $0,25^0$ in südliche und um $0,15^0$ in westliche Richtung verschoben.

4.2 Das Schachbrettverfahren

Das Schachbrettverfahren erlaubt die Bestimmung der Winkelauflösung schon aus den Daten eines halben Tages. Das Detektorfeld wird in zwei disjunkte Subgruppen aufgeteilt. Die Zähler der einen Gruppe entsprechen den weißen Feldern eines Schachbretts, die der anderen den schwarzen. Ein Ereignis wird zu der Berechnung zugelassen, wenn sich die Anzahl der getroffenen Zähler in beiden Detektorteilen um höchsten 5%, für kleine Ereignisse um höchstens 3 Zähler, unterscheidet. Für jedes Teilfeld wird die Schauerrichtung rekonstruiert. Um aus dem Winkelabstand der beiden Richtungen den Fehler abzuschätzen, der bei der Bestimmung der Richtung aus allen Zählerinformationen gegenüber der wahren Schauerrichtung gemacht wird, teilt man die Winkeldifferenz durch zwei. Der Faktor 2 setzt sich aus zwei Faktoren $\sqrt{2}$ zusammen. Erstens addieren sich die Fehler der beiden (eingeschränkt) unabhängigen Teilrekonstruktionen quadratisch. Zweitens sind die beiden Teilrekonstruktionen mit nur der Hälfte der angepaßten Stützwerte um einen Faktor $\sqrt{2}$ schlechter als eine Rekonstruktion mit der vollen Anzahl von Stützwerten.[2] In den so ermittelten Fehler geht die Fehlrekonstruktion aufgrund der Statistik der Schauerfront im Zusammenspiel mit der Geometrie und der Meßgenauigkeit des Detektors ein. *Effekte, die beide Teilrekonstruktionen gleichermaßen verschlechtern, werden bei diesem Verfahren nicht voll berücksichtigt.* So ist die mit dem Schachbrettverfahren bestimmte Winkelauflösung relativ unempfindlich gegenüber dem Fehler auf dem rekonstruierten Kernort, und systematische Verkippungen der Richtung gehen in die Winkelauflösung überhaupt nicht ein.

Im folgenden wird mit dem Schachbrettverfahren die Güte der im Abschnitt 3.3.3 beschriebenen bisherigen Verfahren (**Methode A** und **Methode B**) und des im Abschnitt 3.3.4 vorgestellten neuen Verfahrens (**Methode C**) ermittelt. Dazu werden 650.000 Ereignisse analysiert, die in zwei Nächten aufgezeichnet wurden in denen auch AIROBICC angeschaltet war. So lassen sich die hier gewonnenen Ergebnisse mit denen des folgenden Abschnitts

[1] Das Erdmagnetfeld könnte einen Einfluß auf die Form des Mondschattens haben. Die Triggerschwellen von protoneninduzierten bzw. eiseninduzierten Luftschauern betragen für die HEGRA-Szintillatormatrix $30\,TeV$ bzw. $90\,TeV$ [6, S.97]. Daraus resultiert eine Ablenkung der den Mond passierenden Teilchen dieser Energie im Erdmagnetfeld um $0,06^0$ für Protonen und $0,5^0$ für Eisenatome $\left(\Delta\theta = \frac{0,15^0}{E/10^{13}\,eV} \cdot Z \text{ aus [22]}\right)$. Aufgrund des steilen Spektrums der kosmischen Strahlung detektiert HEGRA sehr viel weniger Eisen als Protonen. Folglich wird sich das Erdmagnetfeld nur bei hoher Statistik auf die Form des Mondschattens auswirken.

[2] Bei sehr kleinen Schauern können sich die Zähler ungleichmäßig auf die beiden Teilfelder verteilen. Die vom Schachbrettverfahren ermittelte Winkelauflösung ist dann zu schlecht. Dies wird in den folgenden Abschnitten mehrfach deutlich werden.

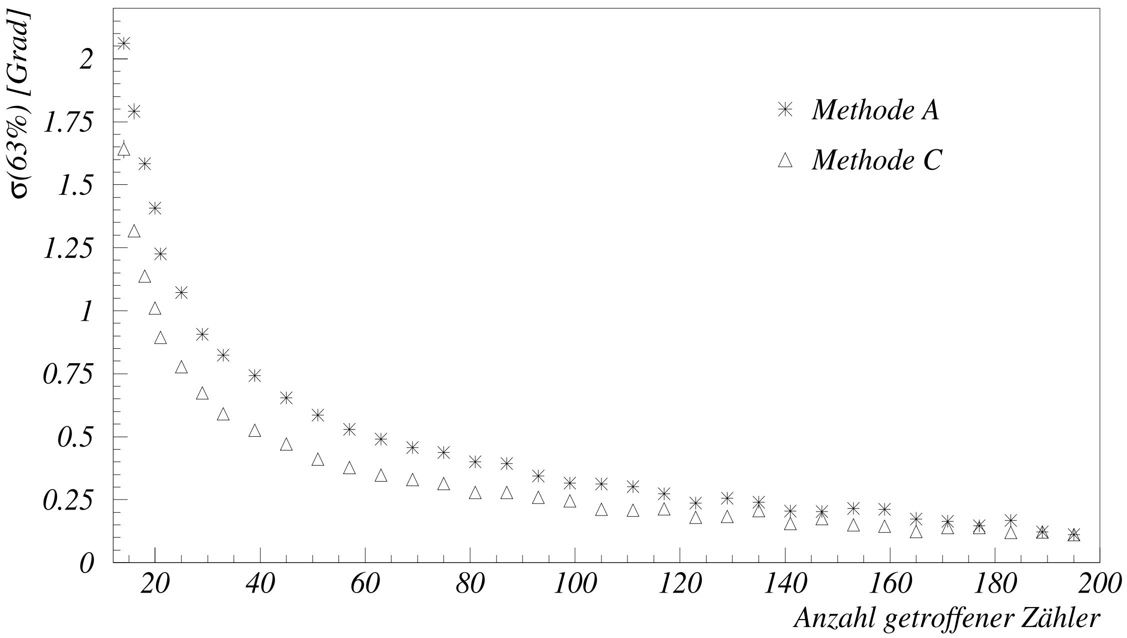

Abbildung 4.1: Die Winkelauflösung $\sigma_{63\%}$ als Funktion der Zähler mit einem Zeitsignal für **Methode A** *und* **Methode C**. *(Daten)*

direkt vergleichen. Ereignisse werden zur Auswertung zugelassen, wenn mindestens 14 Szintillatorzähler und 12 Tscherenkovlichtdetektoren ein Zeitsignal geliefert haben. Die gleichen Schnitte werden beim Vergleich Szintillatormatrix vs. AIROBICC und in den Untersuchungen mit den Monte-Carlo-Daten (soweit möglich, nicht für alle simulierten Schauer standen AIROBICC-Informationen zur Verfügung) angewendet werden. Für diese Ereignisselektion liegt die Energieschwelle (50% Triggereffizienz von γ- und p-Schauern) bei $\approx 40\,TeV$ [23].

Für alle zugelassenen Ereignisse erreicht man mit **Methode A** eine Winkelauflösung[3] von $\sigma_{63\%} = 0,936^0 \pm 0,004^0$. Der in der bisherigen HEGRA-Analyse benutzte $2\,m$-Randschnitt ($r_{max} < 88\,m$), der weitere 18% der Daten ausschließt, reduziert die Winkelauflösung nur um einen Faktor 1,01:

$$\boxed{\sigma^A_{63\%} = 0,923^0 \pm 0,005^0}$$

Der Randschnitt bringt also fast keine Verbesserung. Die mit **Methode B** erzielte Winkelauflösung ist ohne einen Schnitt: $\sigma_{63\%} = 0,799^0 \pm 0,004^0$. Ein Schnitt in $r_P = 63\,m$, der für den betrachteten Datensatz genau wie der $2\,m$-Randschnitt 18% der Ereignisse verwirft, verringert die Winkelauflösung um den Faktor 1,10 auf:

$$\boxed{\sigma^B_{63\%} = 0,729^0 \pm 0,003^0}$$

Der Parameter r_P eignet sich also viel besser als der Randschnitt zur Selektion von Ereignissen mit gut rekonstruierbarer Richtung. Mit dem neuen Verfahren erhält man ohne Schnitte: $\sigma_{63\%} = 0,701^0 \pm 0,003^0$ und mit dem Schnitt in r_P:

$$\boxed{\sigma^C_{63\%} = 0,638^0 \pm 0,003^0.}$$

[3] Die angegebenen Fehler sind die statistischen Fehler. Die in der Methode der Bestimmung der Winkelauflösung begründeten Fehler sind sehr viel größer ($\approx 10\%$). Dies wird in den folgenden Abschnitte deutlich werden.

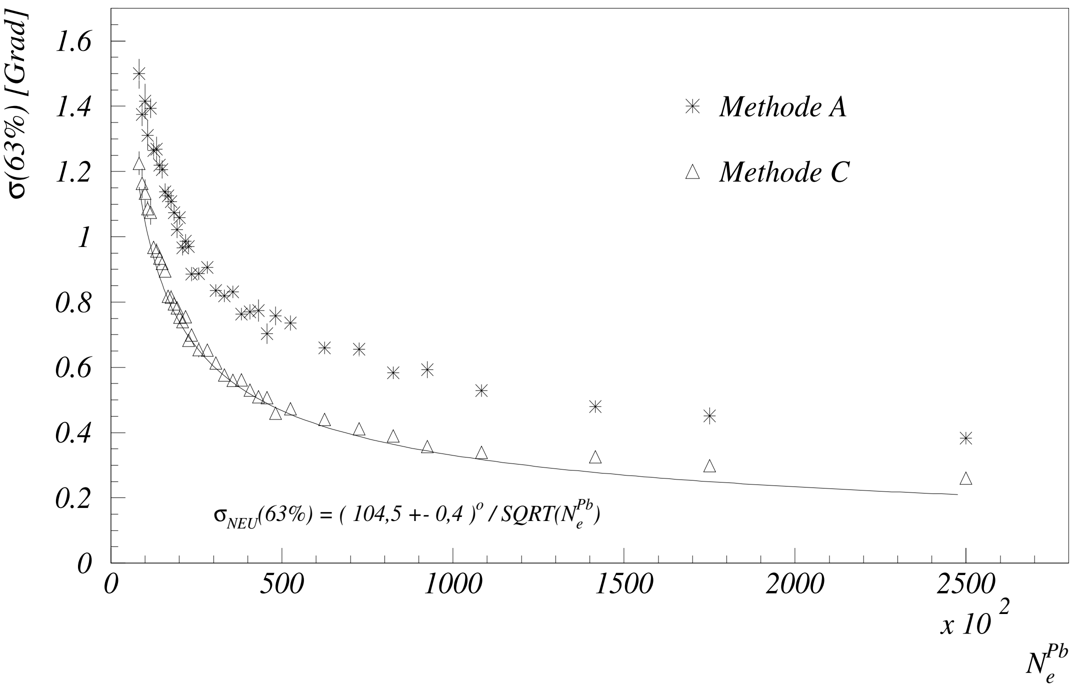

Abbildung 4.2: Die Winkelauflösung $\sigma_{63\%}$ als Funktion der (mit dem Verfahren aus **Methode B***) rekonstruierten Schauergröße N_e^{Pb} für* **Methode A** *und* **Methode C***. (Daten)*

Im Vergleich zu der in der bisherigen HEGRA-Analyse verwendeten Prozedur führt **Methode B** zu einer um den Faktor 1,26 besseren Winkelauflösung. **Methode C** erzielt eine um den Faktor 1,45 bessere Rekonstruktionsgüte. Abbildung 4.1 zeigt $\sigma_{63\%}$ als Funktion der Anzahl der Zähler mit einem Zeitsignal für den Algorithmus aus **Methode A** und für **Methode C**. Entlang des ganzen Spektrums ist $\sigma_{63\%}$ für **Methode A** deutlich größer als für **Methode C**. In Abbildung 4.2 ist $\sigma_{63\%}$ für die gleichen Verfahren als Funktion der rekonstruierten Schauergröße N_e^{Pb} (Anzahl der Elektronen und Positronen des Schauers hinter Blei) aufgetragen. Für **Methode A** erkennt man eine besonders schlechte Rekonstruktionsgüte bei $N_e^{Pb} \approx 50.000$. Dies bedeutet nicht, daß die Winkelauflösung für diese Ereignisse tatsächlich so schlecht ist, vielmehr wird schlecht rekonstruierbaren Ereignissen häufig gerade diese Schauergröße zugewiesen. Für **Methode C** läßt sich die Abhängigkeit für $N_e^{Pb} \in [8 \cdot 10^3, 2,5 \cdot 10^5]$ in guter Näherung durch die einfache Relation

$$\boxed{\sigma_{63\%}^{C}(N_e^{Pb}) \approx \frac{104,5^0 \pm 0,4^0}{\sqrt{N_e^{Pb}}}}$$

beschreiben. Die rekonstruierte Schauergröße N_e^{Pb} hängt stark von den Eigenheiten des Detektors, insbesondere der Dicke der Bleibedeckung der Szintillationszähler ab. Eine universellere Parametrisierung, die es erlaubt, die Winkelauflösungen verschiedener Experimente miteinander zu vergleichen, beschreibt die Rekonstruktionsgüte als Funktion der Anzahl N_e^O der Elektronen und Positronen, die der Schauer auf Detektorhöhe enthielte, wenn er nicht mit dem Blei der Zähler wechselwirken würde. Berechnet man N_e^O aus N_e^{Pb} für jeden Schauer mit Hilfe der Formel 3.1, so folgt $\sigma_{63\%}^{C}(N_e^O)$ für $N_e^O \in [1,5 \cdot 10^3, 3 \cdot 10^5]$ einem Potenzgesetz:

$$\boxed{\sigma_{63\%}^{C}(N_e^O) \approx \frac{19,6^0 \pm 1,0^0}{{N_e^O}^{\,(0,36 \pm 0,06)}}.}$$

Interessant ist, wieviel die einzelnen Details der **Methode C** zur Verbesserung der Richtungsrekonstruktion beitragen:

1. **Einfluß der Anzahl der Anpassungsschritte und der Anzahl der verworfenen Zeitwerte:** Der Effekt des Mehrfachanpassens und des Ausschließens von Meßwerten auf die Winkelauflösung ist stark von der *Datenqualität* abhängig. Der hier verwendete Datensatz ist von guter Qualität. Reduziert man die Anzahl der in **Methode B** ausgeführten Anpassungsschritte von zwei auf einen, wobei also alle gemessenen Meßwerte auch in die Rekonstruktion eingehen, so erhält man statt $\sigma^B_{63\%} = 0,729^0$ den um 12% schlechteren Wert $\sigma_{63\%} = 0,835^0 \pm 0,004^0$. Führt man drei statt zwei Schritte durch und benutzt die in **Methode C** gewählten Ausschlußkriterien, so verringert sich die Winkelauflösung nur insignifikant.

   Für Kapitel 5 wurden die $\sigma_{63\%}$-Werte auch für die Daten des 20.1.94 mit dem Schachbrettverfahren bestimmt. Das Anpassen in nur einem Schritt führt bei diesem Datensatz zu einer um ganze 19% schlechteren Winkelauflösung und das Anpassen in drei Schritten zu einer um den Faktor 1,5 besseren Auflösung bei großen Schauern. Das Mehrfachanpassen sorgt also für eine um mindestens 13% bessere Richtungsbestimmung und ist bei der Analyse schlechter Daten besonders wichtig.

2. **Einfluß der neuen Schauerfront und der neuen Gewichte:** Ausgehend von dem Rekonstruktionsverfahren aus **Methode B** entfällt etwa die Hälft der Verbesserung der Winkelauflösung auf die Verwendung der auch von der Anzahl der registrierten Teilchen abhängigen Schauerfront und die andere Hälfte auf die Verwendung der Schauerachsenabstands- *und* teilchenzahlabhängigen Gewichtsfunktion. Die Verwendung der für jeden der drei Anpassungsschritte der χ^2-Minimierung bestimmten Gewichtsfunktion $W_i(r, N), i = 1..3$ führt zu der *gleichen* Winkelauflösung wie die dreimalige Verwendung nur der ersten $W_1(r, N)$.

4.3 Der Vergleich Szintillatormatrix - AIROBICC

Die Detektorkomponenten Szintillatormatrix und AIROBICC werden in mondlosen, wolkenfreien Nächten simultan betrieben und vermessen die gleichen Luftschauer. Zu jedem registrierten Ereignis liefern die beiden Komponente je einen Datensatz, die zwei nahezu unabhängige Rekonstruktionen der Schauerrichtung zulassen. Diese sind nicht vollständig unabhängig, da in beiden der gleiche rekonstruierte Kernort eingeht. Die Winkeldifferenzen zwischen beiden Richtungen rühren von den statistischen Fluktuationen und systematischen Verkippungen der beiden Rekonstruktionen her. Die genannten Fehler addieren sich *quadratisch* zum Gesamtfehler, der von dem Anteil der Szintillatormatrix dominiert wird. Letzterer ($\approx 0,6^0$) läßt sich deshalb auch bei nur ungenauer Kenntnis der Winkelauflösung AIROBICCs ($\approx 0,2^0$) mit diesem Verfahren abschätzen.

Nach einer Beschreibung der Richtungsrekonstruktion aus AIROBICC-Daten wird die aus den Winkeldifferenzen ableitbare Winkelauflösung der Szintillatormatrix untersucht.

4.3.1 Rekonstruktion der Schauerrichtung für den AIROBICC-Detektor

Die mit dem AIROBICC-Detektor erzielte Winkelauflösung ist aus zwei Gründen beträchtlich kleiner als die mit der Szintillatormatrix erreichte. Zum einen ist die Statistik der Tscherenkovphotonen in der Lichtschauerfront wesentlich höher als die Statistik der hochenergetischen Teilchen in der Teilchenschauerfront. Zum anderen ist die Kegelsteigung des Tscherenkovlichtkegels ($\approx 5\,ns/100\,m$) nur 1/3 so groß wie die Kegelsteigung der Teilchenschauerfront ($\approx 13\,ns/100\,m$). Fehler durch einen verschobenen rekonstruierten Kernort sind deshalb bei der Ermittlung der Schauerrichtung aus der Abtastung des Tscherenkovlichtkegels kleiner.

Zur Ermittlung der Schauerrichtung aus den Zeitsignalen der AIROBICC-Matrix wähle ich folgendes Verfahren:
Der Kernort wird weiterhin nur aus den von der Szintillatormatrix gelieferten Pulsamplituden bestimmt. Zur Richtungsanpassung wird das in [6] vorgestellte Verfahren übernommen. Ein Kegel der Steigung $5,6\,ns/100\,m$ wird in 3 Schritten durch eine χ^2-Minimierung an die Zeitsignale adaptiert. Nach der ersten Anpassung werden Zeitsignale, die mehr als $20\,ns$ und nach der zweiten Anpassung, solche, die mehr als $3,4\,ns$ von dem adaptierten Kegel abweichen, verworfen. Abbildung 4.3 zeigt die Abweichungen der Zeitsignale ($10\,m$ Randschnitt, $r_P < 63\,m$) von dem so angepaßten Kegel für vier Schauerachsenabstände r. Die Breiten der Verteilungen sind nahezu gleich, was die Tatsache widerspiegelt, daß sie nicht durch die Statistik der Schauerfront, sondern durch die Detektorauflösung und durch die Rekonstruktionsmethode hervorgerufen werden. Nur die Breite der Verteilung für $r < 10\,m$ ist aufgrund des Fehlers in der Kernortbestimmung größer als die restlichen Breiten.

Betrachtet man die Abweichungen der Zeitsignale für jeden einzelnen Zähler, so stellt man fest, daß die Verteilungen für etwa 30% der Zähler nicht um den Nullpunkt zentriert sind und die Mittelwerte der Zeitsignale um bis zu einigen Nanosekunden von den Mittelwerten der restlichen Zähler abweichen. Dies erklärt man durch Fehler in der Elektonik, durch Änderungen der Länge der Kabel zwischen Zähler und Datennahmestelle z.B. nach der Reperatur einzelner Zähler und durch fehlerhaft bestimmte Detektorkoordinaten. In [6] wurden diese Verschiebungen ausgeglichen, indem die Mittelwerte der Verteilungen als Korrektur der benutzten Signallaufzeiten verwendet werden. Dieses Verfahren ist nicht ganz unproblema-

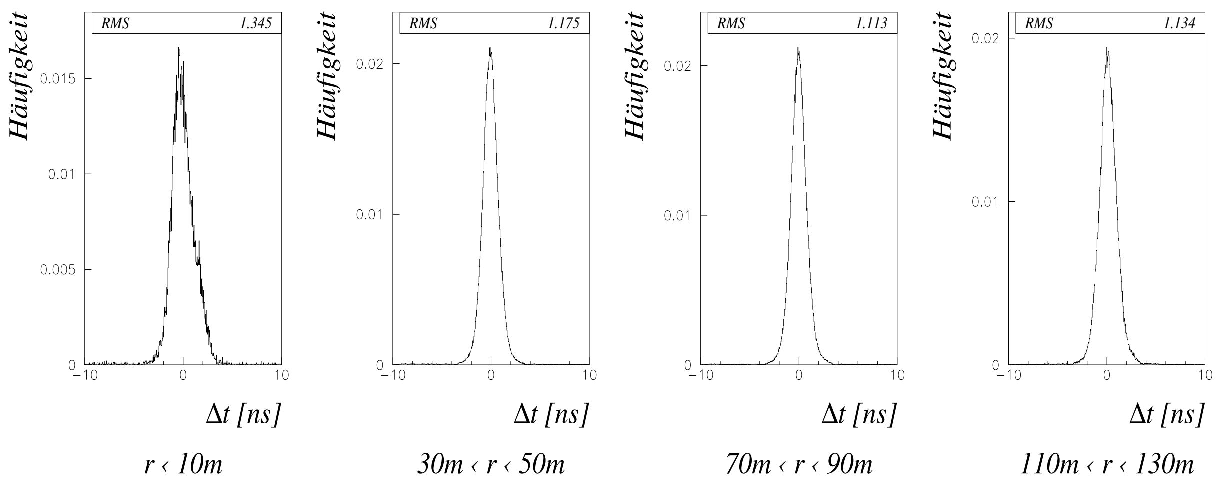

Abbildung 4.3: Die Abweichungen Δt der Zeitsignale von dem angepaßten Kegel für vier Bereiche des Schauerachsenabstandes r. (Daten des AIROBICC-Detektors)

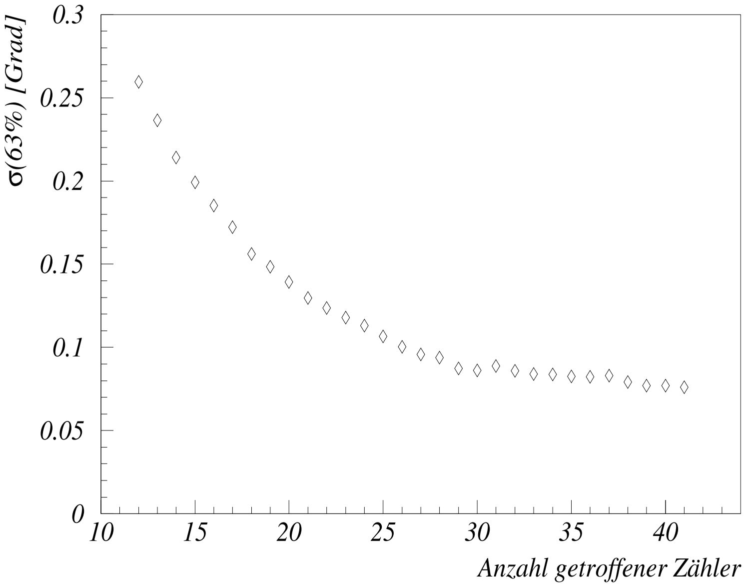

Abbildung 4.4: Die Winkelauflösung AIROBICCs als Funktion der Anzahl der Zähler mit einem Zeitsignal (Die statistischen Fehler sind kleiner als 2%). (Daten)

tisch. Die statistischen Fehler in der Richtungsbestimmung werden zwar nach der Korrektur geringer, aber unter Umständen handelt man sich im Gegenzug systematische Fehler ein. In Zukunft wird versucht werden, die Entstehung einer Verschiebung schnell zu registrieren und die Ursache der Verschiebung aufzuklären. Für die folgenden Untersuchungen wird noch das zuvor beschriebene Verfahren verwendet. Systematische Effekte in der rekonstruierten Richtung werden im nächsten Abschnitt behandelt.

Im folgenden wird die mit diesem Verfahren erreichte Winkelauflösung mit den gleichen Schnitten bestimmt, die in [6] verwendet wurden. Nur Ereignisse, bei denen mindestens 12 AIROBICC-Zähler ein Zeitsignal lieferten, das normierte χ^2 der Richtungsanpassung kleiner als 2,0 ist und die einem $5\,m$-Randschnitt genügen, werden zur Analyse zugelassen. In Abbildung 4.4 ist die Winkelauflösung als Funktion der AIROBICC-Zähler mit einem Zeitsignal aufgetragen. Für alle zugelassenen Schauer erhält man:

$$\boxed{\sigma_{63\%} = 0,142^0 \pm 0,001^0}$$

In [6] wird als Ergebnis des Schachbrettverfahrens $\sigma_{63\%} = 0,21^0$ angegeben. Das hier angegebene Ergebnis ist um den Faktor 1,47 besser, was sich durch folgende Faktoren erklären läßt:

1. in [6] wurde der Kernort zwar unter Zuhilfenahme der Pulsamplituden der AIROBICC-Detektoren, aber ohne die Berücksichtigung der zentralen Verdichtung der Szintillatormatrix bestimmt. Der resultierende Fehler in der Kernortrekonstruktion ist wesentlich größer als bei dem hier verwendeten Verfahren.

2. das vom Autor in [6] zur χ^2-Anpassung des Kegels verwendete Minimierungsverfahren bricht den Minimierungsvorgang schon relativ frühzeitig ab. Dies führt im Falle der Tscherenkov-Matrix zu einem schlechteren Ergebnis.

Auf die bessere Kernortbestimmung entfallen etwa 85% und auf die gründlichere Minimierung etwa 15% der Verbesserung.

4.3.2 Winkeldifferenzen zwischen den aus Szintillatormatrix und AIROBICC-Detektor gewonnenen Richtungen

Die Untersuchung der Winkelabstände der mit der Szintillatormatrix und dem AIROBICC-Detektor bestimmten Richtungen liefert Aufschlüsse über die Winkelauflösung beider Matrizen *und* über systematische Kippeffekte zwischen den beiden Richtungen.

Der $\sigma_{63\%}$-Wert der Winkeldifferenzen σ_{S-A} setzt sich aus den Winkelauflösungen der beiden Detektorfelder σ_S und σ_A (beides 63%-Werte) und eventuellen Korrelationen K zwischen den beiden Richtungen zusammen:

$$\sigma_{S-A}{}^2 = \sigma_S{}^2 + \sigma_A{}^2 + K \tag{4.1}$$

Der Summand K wird durch die Natur der Schauer im Zusammenspiel mit den Eigenschaften der Rekonstruktionsverfahren und dem Verhalten der Detektorfelder bestimmt. Da σ_A klein ist, sollte für angemessene Rekonstruktionsverfahren auch K klein sein und somit sollte

$$\sigma_S \approx \sqrt{\sigma_{S-A}{}^2 - \sigma_A{}^2}$$

auch bei nur ungenauer Kenntnis von σ_A eine schon gute Abschätzung der Winkelauflösung der Szintillatormatrix liefern. Arbeitet eines der beiden Detektorfelder nicht einwandfrei, so macht sich dies in einem unerwartet großen σ_{S-A} bemerkbar. Die Analyse der experimentell gewonnenen Winkelabstände ist daher auch ein sensibler Test der Funktionstüchtigkeit des Detektors.

In Abbildung 4.5,links sind die mit dem Schachbrettverfahren ermittelten Winkelauflösungen der Szintillatormatrix $\tilde{\sigma}_S$ (**Methode C**) und des AIROBICC-Detektors $\tilde{\sigma}_A$, sowie die

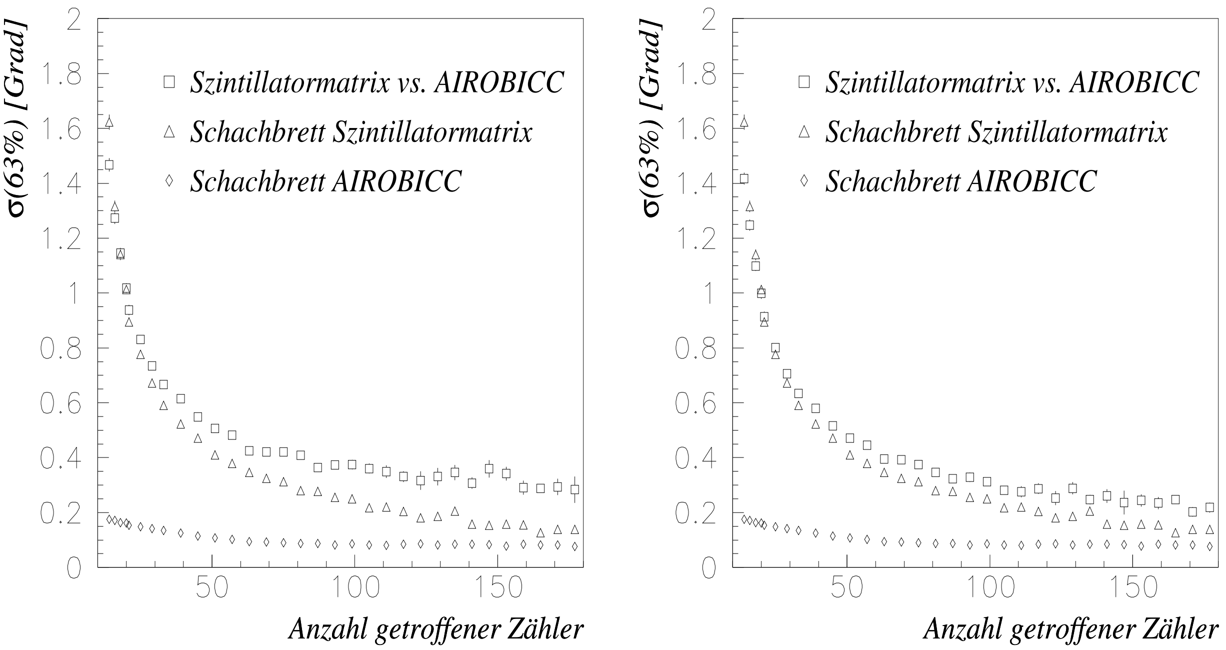

Abbildung 4.5: Die aus dem Vergleich Szintillatormatrix-AIROBICC bestimmte Winkelauflösung der Szintillatormatrix im Vergleich zu der aus dem Schachbrettverfahren bestimmten Winkelauflösungen der beiden Matrizen. Links ohne die Korrektur der systematischen Kippung und rechts mit der Korrektur. (Daten)

aus den Winkeldifferenzen gemäß $\sigma_S = \sqrt{\sigma_{S-A}{}^2 - \tilde{\sigma}_A^2}$ bestimmte Auflösung der Szintillatormatrix für **Methode C** dargestellt. Für die zugelassenen Ereignisse wurden mindestens 14 getroffene Szintillationszähler und mindestens 12 getroffene AIROBICC-Zähler gefordert. Die aus dem Vergleich Szintillatormatrix-AIROBICC gewonnenen $\sigma_{63\%}$-Werte sind im Vergleich zu den mit dem Schachbrettverfahren ermittelten unerwartet groß (vgl. die Kurve für simulierte Schauer S. 54). Die Differenz ist für große Schauer bis zu $\approx 0,2^0$. Es muß also systematische Differenzen in den mit beiden Matrizen ermittelten Richtungen geben.

Abbildung 4.6 zeigt für die rekonstruierten Richtungen der Daten einer Nacht die Mittelwerte der Differenzen der von beiden Detektorfeldern gelieferten Zenitwinkel als Funktion des rekonstruierten Azimutwinkels. Man sieht eine sinusförmige Abhängigkeit, die auf eine gekippte Lage der beiden Detektorfelder zueinander hindeutet. Die Kippachse liegt fast parallel zur Nord–Süd-Richtung und die Amplitude beträgt $\approx 0,23^0$.
Die Phase und die Amplitude der Kurve hängen von dem zugelassenen Zenitwinkel- und Schauergrößenbereich sowie der Feinkalibration des AIROBICC-Detektors ab. Die systematischen Richtungsdifferenzen sind also nur *im Mittel* über die registrierten Zenitwinkel und Schauergrößen gleich einer Verkippung der beiden Detektorfelder zueinander. Die mittlere Verkippung der Szintillatormatrix im Vergleich zu dem AIROBICC-Detektor in Ost-Richtung stimmt nicht mit der aus der Abbildung des Mondschattens bestimmten Fehlorientierung der Szintillatormatrix in Süd-Südwest Richtung überein. Der Effekt läßt sich nicht auf die unsymmetrische Lage der zentralen Verdichtung der Szintillatormatrix zurückführen, denn er ist in gleichem Maße vorhanden, wenn man diese bei der Rekonstruktion der Ereignisse nicht berücksichtigt.

Die annähernde Übereinstimmung der Kippachse mit der Nord—Süd-Richtung legt die Vermutung nahe, es handle sich um einen durch das Erdmagnetfeld hervorgerufenen Effekt. Das Magnetfeld könnte den Tscherenkovlichtkegel und die Teilchenschauerfront unterschiedlich beeinflussen. Bei der Generierung der Monte-Carlo-Schauer wurde auch das Erdmagnetfeld berücksichtigt. Es konnte daher auch in den simulierten Ereignissen nach den mittleren Zenitwinkeldifferenzen in Abhängigkeit des Azimutwinkels gesucht werden. Ein Problem bei

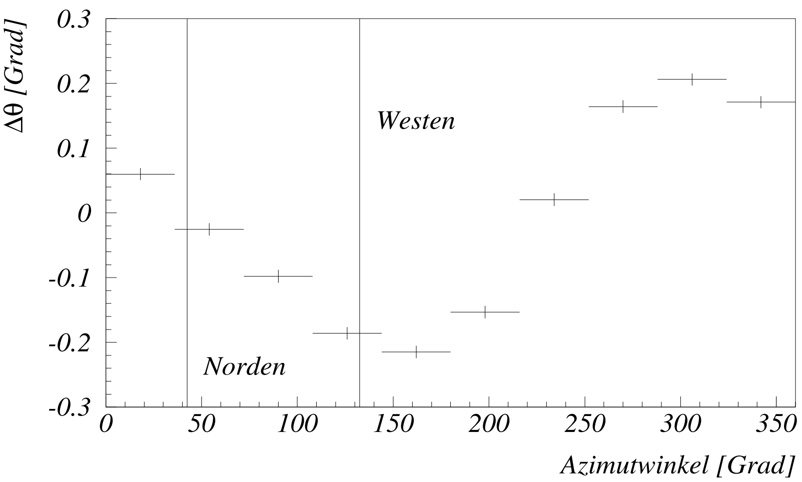

Abbildung 4.6: Die mittlere Differenz $\Delta\theta = \theta_S - \theta_A$ der von der Szintillatormatrix und des AIROBICC-Detektors gelieferten Zenitwinkel als Funktion des von AIROBICC bestimmten Azimutwinkels. (Daten)

der Untersuchung der stark fluktuierenden Zenitwinkeldifferenzen war die geringe Anzahl der zur Verfügung stehenden simulierten Schauer. Für die Untersuchung wurden deshalb nicht Ereignisse verarbeitet, wie sie die HEGRA-Anlage liefert, sondern es wurde mit hypothetischen Detektorfeldern gearbeitet. Die benutzten Felder waren $300\,m \times 300\,m$ groß und der Abstand benachbarter Detektoren betrug für die Szintillatormatrix $7,5\,m$ und für den Tscherenkovlichtdetektor $15\,m$. Die ausgedehnten und dichten Detektormatrizen erlauben die Rekonstruktion der Schauerrichtung mit einem sehr kleinem statistischen Fehler. Für die so rekonstruierten Daten läßt sich eine Ost—West-Verkippung für den Teilchenkegel größer als $0,1^0$ und für den Lichtkegel größer als $0,03^0$ ausschließen.

Bestimmt man nun die Winkelauflösung aus den Winkelabständen, wobei vor der Ermittlung des Winkelabstandes eine der Richtungen um die aus Abbildung 4.6 bestimmte Achse gekippt wird, so erhält man tatsächlich ein befriedigendes Ergebnis (s. Abbildung 4.5, rechts).

Für die noch verbleibende Differenz zwischen σ_S und $\tilde{\sigma}_S$ sind mehrere Effekte verantwortlich (vgl. die Ergebnisse des nächsten Abschnitts):

1. Die mit dem Schachbrettverfahren bestimmte Winkelauflösung ist für alle Schauergrößen zu gut, da die Methode unempfindlich gegenüber systematischen Fehlern, wie z.B. dem Fehler in der Kernortbestimmung, ist.

2. Für kleine Schauer wird der erste Effekt durch die Tatsache kompensiert, daß eine ungleichmäßige Aufteilung der Zähler auf die beim Schachbrettverfahren verwendeten Teilfelder zu einem größeren Winkelfehler führt.

3. Der Vergleich Szintillatormatrix–AIROBICC kann zu kleine Fehler ergeben, weil Effekte wie z.B. das Auftreten von Subschauern oder ein gegenüber dem wahren Kernort verschobener rekonstruierter Kernort die von den beiden Matrizen gelieferten Richtungen tendenziell in die gleiche Richtung verkippen.

4. Für große Schauer machen sich im Vergleich Szintillatormatrix–AIROBICC die noch nicht vollständig geklärte Systematik der Verkippung der Richtungen der beiden Matrizen bemerkbar.

Die Größe der Effekte hängt auch von der Selektion der Ereignisse ab. Zusammenfassend kann man festhalten, daß sich die noch nicht ganz verstandene Systematik zwischen den rekonstruierten Richtungen der beiden Matrizen *größtenteils* durch die Drehung einer der beiden Richtungen *um eine feste Achse mit konstanter Amplitude* korrigieren läßt. Es ist ungeklärt, auf welche der beiden Detektormatrizen der Fehler zurückgeht. Mit diesem Vorwissen wird nun aus dem Vergleich Szintillatormatrix-AIROBICC die mit **Methode A** und **Methode C** erzielte Winkelauflösung ermittelt, wobei auf die systematische Verkippung korrigiert wird.

Mit **Methode A** und einem $2\,m$-Randschnitt ist[4] :

$$\boxed{\sigma^A_{63\%} = 1,03^0 \pm 0,01^0.}$$

Für **Methode C** erhält man bei Verwendung des r_P-Schnitts:

$$\boxed{\sigma^C_{63\%} = 0,67^0 \pm 0,01^0.}$$

[4]Mit dem Algorithmus aus **Methode A** ergibt sich als Funktion der Anzahl der Zähler mit einem Zeitsignal die gleiche Differenz zwischen den aus dem Vergleich Szintillatormatrix-AIROBICC und aus dem Schachbrettverfahren gewonnenen Winkelauflösungen.

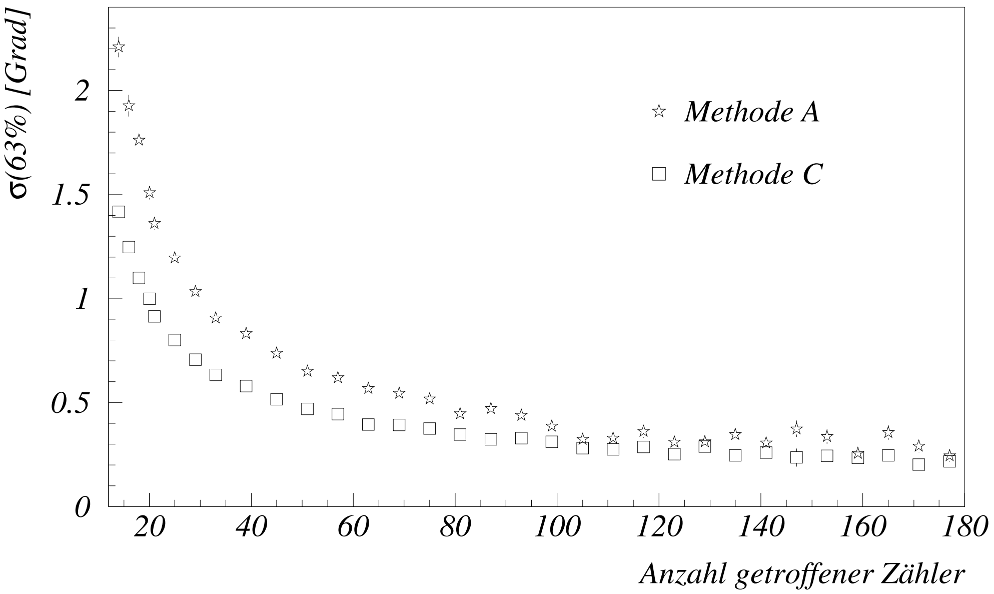

Abbildung 4.7: Die aus dem Vergleich Szintillatormatrix-AIROBICC bestimmte Winkelauflösung für **Methode A** *und* **Methode C***. (Daten)*

Mit diesem Verfahren ergibt sich also eine Verbesserung der Winkelauflösung durch **Methode C** um den Faktor 1,53. Die Winkelauflösung als Funktion der getroffenen Zähler ist in Abbildung 4.7 zu sehen. Die Werte für **Methode C** fluktuieren weniger, da schlechte Ereignisse mit Hilfe des r_P-Schnitts effizienter ausgeschlossen werden.

4.4 Rekonstruktion von simulierten Ereignissen

Simulierte Ereignisse liefern die Möglichkeit, außer den experimentell zugänglichen Größen alle gewünschten Informationen über die Entstehung und Entwicklung des Luftschauers zu studieren und deren Einfluß auf die Rekonstruktionsgüte zu untersuchen.

Zuerst wird die Winkelauflösung für mehrere der in Abschnitt 4.2 vorgestellten Verfahren behandelt. Dabei ist besonders interessant, ob das neue, an hadronischen Schauern optimierte Verfahren auch γ-induzierte Schauer entsprechend besser rekonstruiert. Des weiteren lassen sich mit Hilfe simulierter Ereignisse systematische Verkippungen der angepaßten Richtung aufspüren und die drei Verfahren zur Bestimmung der Winkelauflösung bei bekanntem, wohldeterminiertem Detektorverhalten miteinander vergleichen. Die zu diesem Zweck erzeugten Ereignisse werden in Anhang A beschrieben. Nur Ereignisse mit mindestens 14 getroffenen Szintillationszählern wurden zur Auswertung zugelassen.

4.4.1 Die Winkelauflösung für γ-induzierte Schauer

Die Hälfte der generierten Schauer sind γ-induzierte Schauer. Da sie in der γ-Astronomie eine besonders wichtige Rolle spielen, wird nun die Rekonstruktionsgüte nur für sie bestimmt. Die *Winkelauflösung* wird aus den rekonstruierten Richtungen und aus den bei Monte-Carlo-Ereignissen bekannten Einfallsrichtungen der primären Photonen als $\sigma_{63\%}$-Wert der Winkel-

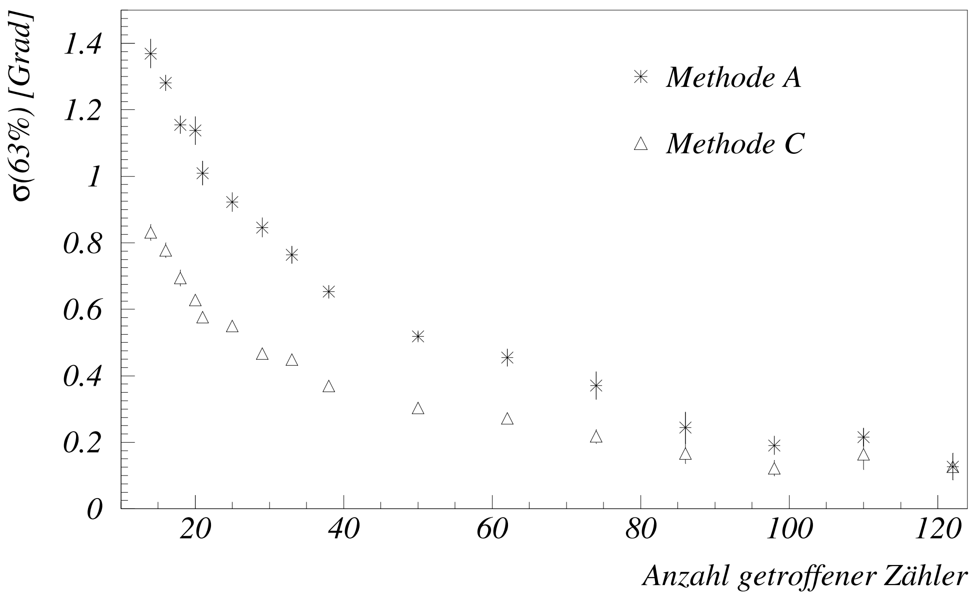

Abbildung 4.8: Die mit **Methode A** *und* **Methode C** *erzielte Winkelauflösung für γ-induzierte Schauer als Funktion der Zähler mit einem Zeitsignal. (Monte Carlo)*

abstände berechnet.
Für **Methode A** erhält man für alle γ-Schauer $\sigma^A_{63\%} = 0,84^0 \pm 0,01^0$. Mit dem $2\,m$-Randschnitt ergibt sich:

$$\boxed{\sigma^A_{63\%} = 0,81^0 \pm 0,01^0}$$

Methode C erzielt für den ungeschnittenen Datensatz: $\sigma^C_{63\%} = 0,506^0 \pm 0,002^0$. Kombiniert mit einem r_P-Schnitt von $r_P < 47\,m$, welcher genauso viele Monte-Carlo-Ereignisse wie der $2\,m$-Randschnitt verwirft, erhält man:

$$\boxed{\sigma^C_{63\%} = 0,471^0 \pm 0,006^0}$$

Auch für γ-induzierte Schauer führt also das neue Verfahren zu einer Verbesserung der Winkelauflösung. Der Verbesserungsfaktor ist sogar 1,72. Abbildung 4.8 zeigt für beide Verfahren die $\sigma_{63\%}$-Werte als Funktion der Zähler mit einem Zeitsignal. Die Verbesserung betrifft ebenfalls den gesamten Schauergrößenbereich. Man beachte, daß für sehr große Schauer die Winkelauflösung des in der Simulation einwandfrei funktionierenden Detektors tatsächlich gegen den sehr kleinen Wert von $0,15^0$ strebt.

Systematische Fehler in der Richtungsrekonstruktion lassen sich sowohl mit dem Schachbrettverfahren als auch mit dem im vorigen Abschnitt beschriebenen Vergleich Szintillatormatrix—AIROBICC schlecht untersuchen. Beim ersten Verfahren verkippen die aus den beiden Teilen der Szintillatormatrix bestimmten Richtungen tendenziell in gleicher Weise, beim zweiten Verfahren bleibt die Unsicherheit, ob nicht der systematische Fehler durch einen ähnlichen oder entgegengesetzten Effekt bei der Rekonstruktion aus den Daten des AIROBICC-Detektors abgeschwächt oder verstärkt wird. Von den hier vorgestellten Methoden ist deshalb die Rekonstruktion von Monte-Carlo-Ereignissen die einzige Möglichkeit, um verschiedene Verfahren zu untersuchen von denen man erwartet, daß sie zu besonders großen oder zu besonders kleinen systematische Fehlern neigen. Es wurde deshalb die Rekonstruktionsgüte für fünf weitere Verfahren mit Hilfe der γ-Schauer getestet. Im Abschnitt 4.4.3 werden für **Methode A** und **Methode C** die systematischen Fehler genauer untersucht.

Das einfachste Verfahren zur Bestimmung der Schauerrichtung ist das **Anpassen einer Ebene mit konstanten Gewichten** an die Zeitsignale. Dieses Verfahren wurde bis zur zweiten Hälfte der achtziger Jahre von fast allen Experimenten zur Auswertung der Daten der Szintillationszählermatrizen benutzt. Da sie auch verwendet werden kann, wenn aufgrund von Detektordefekten der Kernort nicht rekonstruiert werden kann, ist es interessant zu wissen, um wieviel schlechter dieses Verfahren als die anderen hier vorgestellten Methoden ist. Für alle Ereignisse erhält man: $\sigma_{63\%} = 2,57^0 \pm 0,02^0$. Mit dem Schnitt in r_P: $\sigma_{63\%} = 2,45^0 \pm 0,02^0$. Die ausgefeilteren Verfahren bringen also eine Verbesserung um einen Faktor 5. Da man bei diesem Verfahren besonders große systematische Fehler erwartet, verwundert es nicht, daß die mit dem Schachbrettverfahren bestimmte Winkelauflösung um einiges kleiner ist: $\sigma_{63\%} = 1,344^0 \pm 0,005^0$ (mit $r_P < 47\,m$). Aus dem Vergleich Szintillatormatrix-AIROBICC dagegen erhält man ebenfalls mit $r_P < 47\,m$ den realistischen Wert $\sigma_{68\%} = 2,74^0 \pm 0,01^0$.

In Abschnitt 3.3.4.3 wurde die Möglichkeit angesprochen, daß Abweichungen von der Strategie, die beste Anpassung im Sinne der Maximum-Likelihood-Forderung zu erreichen, zu einer besseren Rekonstruktionsgüte führen könnten. Es wurde probehalber versucht, **weit von der Schauerachse entfernte Szintillationszähler** zur Bestimmung der Richtung **nicht zuzulassen**. Da man sich von den Verfahren verspricht, daß sie die systematischen Fehler verringern, werden sie an dieser Stelle untersucht. Verwendet man **Methode C**, läßt aber nur Detektoren zur Auswertung zu, die sich weniger als R_{MAX} von der Schauerachse entfernt befinden, so erhält man für $R_{MAX} = 100\,m, 130\,m, 160\,m$ folgende Ergebnisse (mit $r_P < 47\,m$):

R_{MAX}	$\sigma_{63\%}$
$100\,m$	$0,482^0 \pm 0,005^0$
$130\,m$	$0,472^0 \pm 0,006^0$
$160\,m$	$0,473^0 \pm 0,005^0$

Gewichtet man die weiter als $130\,m$ von der Achse entfernten Zähler weniger gemäß $W(r > 130\,m) = W(r) * r/130\,m$, so ist $\sigma_{63\%} = 0,471^0 \pm 0,006^0$. Auch in Abhängigkeit der Schauergröße zeigen sich keine signifikanten Verbesserungen oder Verschlechterungen. Weit von der Schauerachse entfernte Zähler gehen durch die Radialabhängigkeit scheinbar wenig in das Ergebnis ein. Um Rechenzeit zu sparen, könnte man also weit entfernte Zähler verwerfen.

4.4.2 Die Rekonstruktionsgüte für protoneninduzierte Schauer

Für die protoneninduzierte Hälfte des generierten Schauersatzes erhält man mit **Methode A** und einem $2\,m$-Randschnitt:

$$\boxed{\sigma^A_{63\%} = 0,967^0 \pm 0,007^0}$$

und für **Methode C** mit dem Schnitt $r_P < 47\,m$:

$$\boxed{\sigma^C_{63\%} = 0,538^0 \pm 0,006^0.}$$

Die bestimmten Winkelauflösungen sind für protoneninduzierte Schauer also um etwa 15% schlechter als für γ-induzierte.

4.4.3 Systematische Verkippung der angepaßten Richtung am Rande des Detektorfeldes

Die systematischen Verkippungen der rekonstruierten Richtung gegen die wahre Richtung sind aus Symmetriegründen für Schauer mit Kernorten in der Nähe des Randes des Detektorfeldes besonders groß. Ebenfalls aus Symmetriegründen erwartet man, daß die **Achse** $A_{\vec{r}}$, um welche die rekonstruierte Richtung bezüglich der wahren Richtung verkippt, in der Ebene des Detektorfeldes liegt und in etwa senkrecht zu dem Vektor $\vec{r}$ steht, der das Zentrum des Detektorfeldes mit dem jeweiligen Schauerkernort verbindet (vgl. auch die Untersuchungen in [19]).

Eine geeignete Größe zur Untersuchung der systematischen Fehlrekonstruktion ist daher der mittlere Winkel δ um den die rekonstruierte Richtung gegenüber der wahren Richtung um die zu dem jeweiligen Schauerkernort gehörende Achse $A_{\vec{r}}$ gedreht ist. Abbildung 4.9 zeigt diesen mittleren Winkel δ für **Methode A** und **Methode C** als Funktion des Abstandes r des wahren Schauerkernortes vom Detektorfeldzentrum in Maximumsnorm (vgl. S. 22) für alle Schauer des simulierten Datensatzes.

Man sieht, daß für *beide* Verfahren die systematische Verkippung für die Schauer mit dem wahren Kernort **innerhalb** des Detektorfeldes ($r < 90\,m$) *sehr gering* ist. Für diese Schauer

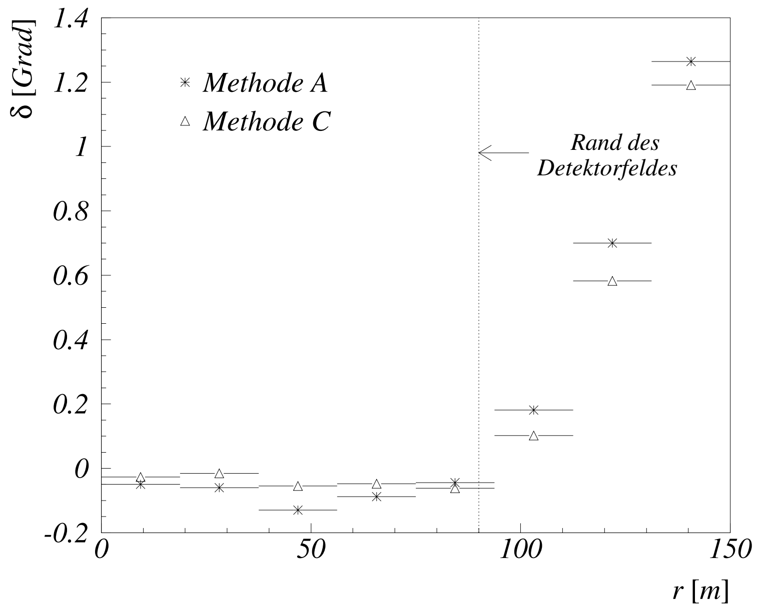

Abbildung 4.9: Für **Methode A** *und* **Methode B** *der mittlere Winkel δ um den die rekonstruierte Richtung gegenüber der wahren Richtung um die Achse $A_{\vec{r}}$ verkippt (vgl. Text) als Funktion des Abstandes r des wahren Schauerkernortes zum Feldzentrum in Maximumsnorm. Negative Werte von δ bedeuten ein Verkippen der rekonstruierten Richtung im Vergleich zu der wahren Richtung in Richtung zum Zentrum des Detektorfeldes, also nach "innen". (Monte Carlo)*

kippt die rekonstruierte Richtung für beide Verfahren leicht in die Richtung des Detektorzentrums (nach "innen"). Für **Methode A** (maximal $0,1^0$) ist sie etwa *doppelt so groß* wie für **Methode C** (maximal $0,05^0$). Dies ist sowohl auf die bessere Beschreibung der mittleren Schauerfront durch das in **Methode C** benutzte Parabelgebilde, als auch auf die Verwendung der von der Teilchendichte und dem Schauerachsenabstand abhängigen Gewichtsfunktion zurückzuführen. Das mit Hilfe von *experimentellen Daten* entwickelte Rekonstruktionsverfahren zeigt also auch für die *simulierten Ereignisse* sehr geringe systematischen Fehler.

Die rekonstruierte Richtung für die Schauer mit dem wahren Kernort **außerhalb** des Detektorfeldes ($r > 90\,m$) verkippt für beide Verfahren im Mittel nach "außen". Diese Verkippung ergibt sich aus der fehlerhaft rekonstruierten Schauerkernposition und der Geometrie der Schauerfront. Für große r wird der Betrag der Kippung durch den Winkel, der auch die Kegelsteigung der Schauerfront charakterisiert, bestimmt.

4.4.4 Vergleich zwischen den drei vorgestellten Verfahren zur Untersuchung der Winkelauflösung

Auch an simulierten Ereignissen kann man das Schachbrettverfahren anwenden. Somit läßt sich feststellen, in welchem Maße die mit dem Schachbrettverfahren berechnete Winkelauflösung von der "wahren" Winkelauflösung abweicht. Als wahre Winkelauflösung ist die Winkelauflösung gemeint, die, wie dies in den obigen Abschnitten geschehen ist, aus den für Monte-Carlo-Schauer bekannten Winkelabständen zwischen rekonstruierter Richtung und wahrer Richtung bestimmt wird. In Abbildung 4.10 sind für die simulierten protoneninduzierten Schauer die mit dem Schachbrettverfahren abgeschätzten $\sigma_{63\%}$-Werte und die aus den tatsächlichen Fehlweisungen bestimmten Werte für **Methode C** eingetragen, wobei die zugelassenen Ereignisse dem Schnitt $r_P < 47\,m$ genügen. Die mit dem Schachbrettverfahren bestimmten $\sigma_{63\%}$-Werte sind über fast den ganzen Bereich geringer. Das Gesamtergebnis ist für das Schachbrettverfahren um etwa 10% zu klein[5]. Dies spiegelt die Tatsache wider, daß nicht alle systematischen Effekte vom Schachbrettverfahren entdeckt werden. Bei kleinen Schauern wird dies durch den Effekt kompensiert, daß ungleichmäßige Aufteilungen der Zähler auf die beiden Submatrizen zu große Winkeldifferenzen mit sich bringen. Vergleicht man die mit dem Schachbrettverfahren bestimmte Winkelauflösung für den experimentell gewonnenen und den simulierten Datensatz, so fällt auf, daß die Winkelauflösung für die Monte-Carlo-Schauer um etwa 20% kleiner ist als für die HEGRA-Schauer. Die Abweichungen verwundern nicht, da bei den simulierten Ereignissen weder die Ungenauigkeit in der Vermessung der Zählerpositionen noch in der Kabellängenbestimmung existiert.

Für die Monte-Carlo-Studie des Vergleichs Szintillatormatrix-AIROBICC standen nur sehr wenige Ereignisse gemischter Komposition zur Verfügung (vgl. Anhang A). Die mit der geringen Statistik für $r_P < 47\,m$ und mit **Methode C** gewonnenen Ergebnisse zeigt Abbildung 4.11. Über das gesamte Schauergrößenspektrum ergeben das Schachbrettverfahren und der Vergleich Szintillatormatrix-AIROBICC tendenziell zu kleine Winkelauflösungen. Bei beiden Verfahren werden die systematischen Kippeffekte nicht vollständig nachgewiesen. Wie schon erläutert, wird dies beim Schachbrettverfahren bei kleinen Schauern durch ungünstig auf die Subgruppen aufgeteilte Zähler teilweise kompensiert.

[5] Die Winkelauflösung für γ-Schauer ist um etwa 15% besser ist als die Winkelauflösung für p-Schauer (vgl. Abschnitt 4.4.2). Das auf die hadronischen Schauer der Daten angewendete Schachbrettverfahren wird also in guter Näherung die Winkelauflösung der γ-Schauer ergeben.

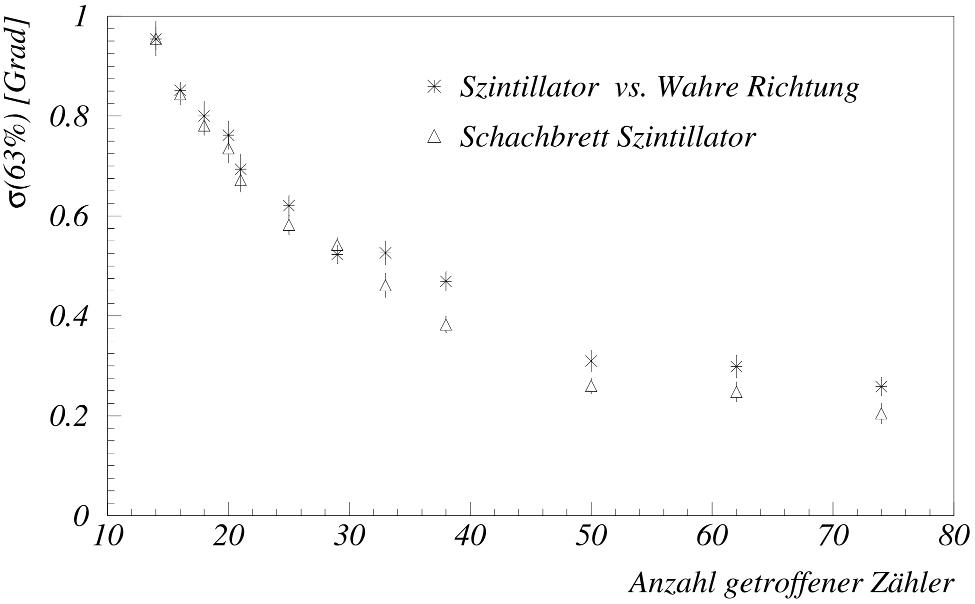

Abbildung 4.10: Die wahre Winkelauflösung im Vergleich zu der mit dem Schachbrett bestimmten (nur protoneninduzierte Schauer, **Methode C**). *(Monte Carlo)*

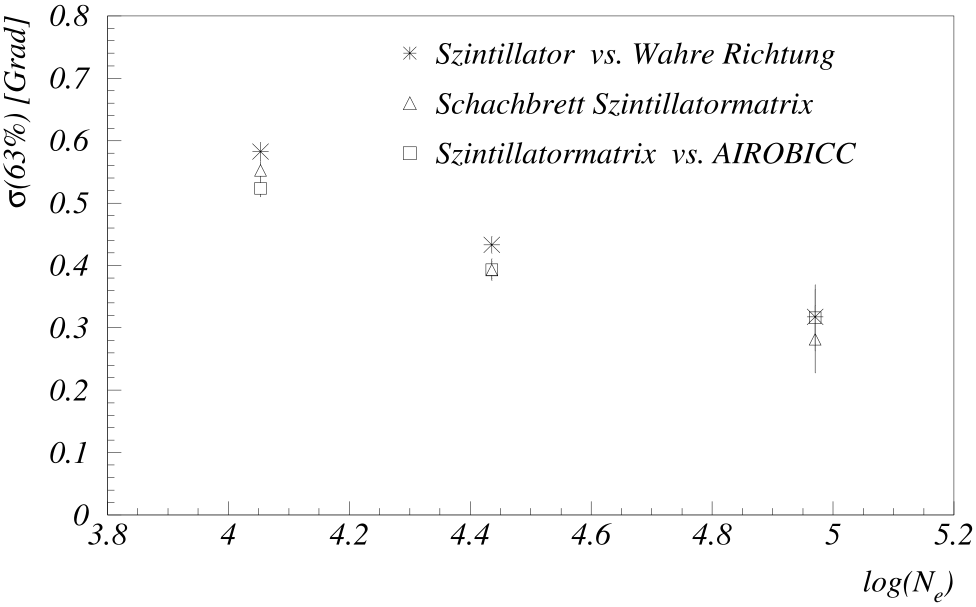

Abbildung 4.11: Für einen sehr kleinen Datensatz ist die wahre Winkelauflösung zusammen mit der mit dem Schachbrettverfahren ermittelten und mit der mit dem Vergleich Szintillatormatrix–AIROBICC bestimmten dargestellt (γ-,p-,α-,O-,Fe-Schauer, **Methode C**). *(Monte Carlo)*

4.5 Schlußfolgerung

Mit den drei hier vorgestellten Verfahren zur Untersuchung der Winkelauflösung konnte gezeigt werden, daß die neue Methode zur Ermittlung der Schauerrichtung eine *um einen Faktor von etwa 1,5 bessere Winkelauflösung* erzielt als die in der bisherigen HEGRA-Analyse verwendete. Nur mittels der Analyse von Monte-Carlo-Ereignissen ließ sich die Güte der Methode an γ-induzierten Schauern überprüfen. Das Studium der simulierten Schauer zeigte ferner, daß die neue Methode nur zu einer *sehr geringen* systematischen Verkippung der rekonstruierten Richtung führt und daß sowohl das Schachbrettverfahren als auch der Vergleich Szintillatormatrix-AIROBICC *für das betrachtete Rekonstruktionsverfahren* die genaue Bestimmung der Winkelauflösung erlauben ($\approx$ 10% relative Genauigkeit). Die Anwendung des Schachbrettverfahrens und des Monte-Carlo-Vergleichs zeigte eine Übereinstimmung der anhand der simulierten und der experimentell gewonnenen Daten erhaltenen Ergebnisse innerhalb einer Genauigkeit von $\approx$ 20%.

Die wichtigsten Ergebnisse sind in Tabelle 4.1 für das bisherige und das neue Verfahren noch einmal zusammengestellt.

	Methode A $\sigma_{63\%}$ [^{0}]	**Methode C** $\sigma_{63\%}$ [^{0}]	Verbesserungs-faktor
Schachbrettverfahren	0,92	0,64	1,45
Szintillatormatix vs. AIROBICC	1,03	0,67	1,54
Simulierte γ-Schauer	0,81	0,47	1,72
Simulierte p-Schauer	0,97	0,54	1,79

Tabelle 4.1: Die wichtigsten Ergebnisse der Bestimmung der Winkelauflösung $\sigma_{63\%}$ für **Methode A** *und* **Methode C**.

Kapitel 5

Reanalyse des Cygnus X-3 Burst vom 20.01.91

5.1 Cygnus X-3 und der Burst vom 20.01.91

Cygnus X-3

Cygnus X-3 wurde 1966 als Röntgenquelle [24] und 1972 auch im Infrarot- [25] und im Radiobereich [26] entdeckt. EGRET verzeichnet eine Quelle von γ-Strahlung in einer mit der Cygnus X-3 Position übereinstimmenden Richtung [1]. Cygnus X-3 befindet sich wahrscheinlich in etwa 8,4 kpc Entfernung, am Rande unserer Galaxie [27]. Wegen ihrer Position ($\alpha_{2000} = 20h32m25,783s, \delta_{2000} = 40^0 57'27,95''$) in der galaktischen Ebene in oder hinter einem der Spiralarme der Galaxie ist sie durch die interstellare Materie im optischen Bereich nicht sichtbar. Aufgrund der beobachteten 4,8-Stunden-Modulation im Röntgen- und Infrarotbereich nimmt man an, daß Cygnus X-3 ein Binärsystem ist, welches aus einem dichten, degenerierten Stern (Neutronenstern oder schwarzes Loch) und einem normalen Stern besteht. Zu ihren auffälligen Eigenschaften gehören ungewöhnlich große Aktivitätsausbrüche im Radio- und im Infrarotbereich. Im VHE- und UHE-Bereich wurde Cygnus X-3 in den achtziger Jahren von mehreren Experimenten mit allerdings nur geringer Signifikanz nachgewiesen. Die Signale zeigten durchweg die typische 4,8 Stunden Periodizität, weshalb Cygnus X-3 als sichere VHE/UHE-Quelle galt. Wie in [28] bemerkt, wird die Messung einer solchen Phasenstruktur durch die Tatsache wahrscheinlich, daß die 4,8 Stunden Periode fast gleich 1/5 eines siderischen Tages ($= 23h\,56m$) ist. Siehe auch die kritische Diskussion der Beobachtungen in [27] von Bonnet-Bidaud and Chardin.

Um diese Beobachtungen mit besseren Detektoren zu bestätigen, sind in der zweiten Hälfte der achtziger Jahre Experimente mit einer um eine Größenordnung besseren Sensitivität gebaut worden, die aber keinen stetigen VHE/UHE-Fluß aus Richtung von Cygnus X-3 mehr nachweisen konnten. In Abbildung 5.1 ist eine aus [29] übernommene Kompilation der von verschiedenen aktuellen Experimenten berichteten oberen Grenzen (90% Konfidenzgrad) für stetigen VHE/UHE-Fluß aus der Richtung des Cygnus X-3 zu sehen. Die gestrichelte Linie ist ein Kompendium der vor 1985 nachgewiesenen Flüsse. Die von den moderneren Messungen stammenden oberen Grenzen liegen weit unter den vor 1985 mit niedriger Signifikanz registrierten Flüsse.

Für Cygnus X-3 läßt sich keines der in der Einleitung vorgestellten potentiellen Szenarien für Binärsysteme zur Erzeugung von VHE/UHE-γ-Strahlung ausschließen.

Abbildung 5.1: Obere Grenzwerte für den Fluß neutraler VHE/UHE-Teilchen aus der Richtung des Cygnus X-3. Die Werte der Whipple- und Tibetgruppe entsprechen einem Vertrauensintervall von 95%, die der anderen Gruppen entsprechen einem Vertrauensintervall von 90%. Die gestrichelte Linie ist eine Interpolation der vor 1985 gemessenen Flüsse. (Quelle:[29])

Der Burst vom 20.01.91

HEGRA registrierte am 20.01.91 einen Überschuß an Ereignissen aus der Richtung des Cygnus X-3 [16]. Zu dieser Zeit bestand HEGRA aus der noch nicht um die zentrale Verdichtung erweiterten Szintillatormatrix. Dem Exzess konnte unter der Hypothese, es handle sich um das Signal einer Punktquelle und bei einer Selektion von Ereignissen mit einer rekonstruierten Schauergröße von $\log(N_e) > 4,6$, eine Signifikanz von $4,1\,\sigma$ zugewiesen werden.

Die Untersuchung der Zeitverteilung der relevanten Daten, die aus einem Beobachtungszeitraum von sechs Stunden stammten, zeigten keine signifikanten Unterschiede in den Ankunftszeitverteilungen der potentiellen Quellenereignisse[1] und der Untergrundereignisse. Beide Verteilungen waren durch die Zenitwinkelabhängigkeit der Detektorakzeptanz gegeben. Der Fluß der Überschußteilchen mit Energien von $\gtrsim 80\,TeV$ wurde zu $\Phi = (7,2 \pm 1,6) \cdot 10^{-12} cm^{-2} s^{-1}$ bestimmt.

Das Signal gewann aus der Koinzidenz mit folgenden Beobachtungen an Gewicht:

1. In den Tagen um den 21.01.91 wurde ein starker Radioausbruch verzeichnet. Die Aktivität der Radioquelle stieg an diesen Tagen auf 15 Jy ($1Jy = 10^{-26} W m^{-2} Hz^{-1}$) (aus [16]). Die durchschnittliche Aktivität liegt bei $0,1\,Jy$.

2. Die Soudan-2 Kollaboration meldete die in 696 Tagen Meßzeit größten Myonenüberschüsse für den 20. und 21.01.91 [30] .

[1] Als potentielle Quellenereignisse werden diejenigen angesehen, die in einer um die Quellenposition zentrierten Umgebung rekonstruiert werden. Der Winkeldurchmesser dieser Quellenregion wird durch die Winkelauflösung des Experiments bestimmt und maximiert für eine Punktquelle das Signal-zu-Untergrund Verhältnis. Als Untergrundereignisse gelten die in einer passend gewählten Untergrundregion rekonstruierten Ereignisse. In [16] wurde ein um die Quelle liegender Ring gewählt, der die Ereignisse umfaßte, die einen Winkelabstand von 2^0 bis 5^0 von der Quellenposition besaßen.

3. Das "AKENO GIANT AIR SHOWER ARRAY" verzeichnete innerhalb von sieben Tagen nach dem Radioausbruch einen $3,4\,\sigma$ und innerhalb von 50 Tagen einen $4.0\,\sigma$ Überschuß aus Richtung des Cygnus X-3 [31]. Das Experiment maß kosmische Strahlung einer Primärenergie größer als $10^{17}\,eV$. Das Energiespektrum der potentiellen Quellenereignisse war härter als jenes der Untergrundereignisse.

Die Zufallswahrscheinlichkeit für die Koinzidenz des HEGRA-Überschusses mit der Messung des Radioausbruchs wurde zu $W = 6 \cdot 10^{-4}$ bestimmt [16].

Die HEGRA-Ergebnisse wurden mit Hilfe von **Methode A** gewonnen. Mit der in dem vorigen Kapitel vorgestellten **Methode C** besteht nun die Möglichkeit den Burst noch einmal mit einer um den Faktor 1,5 verbesserten Winkelauflösung zu analysieren. *Hat der Überschuß die Eingenschaften eines Punktquellensignals, so sollte die Reanalyse mit einer um 1,5 besseren Winkelauflösung eine um 1,5 höhere Signifikanz des Signals ergeben* (vgl. Anhang B). Aus einem mäßig signifikantem $4,1\,\sigma$ Exzess, könnte ein überzeugendes $6\,\sigma$ Signal werden.

5.2 Verfahren zur Berechnung der Signifikanz bei der Suche nach Punktquellen

In der VHE/UHE-γ-Astronomie hat man mit kleinen Flüssen der observierten Objekte und großen Untergrundflüssen zu kämpfen und bis zum heutigen Tage ist noch keine zweifelsfreie Beobachtung einer Punktquelle mit Photonen mit Energien höher als $20\,TeV$ gelungen. Eine wichtige Angabe bei der Untersuchung eines potentiellen Signals ist daher die Signifikanz der Beobachtung. In diesem Abschnitt werden die mathematischen Methoden zur Ermittlung der Signifikanz vorgestellt.

5.2.1 Gebinnte, ungebinnte Verfahren

Seit der Veröffentlichung 1983 des Papiers von Li und Ma "ANALYSIS METHODS FOR RESULTS IN GAMMA-RAY ASTRONOMY" [32] werden in der γ-Astronomie die Signifikanzen von Punktquellensignalen einheitlich bestimmt. Man bedient sich der Methoden des in der mathematischen Statistik entwickelten Hypothesen-Testens. Die Signifikanz ergibt sich aus dem maximierten Likelihood-Verhältnis der Wahrscheinlichkeit der Quellenhypothese dividiert durch die Wahrscheinlichkeit der Hypothese des reinen Untergrundes, der Nullhypothese. Maximiert wird nach der Anzahl nachgewiesener Quellenereignisse N'_Q. Dabei ist N'_Q im Maximum zugleich die Schätzung für die Anzahl N_Q der Quellenereignisse. Ist die Nullhypothese zutreffend, so folgt $2\ln\lambda$ asymptotisch einer χ^2-Verteilung mit einem Freiheitsgrad. Die Signifikanz S der Messung ergibt sich dann direkt zu:

$$S = \sqrt{2\ln\lambda}$$

Zur Berechnung der Quellen- und Untergrundwahrscheinlichkeit kann man zwei Ansätze unterscheiden:

- **Gebinnte Verfahren:** Zur Signifikanzberechnung werden nur zwei Zahlen, die Anzahl der in einer um die Quelle zentrierten Region rekonstruierten Ereignisse und die Anzahl der in einer Vergleichsregion rekonstruierten Ereignisse, benutzt. Durch Verwendung der Poissonstatistik für die Berechnung der interessierenden Wahrscheinlichkeiten erhält man nach der Maximierung die bekannte Formel von Li und Ma:

$$S = \sqrt{2}\left\{N_{ON}\ln\left[\frac{1+\alpha}{\alpha}\left(\frac{N_{ON}}{N_{ON}+N_{OFF}}\right)\right] + N_{OFF}\ln\left[(1+\alpha)\left(\frac{N_{OFF}}{N_{ON}+N_{OFF}}\right)\right]\right\}^{1/2} \tag{5.1}$$

Wobei N_{ON} die Anzahl der Ereignisse in der Quellenregion, N_{OFF} die Anzahl der Ereignisse in der Vergleichsregion und α das bei der Nullhypothese erwartete Verhältnis der beiden Zahlen zueinander ist. Der erste Term wird im wesentlichen durch die Fluktuation in N_{ON}, der zweite durch diejenige in N_{OFF} bestimmt.

- **Ungebinnte Verfahren:** Es werden nicht nur zwei Zahlen, sondern die volle Information der Ereignisverteilung in einer Umgebung der Quelle berücksichtigt. Dazu muß die erwarteten Wahrscheinlichkeitsverteilung der Quellen- und Untergrundereignisse bekannt sein. Die betrachtete Region um die Quelle sollte genügend groß gewählt werden, um alle von der Quelle stammenden Ereignisse zu enthalten.

  Aus den in die Region fallenden Ereignissen berechnet sich das Likelihood-Verhältnis zu:

$$\lambda(N'_Q) = \prod_i^N \frac{N'_Q \cdot \mathcal{P}_Q(i) - (N - N'_Q)\cdot \mathcal{P}_{UG}(i)}{N \cdot \mathcal{P}_{UG}(i)} \tag{5.2}$$

  Dabei beschreibt

N	:	die Anzahl der betrachteten Ereignisse,
N'_Q	:	die Anzahl der Quellenereignisse nach der maximiert wird,
$\mathcal{P}_Q$	:	die Verteilung der Quellenereignisse und
$\mathcal{P}_{UG}$	:	die Verteilung der Untergrundereignisse.

  $\mathcal{P}_Q$ und $\mathcal{P}_{UG}$ müssen auf die jeweils betrachtete Region des Himmels normiert werden. Je genauer sie die wahren Verteilungen beschreiben, desto adäquater wird die Abschätzung der Signifikanz sein.

Für die Suche von Punktquellen geht in beiden Methoden die Winkelauflösung des Detektors ein. In den gebinnten Verfahren muß eine Quellenregion bestimmt werden, welche zu einem optimalen Signal-zu-Untergrund Verhältnis führt. In den ungebinnten wird die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Quellenereignisse in der Umgebung der Quellenrichtung von der Winkelauflösung bestimmt.

In [33] werden gebinnte mit ungebinnten Verfahren verglichen. Demnach ist die Signifikanzabschätzung mit ungebinnten Verfahren unempfindlicher gegenüber einer Fehlbestimmung der Winkelauflösung. Des weiteren führen sie aufgrund der integrierten detaillierteren Information zu einer um im Mittel 10% größeren Signifikanz. Da die Statistik nur für die betrachtete Region des Himmels groß sein muß und nicht wie in den gebinnten Verfahren in beiden Vergleichsregionen, lassen sich die ungebinnten Methoden auch bei kleinen Ereigniszahlen benutzen.

Für den 20.01.92 liegen etwa 700 Ereignisse in einer 5^0-Umgebung um die Cygnus X-3 Position, die den angewandten Auswahlkriterien genügen. In einer etwa 1^0 großen Quellenregion ist die Statistik mit etwa 30 Ereignissen sehr gering und es wird deshalb in der Reanalyse, so wie dies in der Orginalanalyse geschehen ist, eine ungebinnte Analysemethode verwendet werden.

5.2.2 Wahl der Wahrscheinlichkeitsverteilungen $\mathcal{P}_Q$ und $\mathcal{P}_{UG}$ bei ungebinnten Verfahren

Mit einem ungebinnten Verfahren berechnet man die Signifikanz eines Punktquellensignals durch die Untersuchung der Ereignisse in einer Umgebung der Quelle. Zumeist beschränkt man sich auf die Ereignisse mit einem rekonstruierten Winkelabstand θ zur Quelle kleiner als ein durch die Winkelauflösung bestimmter Wert θ_{MAX}. Dabei sollte θ_{MAX} genügend groß sein, so daß fast alle von der Quelle stammenden Ereignisse in die Analyse mit eingehen, also mindestens einige $\sigma_{63\%}$.

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Quellenereignisse

Die beobachtete Verteilung der Ereignisse einer Punktquelle im Richtungsraum wird *nur* von den Eigenschaften des Detektors (hier: Atmosphäre und HEGRA-Anlage) bestimmt. An simulierten Ereignissen läßt sich studieren, wie sich die rekonstruierten Richtungen um die wahre Richtung verteilen würden. In Abbildung 5.2 werden für zwei verschiedene Primärteilchenenergien ($50\,TeV, 1\,PeV$) die Winkelabstände θ zwischen den Einfallsrichtungen der Primärteilchen und den rekonstruierten Richtungen zusammen mit an die Verteilung angepaßten zweidimensionalen Gaußverteilungen gezeigt. Die Verteilungen werden durch die Gaußkurve gut beschrieben, wobei die Näherung für große Schauer besser ist als die für kleine. Die Wahrscheinlichkeit pro Raumwinkel $\Delta\Omega$ im Winkelabstand θ_Q von der Quelle ein Quellenereignis nachzuweisen, läßt sich also näherungsweise durch

$$P_Q(\theta_Q, \sigma)\Delta\Omega = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{\theta_Q^2}{2\sigma^2}\right) \Delta\Omega \tag{5.3}$$

beschreiben. Dabei ist P_Q für die betrachtete Region auf 1 normiert, solange θ_{MAX} genügend groß ist. σ charakterisiert die Winkelauflösung. Aus einfacher Integration folgt:

$$\sigma = \frac{1}{\sqrt{2}}\sigma_{63\%}.$$

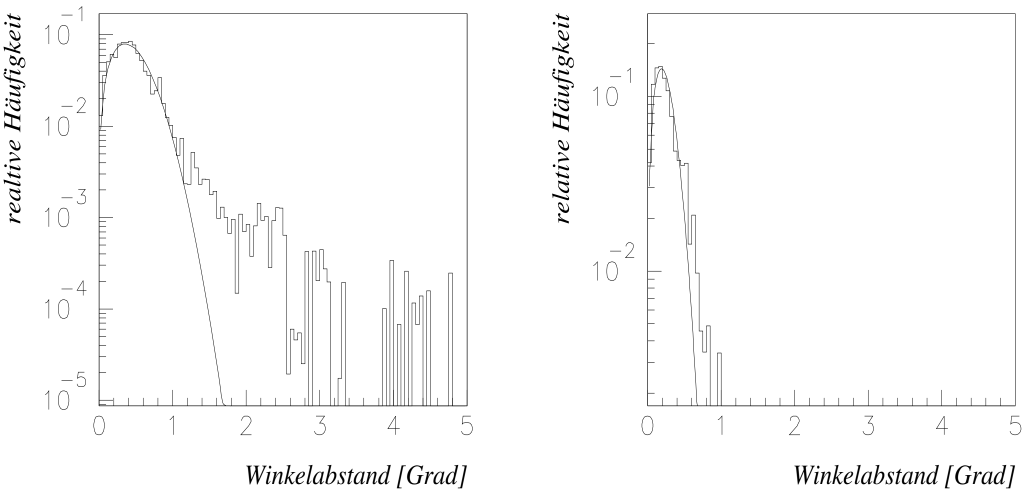

Abbildung 5.2: Die beim simulierten Schauersatz verzeichneten Winkelabstände der rekonstruierten von der wahren Richtung für eine Primärteilchenenergie von $50\,TeV$ (links) und $1\,PeV$ (rechts) (gemischte Komposition). (Monte Carlo)

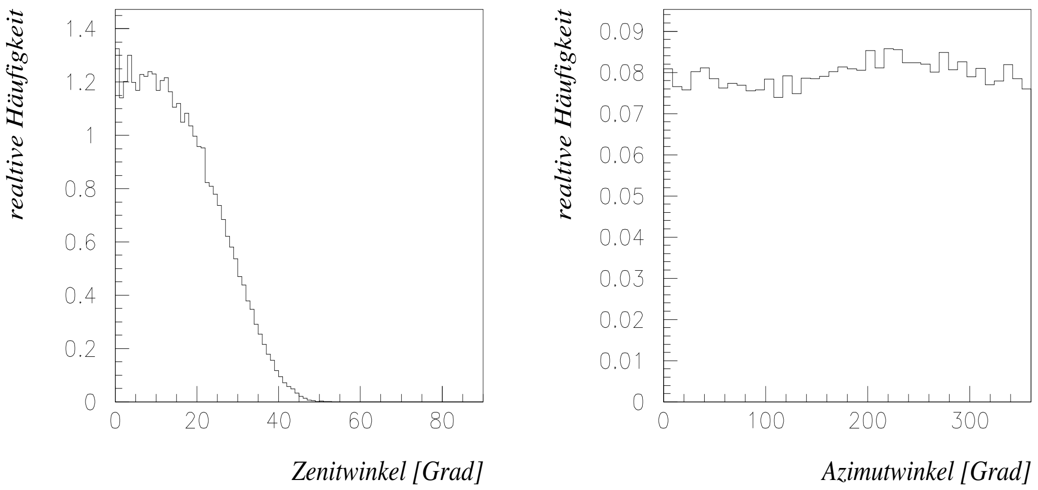

Abbildung 5.3: Wahrscheinlichkeit pro Raumwinkel für den Nachweis eines Ereignisses als Funktion des Zenit- und Azimutwinkels im Horizontalsystem (normiert auf die Einheitskugel). (Daten)

Für die Berechnung der Signifikanz mit einem ungebinnten Verfahren kann man die in Gleichung 5.3 auftretende Winkelauflösung von Kenngrößen der Ereignisse abhängig machen. Das ungebinnte Verfahren erlaubt es also, die Abhängigkeit der Winkelauflösung von den Eigenschaften der Schauer in die Analyse einfließen zu lassen und damit *alle* Ereignisse nutzbringend in die Berechnung zu integrieren.

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Untergrundereignisse

Abbildung 5.3 zeigt die Wahrscheinlichkeit pro Raumwinkel für den Nachweis eines Schauers in Abhängigkeit des Zenit- und Azimutwinkels für Daten, die mit angeschaltetem AIROBICC-Detektor genommen worden sind. Man erkennt eine starke Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit vom Zenitwinkel. Die Form der Verteilung wird von der betriebenen Detektorkonfiguration sowie von den Wetterbedingungen bestimmt. Die zeitlich konstante Nachweiswahrscheinlichkeit pro Raumwinkel im Horizontalsystem $P_{UG}(\theta,\phi)\Delta\Omega$ übersetzt sich über die zeitabhängige Koordinatentransformation in die astronomische Koordinaten Rektazension α und Deklination δ in eine von diesen Koordinaten zeitabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit $P_{UG}(\alpha(\theta,\phi,t),\delta(\theta,\phi,t),t)\Delta\Omega$.

Die Wahl der Wahrscheinlichkeitsdichten $\mathcal{P}_Q$ und $\mathcal{P}_{UG}$

In der Orginalanalyse des Burst [16, S. 148] wird die genannte Funktion $P_Q(\theta,\sigma)$ verwendet, wobei die Winkelauflösung zu jedem Ereignis mit Hilfe der Anzahl N_Z der bei diesem Ereignis registrierten Zeitsignale charakterisiert wird:

$$\mathcal{P}_Q(\theta_Q,\sigma) \equiv P_Q(\theta,\sigma(N_Z)) \tag{5.4}$$

Dabei wird $\sigma(N_Z)$ mit Hilfe des Schachbrettverfahrens bestimmt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit pro Raumwinkel für Untergrundereignisse wird zeitlich konstant und unabhängig von Deklination und Rektazension gewählt:

$$P_{UG}\Delta\Omega = \frac{1}{2\pi\theta_{MAX}^2}\Delta\Omega. \tag{5.5}$$

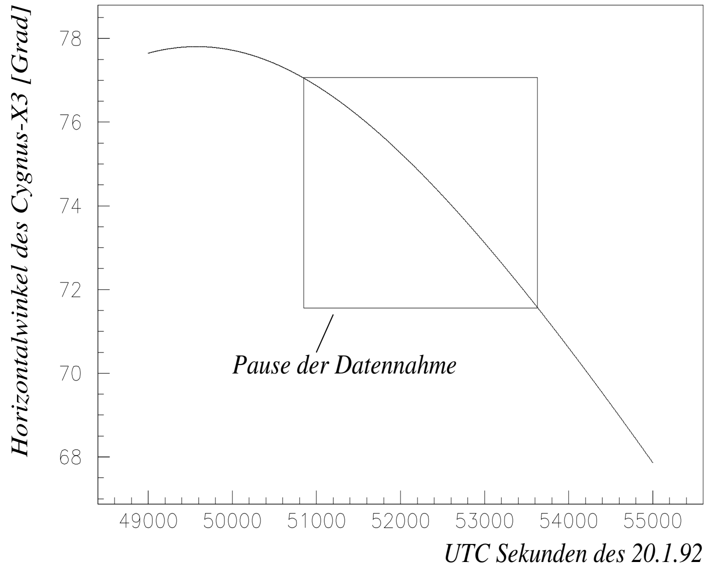

Abbildung 5.4: Der Horizontalwinkel des Cygnus X-3 zu den Mittagsstunden des 20.01.91. Die Box markiert eine Unterbrechung der Datennahme von 46,3 Minuten.

Dabei ist P_{UG} auf den betrachteten Raumwinkelbereich normiert. Dies wird wie folgt begründet:

1. Die Nachweiswahrscheinlichkeit von Untergrundereignissen ist für Raumwinkelbereiche in der Nähe der Cygnus X-3 Position ($\delta \approx 41^0$) eine hinreichend lineare Funktion der Deklination, so daß sich die Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von der Deklination bei der Abschätzung der Ereignisdichte um die Quellenposition wegmittelt. Der dadurch entstehende systematische Fehler wird zu 1% bestimmt.

2. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist von der Rektazension unabhängig.

Beide Behauptungen sind aber nur zutreffend, wenn der Detektor *ganze Vielfache eines siderischen Tages mit zeitlich konstanter Akzeptanz* betrieben wird. Nur dann ist die über den Beobachtungszeitraum integrierte Wahrscheinlichkeit

$$P^I_{UG}(\delta, \alpha, t) \equiv \int_{t_0}^{t} P_{UG}(\delta, \alpha, t')\, dt'$$

rektazensionsunabhängig[2] und man kann überhaupt erst von einer Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Deklination $P_{UG}(\delta)$ sprechen. In Abbildung 5.4 ist der Zenitwinkel des Cygnus X-3 am 20.01.1991 gegen die verstrichenen UTC Sekunden desselben Tages aufgetragen. Das Rechteck markiert 46,3 Minuten in denen die Datennahme unterbrochen wurde. Die für die Richtigkeit der Annahme 2 notwendige Bedingung ist also nicht gegeben.

Ein **korrektes Verfahren** berücksichtigt die Zeitverteilung der registrierten Ereignisse im Zusammenspiel mit der zeitlich variablen Nachweiswahrscheinlichkeit pro Raumwinkel als

---

[2] Dies folgt aus:

$$\begin{aligned} P_{UG}(\delta, (\alpha + \eta), t_0) &= P_{UG}\left(\delta, \alpha, t_0 + \eta \cdot \frac{24h}{360^0}\right) \\ \text{und } P_{UG}(\delta, \alpha, t_0 + 24h) &= P_{UG}(\delta, \alpha, t_0). \end{aligned}$$

Funktion der Rektazension und Deklination. Diese kann aus der, bei gleichmäßigem Detektorbetrieb nahezu *zeitlich konstanten*, Nachweiswahrscheinlichkeit im Horizontalsystem mit großer Genauigkeit berechnet werden:

$$\tilde{\mathcal{P}}_{UG}(\alpha, \delta, t)\Delta\Omega \equiv P_{UG}(\theta(\delta, \alpha, t), \phi(\delta, \alpha, t))\Delta\Omega \tag{5.6}$$

Die Nachweiswahrscheinlichkeit im Horizontalsystem läßt sich aus der Verteilung der an dem analysierten Tag registrierten Ereignisse ermitteln und berücksichtigt somit sowohl die betriebene Detektorkonfiguration als auch die Wetterlage. Die so berechnete Untergrundwahrscheinlichkeit ist akkurat zu jedem Zeitpunkt und ist nicht auf eine gleichmäßige Detektorexposition angewiesen, um durch statistische Mittelung korrekt zu werden. Des weiteren läßt sich die Methode auch für Quellen unverändert verwenden, die eine Deklination im nichtlinearen Bereich von $P_{UG}(\delta)$ besitzen. Da aber die experimentell bestimmte Funktion $\tilde{\mathcal{P}}_{UG}(\alpha, \delta, t)$ durch numerische Integration für alle zu verschiedenen Zeitpunkten t nachgewiesenen Ereignisse für den betrachteten Raumwinkelbereich auf 1 normiert werden muß, ist das Verfahren recht zeitaufwendig.

In Anhang C wird an selektierten Ergebnissen gezeigt werden, daß für die Daten des 20.01.94 die Verwendung der korrekten Wahrscheinlichkeitsdichte $\tilde{\mathcal{P}}_{UG}$ zu den *gleichen* Resultaten führt wie die Verwendung des im folgenden benutzten $\mathcal{P}_{UG}$. Die Pause der Datennahme hat also *in diesem Fall* keinen Einfluß auf die berechneten Signifikanzen.

5.3 Die Reanalyse der Daten vom 20.01.91

5.3.1 Der analysierte Datensatz

Zur Reanalyse des Überschusses vom 20.01.91 wurden 472920 Ereignisse verarbeitet. Die Kalibration der Szintillatormatrix wurde mir freundlicherweise von A. Karle und M. Merck zur Verfügung gestellt. Die Kernorte wurden mit dem im Abschnitt 3.1.1 erläuterten aus **Methode A** übernommenen Verfahren ermittelt. Die Rekonstruktion der Schauerrichtungen wurde mit dem aus **Methode A** übernommenen Algorithmus und der in Abschnitt 3.3 vorgestellten **Methode C** realisiert. Die Bestimmung der Schauergröße N_e wurde mit der in Abschnitt 3.2 beschriebenen Prozedur aus **Methode A** durchgeführt, damit im folgenden die gleichen Schnitte wie in der Orginalanalyse verwendet werden können. Die Ereignisse werden für die in Tabelle 5.1 aufgeführten vier Sätze rekonstruierter Daten analysiert. Dadurch wird separat der Einfluß der neuen Richtungsrekonstruktion und des neuen Schnitts zur Elemenierung der Ereignisse mit dem wahren Schauerkern außerhalb des Detektorfeldes auf die Signifikanzen erkenntlich. Der r_P-Schnitt wurde so gewählt, daß er für den hier

Verfahren	Schauerrichtungs-rekonstruktion	Selektions-kriterium
1	**Methode A**	$2\,m$-Randschnitt
2	**Methode A**	$r_P < 56\,m$
3	**Methode C**	$2\,m$-Randschnitt
4	**Methode C**	$r_P < 56\,m$

Tabelle 5.1: Zusammenstellung der für die Untersuchung der Daten des 20.01.91 benutzten Verfahren

analysierten Datensatz exakt den gleichen Prozentsatz der Ereignisse ausschließt wie der 2-Meter-Randschnitt, den er substituiert, nämlich 12%[3].

Die genannten Rekonstruktionsverfahren konvergieren für den Großteil der Ereignisse. Die Rekonstruktion der Richtung mit beiden Verfahren liefert für $99,99995\%$, und die Schauergrößenbestimmung für 97,5% der Schauer ein Ergebnis. Die in die Analyse eingehende Winkelauflösung wurde für alle vier Verfahren mit Hilfe des Schachbrettverfahrens, angewendet auf die Daten des 20.01.91, ermittelt. Die Winkelauflösung in Abhängigkeit der Anzahl der Zähler mit einem Zeitsignal wurde, wie in Tabelle 5.2 aufgeführt, parametrisiert. Für jedes Intervall wurde der jeweils größte Wert gewählt, um mögliche systematische Fehler zu berücksichtigen. Die Winkelauflösung bei Berücksichtigung aller einen Trigger auslösenden Ereignisse beträgt für das erste und das zweite Verfahren $\sigma_{63\%} = 1,14^0$, für das dritte Verfahren $\sigma_{63\%} = 0,85^0$ und für das vierte Verfahren $\sigma_{63\%} = 0,8^0$.

Winkelauflösung $\sigma_{63\%}$ in Grad für die vier Verfahren				
Anzahl der Zähler N_Z mit einem Zeitsignal	Verfahren 1	Verfahren 2	Verfahren 3	Verfahren 4
$N_Z < 20$	1,41	1,39	1,13	1,06
$20 \leq N_Z < 30$	1,20	1,16	0,86	0,81
$30 \leq N_Z < 40$	0,83	0,81	0,59	0,54
$40 \leq N_Z < 50$	0,66	0,63	0,45	0,41
$N_Z \geq 50$	0,54	0,51	0,37	0,34

Tabelle 5.2: Parametrisierung der Winkelauflösung $\sigma_{63\%}$ in Abhängigkeit der Anzahl N_Z der Zähler mit einem Zeitsignal

[3] Wie schon erwähnt, ist der Prozentsatz der Ereignisse, den ein bestimmter Randschnitt oder r_P-Schnitt von der Analyse ausschließt, von der Detektorkonfiguration abhängig. 91 war weder AIROBICC, noch die zentrale Verdichtung der Szintillatormatrix installiert.

5.3.2 Einfluß der Verbesserung der Richtungsrekonstruktion auf die Signifikanz

Aufgrund der geringen zur Verfügung stehenden Statistik, werden die Signifikanzen und abgeschätzten Anzahlen von Quellenereignissen mit ungebinnten Verfahren bestimmt. Zur Berechnung der Signifikanzen werden wie in der Orginalanalyse, nur die innerhalb einer 5^0-Umgebung ($\approx 5 \cdot \sigma_{63\%}$) um die Quellenposition rekonstruierten Ereignisse verwendet. Die Signifikanz und die Abschätzung der Anzahl der Quellenereignisse wird aus dem maximierten Likelihood-Verhältnis (Gleichung 5.2) mit Hilfe der Wahrscheinlichkeitsdichten $\mathcal{P}_Q$ (Gleichung 5.4) und $\mathcal{P}_{UG}$ (Gleichung 5.5) gewonnen. Ausgewählte Ergebnisse werden in Anhang C mit Hilfe der korrekt berechneten Untergrunddichte $\tilde{\mathcal{P}}_{UG}$ verifiziert. Es werden zuerst die Ergebnisse vorgestellt, die man unter der Annahme erhält, daß die Szintillatormatrix keine systematische Fehlorientierung aufweist, daß also die Quelle dort erscheint, wo man sie erwartet.

Akzeptiert man alle Ereignisse, für welche die Rekonstruktionsverfahren ein Ergebnis geliefert haben, so erhält man für die vier untersuchten Datensätze die in Tabelle 5.3 aufgeführten Ergebnisse. Das in der Orginalanalyse verwendete Verfahren Nummer 1 liefert die größte Signifikanz von $S = 3,45\,\sigma$. Ohne einen Schnitt in der rekonstruierten Schauergröße ist der Exzess also nicht außergewöhnlich signifikant[4].

Wendet man den in der Orginalanalyse verwendeten Schnitt von $\log(N_e) > 4,6$ (für zugelassene Ereignisse) an, so erhält man die in Tabelle 5.4 zusammengestellten Resultate. Mit Verfahren 1 erhält man ein $4,37\,\sigma$ Signal. Dies bestätigt das Ergebnis der Orginalanalyse. Die leicht höhere Signifikanz ist Folge der Unterschiede in der Parametrisierung der Winkelauflösung. Unter Anwendung des gleichen Randschnitts ergibt **Methode C** eine Signifikanz von nur $3,67\,\sigma$. Anstatt *um einen Faktor 1,5 anzuwachsen, nimmt sie also um den Faktor 1,2 ab.* Bei Anwendung des r_P-Schnitts fällt die Signifikanz weiter auf $3,5\,\sigma$. Die abgeschätzte Anzahl registrierter Quellenereignisse sinkt um fast die Hälfte von 36,3 (Verfahren 1) auf 19,6 (Verfahren 4).

Abbildung 5.5 zeigt den Gang der Signifikanzen mit dem angewendeten Schnitt in $\log(N_e)$ für Verfahren 1 und Verfahren 4. Die bei der Signifikanzberechnung zugelassenen Ereignisse müssen jeweils ein rekonstruiertes $\log(N_e)$ aufweisen, das größer als der Wert der Ordinate ist. Zudem wird gezeigt, welche Signifikanzen man ausgehend von den mit Verfahren 1 erhaltenen Ergebnissen aufgrund der verbesserten Winkelauflösung für Verfahren 4 erwarten würde falls der Überschuß Punktquellencharakter hat und der Detektor keine Fehlorientierung aufweist. Die Signifikanz für Verfahren 4 bleibt deutlich hinter den Erwartungen zurück. Der Orginalschnitt von $\log(N_e) > 4,6$ entspricht genau dem Maximum der Kurve für Verfahren 1.

[4] Für die Bewertung der Signifikanz muß man beachten, daß der Autor der Orginalanalyse die Daten von etwa 1000 Tagen für 31 Quellen bei zwei verschiedenen Schnitten in $\log(N_e)$ nach eintägigen Exzessen durchsucht hat. Er hatte also 62.000 Chancen einen Überschuß zu finden. Ist p die Wahrscheinlichkeit, daß ein bei einmaliger Beobachtung registriertes Signa *keine* Fluktuation des Untergrunds gewesen ist, so erhält man daraus diese Wahrscheinlichkeit p_N für N-malige Beobachtung aus $p_N = p^N$ (s. [32]). Ein $5\,\sigma$-Überschuß ist dann mit $(1 - 5,8 \cdot 10^{-5})^{62000} \approx 3\%$ Wahrscheinlichkeit keine Fluktuation des Untergrundes.

Verfahren	S [σ]	N_Q
1	3,45	45,2
2	2,87	36,2
3	3,15	29,9
4	3,00	27,2
$P_Q = \mathcal{P}_Q, P_{UG} = \mathcal{P}_{UG}$ Schnitt in N_e: keiner.		
Anzahl zugelassener Ereignisse in der betracheteten Region: ≈ 1500		

Tabelle 5.3: Signifikanzen S und Anzahlen N_Q von Quellenereignissen für die vier untersuchten Verfahren

Verfahren	S [σ]	N_Q
1	4,37	36,3
2	3,62	28,3
3	3,67	22,1
4	3,48	19,6
$P_Q = \mathcal{P}_Q, P_{UG} = \mathcal{P}_{UG}$ Schnitt in N_e: $\log(N_e) > 4,6$.		
Anzahl zugelassener Ereignisse in der betracheteten Region: ≈ 690		

Tabelle 5.4: Signifikanzen S und Anzahlen N_Q von Quellenereignissen für die vier untersuchten Verfahren mit dem Schnitt in der rekonstruierten Schauergröße

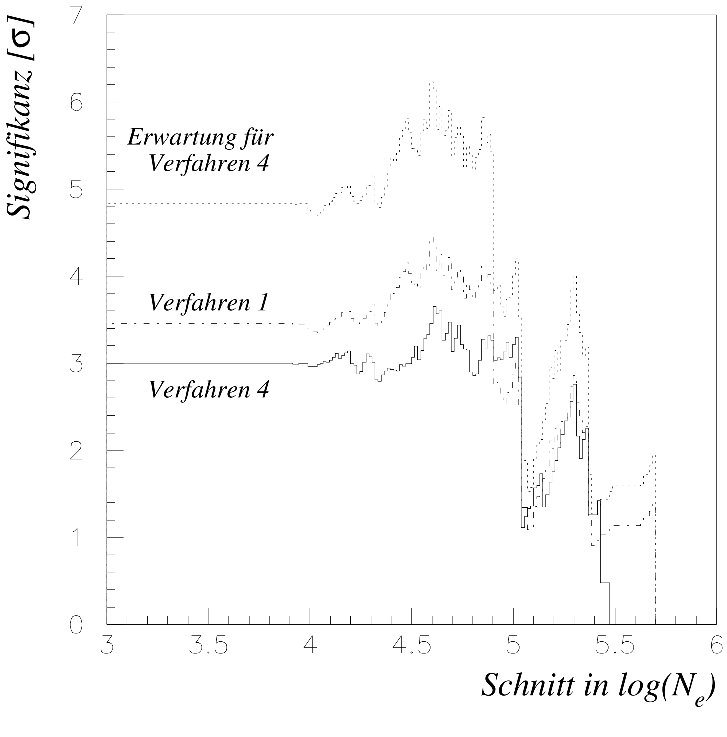

Abbildung 5.5: Die mit Verfahren 1 und 4 erhaltenen Signifikanzen als Funktion des angewendetn Schnitts in $\log(N_e)$. Die dritte Kurve zeigt, welche Signifikanz man für **Verfahren 4** *für ein Punktquellensignal aufgrund der verbesserten Winkelauflösung erwartet.*

5.3.3 Die Signifikanz für eine hypothetische Quelle in der Umgebung von Cygnus X-3

Eine Fehlorientierung des Detektors könnte bei Verbesserung der Winkelauflösung zu einer geringeren Signifikanz des Punktquellensignals führen. Es ist daher interessant, die Signifikanz des Überschusses in der Umgebung der Cygnus X-3 Richtung zu studieren und die Lage und Größe des Maximums festzustellen. Für eine Menge von Himmelsrichtungen um die erwartete Richtung des Cygnus X-3 wurde jeweils die Signifikanz für ein um *diese* Richtung zentriertes Punktquellensignal berechnet.

Abbildung 5.6 zeigt die mit dem Schnitt in der rekonstruierten Schauergröße $\log(N_e) > 4,6$ resultierenden Ergebnisse in einer Höhenliniendarstellung. Dargestellt sind für die vier Verfahren die Signifikanzen in einer konzentrischen $4^0 \times 4^0$-Umgebung um die Cygnus X-3 Position (jeweils durch ein Quadrat gekennzeichnet). Linien verbinden Richtungen gleicher Signifikanz. Für Verfahren 1 und 2 ist das Maximum der Signifikanz (durch ein Kreuz markiert) etwa $0,3^0$ von der erwarteten Position entfernt. Zudem ist die Verschiebung in Übereinstimmung mit der aus der Analyse des Mondschattens (vgl. Abschnitt 4.1) abgeleiteten Fehlorientierung der Szintillatormatrix. Dagegen weicht bei Verfahren 3 und 4 das Maximum der Signifikanz um etwa $0,7^0$ von der erwarteten Position ab. Mit dem angewendeten Schnitt in der Schauergröße $\log(N_e) > 4,6$, ist die mittlere Winkelauflösung besser als $0,5^0$. Die Position des Signalmaximums weicht also für Verfahren 3 und 4 *signifikant* von der erwarteten Cygnus X-3 Position ab. Die Werte der Signifikanzen S für die jeweilige Maximumsposition sind mit den dazugehörigen Anzahlen von Quellenereignissen N_Q und mit den die Positionen kennzeichnenden Verschiebungen in Rektazension $\Delta\alpha$ und Deklination $\Delta\delta$ in Tabelle 5.5 aufgeführt.

Während für Verfahren 1 die maximale Signifikanz $4,80\,\sigma$ beträgt, ist sie für Verfahren 4 nur $4,27\,\sigma$. Also auch die maximale Signifikanz wird durch die Verwendung der besseren Rekonstruktionsmethoden nicht größer. Die für ein Punktquellensignal erwartete *Signifikanzsteigerung um den Faktor 1,5* kann *nicht* nachgewiesen werden. Dies ist ein Indiz dafür, daß die Überschußteilchen aus einer ausgedehnten Himmelsregion stammen und der Überschuß folglich *nicht Punktquellencharakter* hat.

Verfahren	S [σ]	N_Q	$\Delta\alpha$ [^{0}]	$\Delta\delta$ [^{0}]
1	4,80	39	0,1	0,3
2	3,95	30	0,0	0,3
3	4,31	26	0,3	0,5
4	4,27	22	0,3	0,7
$P_Q = \mathcal{P}_Q, P_{UG} = \mathcal{P}_{UG}$ Schnitt in N_e: $\log(N_e) > 4,6$.				

Tabelle 5.5: Ergebnisse für die Position des Maximums der Signifikanz.

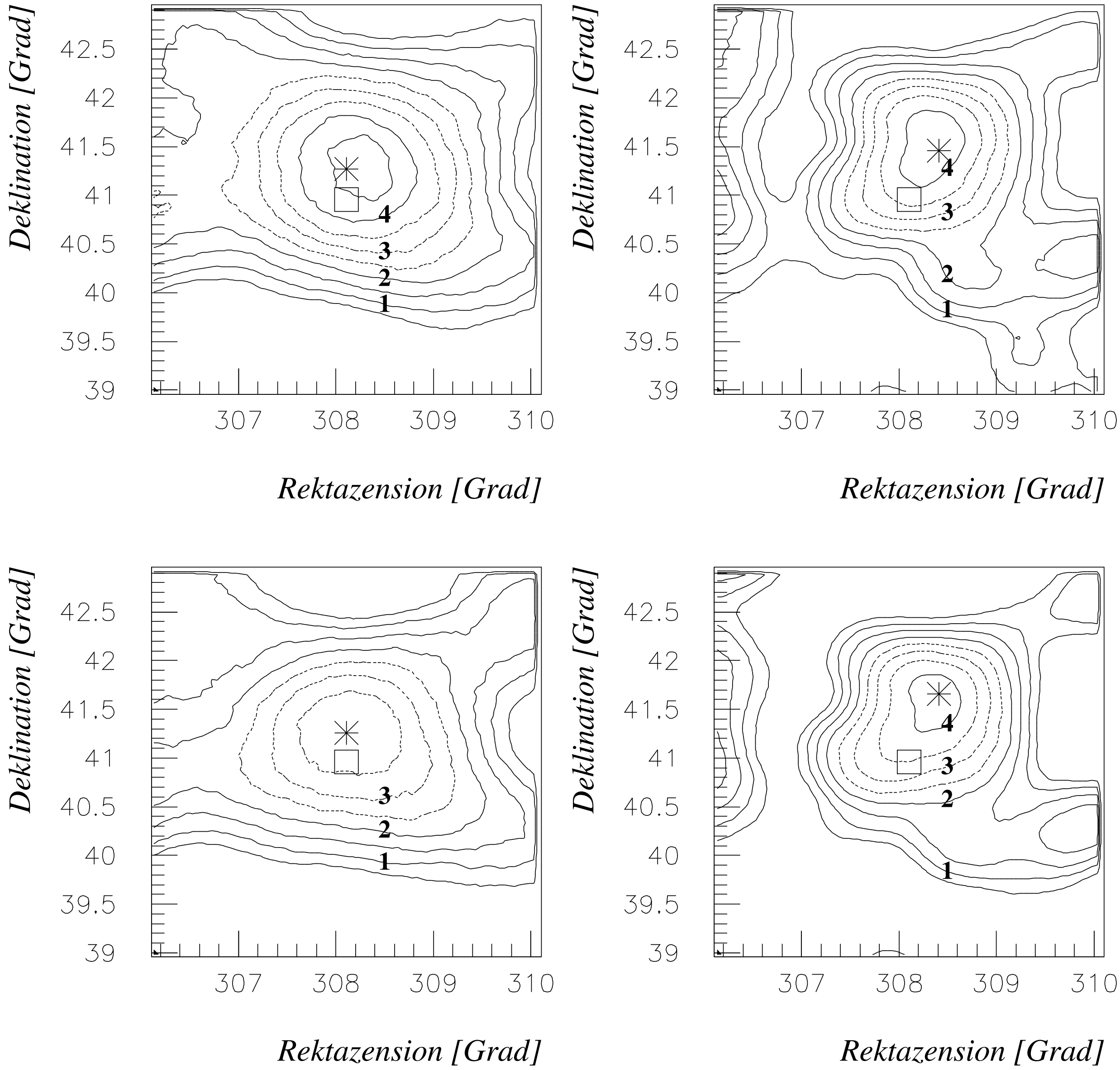

Abbildung 5.6: Die Signifikanzen in der Umgebung der Cygnus X-3 Position für Verfahren 1 (oben links), Verfahren 2 (unten links), Verfahren 3 (oben rechts) und Verfahren 4 (unten rechts). Die Quadrate markieren die erwartete Position von Cygnus X-3, die Kreuze das Maximum der Signifikanz und die Zahlen 1, 2, 3, 4 zeigen die $1\sigma-, 2\sigma-, 3\sigma$- und $4\sigma-$Signifikanzlinien.

Betrachtet man die Verteilungen in Abbildung 5.6 genauer, so fällt auf, daß die 1-σ-Konturlinien für alle vier Verfahren einen sehr großen Bereich umfassen. Der Bereich ist in Deklinationsrichtung für Verfahren 1 etwa $2,7^0$ und für Verfahren 4 etwa $2,8^0$ hoch. In Rektazensionsrichtung ist er für Verfahren 1 etwa 3^0 $(= \cos(41^0) \cdot 4^0)$ und für Verfahren 4 etwa $1,9^0$ $(= \cos(41^0) \cdot 2,7^0)$ breit. Vergleicht man dies mit dem äquivalenten Bereich der bei der mit Verfahren 1 durchgeführten Mondschattenanalyse (siehe [16, S. 103] und Abschnitt 4.1), so stellt man fest, daß dieser in Nord–Süd-Richtung nur $2,7^0$ hoch und in West–Ost-Richtung nur $1,3^0$ breit ist. Dabei muß man beachten, daß die dort abgebildeten Signifikanzen ohne einen Schnitt in der rekonstruierten Schauergröße berechnet wurden, die effektive Winkelauflösung also schlechter war als die für die Signifikanzen aus Abbildung 5.6 relevante. Die Raumwinkelausdehnung des vom Mond (Winkeldurchmesser $0,5^0$) erzeugten Defizits ist also wesentlich kleiner (Faktor $\approx$ 2) als die Raumwinkelausdehnung des am 20.01.91 beobachteten Exzesses.

5.3.4 Die Signifikanz in Abhängigkeit von der angenommenen Winkelauflösung

Die berechnete Signifikanz eines Signals ist besonders groß, wenn die vorausgesetzte Wahrscheinlichkeitsverteilung der Quellenereignisse die wahre Verteilung möglichst adäquat beschreibt. Mit einer ungenau bestimmten Winkelauflösung erhält man daher kleinere Signifikanzen. Wie die Untersuchungen in Abschnitt 4 gezeigt haben, wird die mit dem Schachbrettverfahren bestimmte Winkelauflösung gut mit der wahren Winkelauflösung übereinstimmen. Man erwartet daher, daß falls der Exzess vom 20.01.91 den Charakter eines Punktquellensignals hat, die Signifikanz bei einer Veränderung der zu ihrer Berechnung angenommenen Winkelauflösung geringer wird. Abbildung 5.7 zeigt, wie sich die Signifikanz für jedes Verfahren als Funktion des Schnitts in $log(N_e)$ verändert, wenn man die angenommene Winkelauflösung mit einem konstanten Faktor zwischen $0,5$ und $2,5$ skaliert. Als Quellenposition wurde dabei für das jeweilige Verfahren die Position der im vorigen Abschnitt vorgestellten Signifikanzmaxima angenommen. Bei einem Punktquellensignal erwartet man das Maximum bei dem Skalierungsfaktor 1. Für Verfahren 1, 2 und 3 beobachtet man das Maximum bei einem Skalierungsfaktor von etwa 2. Für Verfahren 4 ist die Signifikanz im wesentlichen vom Skalierungsfaktor unabhängig. Bei der Parametrisierung der Winkelauflösung (Tabelle 5.2) wurden die $\sigma_{63\%}$-Werte tendenziell eher überschätzt. Die Maxima der Signifkanzen für Skalierungsfaktoren, die weitaus größer als eins sind, sind daher ein weiteres Indiz, das gegen den Punktquellencharakter des Exzesses spricht. Die Überschußereignisse stammen aus einem *zu ausgedehnten* Raumwinkelbereich.

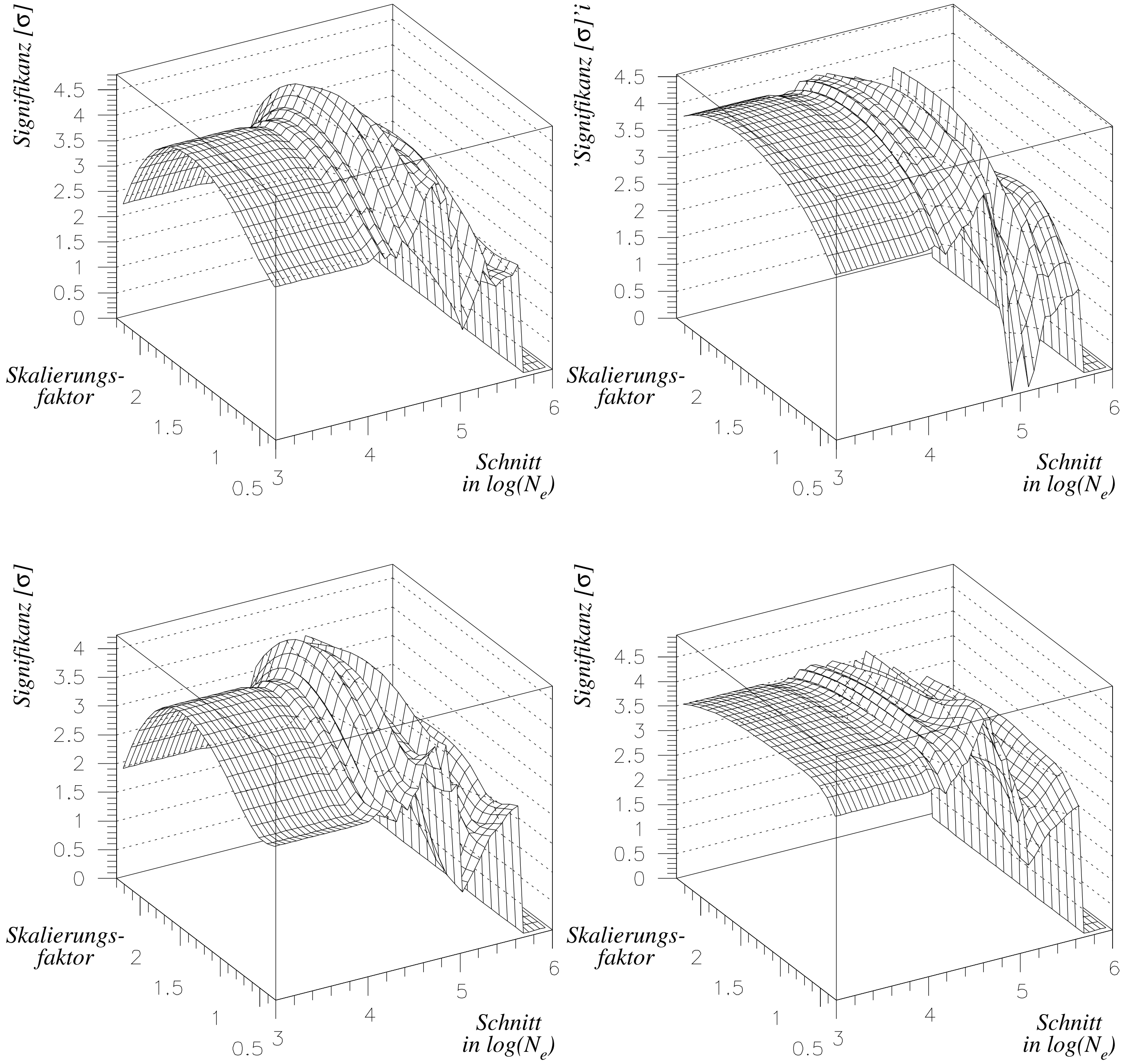

Abbildung 5.7: Die Signifikanz des Exzesses als Funktion des Schnitts in $\log(N_e)$ *in Abhängigkeit des Skalierungsfaktors der Winkelauflösung, welche der Berechnung der Signifikanz zugrundegelegt wird für Verfahren 1 (oben links), Verfahren 2 (unten links), Verfahren 3 (oben rechts) und Verfahren 4 (unten rechts).*

5.3.5 Das Schauergrößenspektrum der Ereignisse in der Überschußregion

Die Angabe der Signifikanz der Messung eines Überschusses ist einfach, wenn es eine experimentell oder theoretisch begründete Hypothese über die Form, Größe und Struktur der Überschußregion gibt. Eine solche Hypothese gibt es für den ausgedehnten Überschuß jedoch nicht. Interessant wäre es zu sehen, wie häufig und in welchen Himmelsrichtungen solche ausgedehnten, kurzzeitigen Exzesse in den Daten aufzufinden sind. Dies geht über den Rahmen dieser Arbeit hinaus.

Um dennoch die Überschußregion zu beschreiben, wird im folgenden ihre Gestalt mit Hilfe der Ereignisdichte im Richtungsraum definiert. Danach wird das Schauergrößenspektrum der in der Überschußregion rekonstruierten Ereignisse mit dem Spektrum der Untergrundereignisse verglichen.

Die Überschußregion wird definiert als die zusammenhängende Region um die Richtung des Cygnus X-3, wo die **Ereignisdichte** mit mehr als $2,5\,\sigma$ statistischer Signifikanz größer als die an der jeweiligen Position **erwartete Ereignisdichte** ist (auf den Schnitt in der Schauergröße der betrachteten Ereignisse wird dabei verzichtet). Dazu wird die **Ereignisdichte** für die Punkte eines um die Cygnus X-3 Position gelegten engmaschigen Rasters mit Hilfe einer runden Testregion eines Winkeldurchmessers von $1,8^0$ ($\approx\ 2 \times 1,13 \times \sigma_{63\%}$, das ist die Region, die bei einer Punktquelle das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis maximiert) bestimmt. Durch die Zählung der Anzahl der Ereignisse in einem konzentrischer Ring um die jeweilige Testposition von 11^0 Winkeldurchmesser und 2^0 Breite wird die **erwartete Ereignisdichte** an der Stelle der Testregion ermittelt. Sieht man von der Pause der Datennahme am 20.01.91 ab, so sollte die mittlere Ereignisdichte in diesem Ring, statistische Fluktuatio-

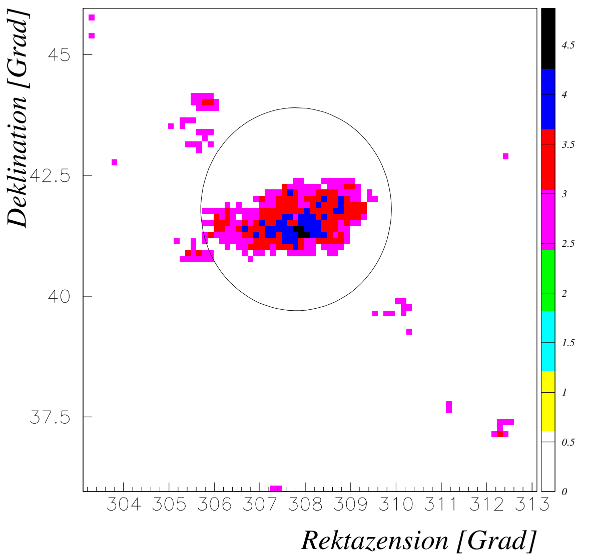

Abbildung 5.8: Die Signifikanz [σ] der Abweichung der Ereignisdichte von der erwarteten Untergrunddichte. Gezeigt sind nur die Signifikanzen größer als $2,5\,\sigma$. Als Überschußregion wurde derjenige Bereich gewählt, der zusätzlich eingekreist ist.

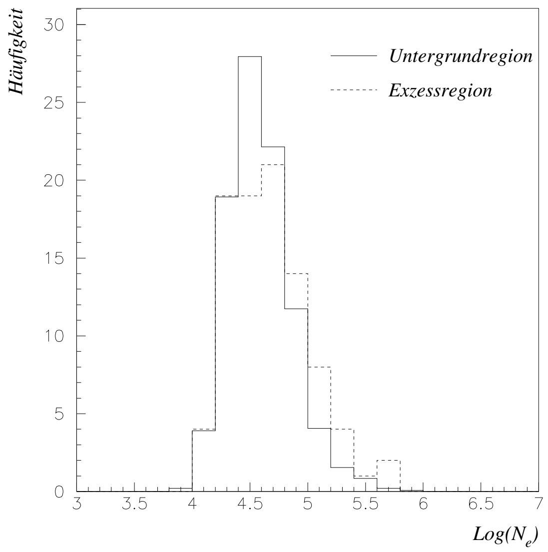

Abbildung 5.9: Das Schauergrößenspektrum für die Ereignisse aus der Überschußregion und für die Ereignisse einer Vergleichsregion (s. Text). Die Verteilung der Untergrundregion ist skaliert worden, so daß sie die gleiche Fläche wie die Verteilung der Überschußregion überdeckt.

nen ausgenommen, in guter Näherung der Dichte der Untergrundereignisse in der Testregion entsprechen [16, S. 112]. Die Signifikanz der Abweichung wird dann mittels der Formel 5.1 von Li und Ma berechnet (s. Abbildung 5.8).

Die so definierte Region bedeckt einen Raumwinkelbereich[5] von $9,7 \cdot 10^{-4}\,sr$. Die Anzahl der in der Region enthaltenen Ereignisse ist 92, während die erwartete Anzahl 53,6 ist (berechnet aus der Untergrunddichte, gemittelt über alle Ereignisse der Überschußregion). Hätte man einen Überschuß der so definierten Form in der entsprechenden Richtung gesucht, so wäre gemäß Formel 5.1 die Signifikanz der Beobachtung $4,7\,\sigma$. Abbildung 5.9 zeigt das Schauergrößenspektrum der Ereignisse aus der Überschußregion, verglichen mit dem der Ereignisse aus der um die Richtung des Cygnus X-3 zentrierten Vergleichsregion. Die Ereignisse der Überschußregion besitzen ein *härteres Spektrum*. Vernachlässigt man die statistischen Fluktuationen in der Untergrundverteilung, so läßt sich die Zufallswahrscheinlichkeit für eine derart große Abweichung der beiden Spektren mit Hilfe des χ^2-Tests von Pearson zu 1% berechnen. Aufgrund der geringen Statistik der Ereignisse in der Überschußregion wird an dieser Stelle auf die Bestimmung des Energiespektrums der Überschußereignisse verzichtet.

5.4 Diskussion der Resultate

Ein Objekt, das sich so wie Cygnus X-3 in $\gtrsim 8,4\,kpc$ Entfernung von der Erde befindet, müßte, um zu einem VHE/UHE- oder EHE-Überschuß mit einer meßbaren Raumwinkelausdehnung zu führen, bei den in der γ-Astronomie erzielbaren Winkelauflösungen in der Größenordnung von ungefähr 1^0 eine Ausdehnung senkrecht zur Beobachtungsrichtung von mindestens $100\,pc$ besitzen. Deshalb wurde in den bisherigen Cygnus X-3 Analysen zumeist davon ausgegangen, daß ein VHE/UHE- oder EHE-Überschuß aus der Richtung des binären Sternensystems Cygnus X-3 Punktquellencharakter haben muß. In der vorliegenden Analyse sind folgende Indizien, die gegen den Punktquellencharakter des Überschusses vom 20.01.91 aus der Richtung des Cygnus X-3 sprechen, gefunden worden:

1. Die Reanalyse des Exzesses mit einer um den Faktor $1,5$ verbesserten Winkelauflösung führte nicht zu dem für ein Punktquellensignal erwarteten Signifikanzanstieg um den gleichen Faktor. Stattdessen sank die Signifikanz um den Faktor $1,2$.

2. Die Untersuchung der Signifikanz in der Umgebung der Cygnus X-3 Position und die Variation der bei der Berechnung der Signifikanz angenommenen Winkelauflösung zeigten, daß der Exzess für ein Punktquellensignal eine zu große Raumwinkelausdehnung besitzt.

Mit den verbesserten Methoden konnte ferner nachgewiesen werden, daß die unter der Punktquellenhypothese berechnete Signifikanz in einer Himmelsrichtung maximal wird, die $0,75^0$ von der Cygnus X-3 Richtung entfernt liegt. Des weiteren konnte für das Schauergrößenspektrum der Ereignisse einer über die Ereignisdichte definierten Überschußregion gezeigt werden, daß es signifikant härter war als das Spektrum der Untergrundereignisse.
Bei der Interpretation der Ergebnisse sollten folgende Punkte beachtet werden:

1. Betrachtet man die Koinzidenz des HEGRA-Überschusses mit dem Radio-Burst und den von der Soudan-2 sowie der AKENO-Gruppe beobachteten Exzessen als einen

[5] Die Raumwinkelausdehnung der Überschußregion ist empfindlich von der Raumwinkelgröße der Testregion abhängig. Wählt man sie zu klein, so sind die statistischen Fluktuationen der Anzahl der in die Testregion fallenden Ereignisse groß und die berechneten Signifikanzen sind dehalb sehr gering. Zu groß darf man sie auch nicht wählen, da man dann den untersuchten Überschuß künstlich vergrößert.

Zufall, so ist die statistische Signifikanz der Beobachtung des Exzesses sehr gering (vgl. die Fußnote auf S.65).

2. Die nachweisbare Raumwinkelausdehnung des Überschusses zusammengenommen mit der kurzen Dauer des erhöhten Flusses aus der Richtung des Cygnus X-3 machen es unwahrscheinlich, daß Cygnus X-3 tatsächlich für den Überschuß verantwortlich ist. Es ist zwar möglich, daß Cygnus X-3 Teilchen beschleunigt, die einen sehr ausgedehnten Materie-Nebel zur Emission von VHE/UHE-γ-Strahlung anregen, so daß der auf der Erde registrierte Überschuß eine meßbare Raumwinkelausdehnung besitzt. Es ist aber nicht möglich, daß ein solches Signal dann nur einen Tag andauert.

3. Die Yakutsk-Gruppe [34] und die Fly's Eye Gruppe [35] meldeten beide die Beobachtung eines Überschusses kosmischer EHE-Strahlung aus der Richtung des Cygnus X-3, welcher jeweils aus einem unerwartet großen Raumwinkelbereich stammte. Die Yakutsk-Gruppe bemerkte in [34] anläßlich ihrer Beobachtung, daß solche ausgedehnten Überschüsse auch durch geladene EHE-Teilchen hervorgerufen werden könnten. Die geladenen EHE-Teilchen könnten sich aufgrund des magnetischen Feldes der Spiralarme der Galaxie in den Spiralarmen bevorzugt parallel zu dem jeweiligen Arm bewegen. Solche Teilchen in unserem Spiralarm könnten zu einem Überschuß führen, der aus der Richtung des Cygnus X-3 Systems zu kommen scheint. Solch ein Effekt könnte auch für die vor 1985 nachgewiesenen Überschüsse aus der Richtung des Cygnus X-3 verantwortlich sein und würde den bei einigen der gemeldeten Überschüsse (vgl. [27]) nachgewiesenen hohen hadronischen Anteil an den Überschußteilchen erklären.

Abschließend läßt sich festhalten, daß in *zukünftigen* Analysen das Studium kurzzeitiger, ausgedehnter UHE/VHE-Exzesse *zusammen* mit der Untersuchung des Energiespektrums der Überschußteilchen zu interessanten Entdeckungen führen könnte.

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigte sich mit der Analyse der Daten, die mit dem Szintillatorfeld des HEGRA-Experiments gewonnen wurden. Es wurde eine optimierte Methode zur Rekonstruktion der Schauerrichtung entwickelt. Die mit dieser Methode erzielte Rekonstruktionsgüte wurde eingehend untersucht. Mit der optimierten Methode wurde der von HEGRA beobachtete Überschuß vom 20.01.91 aus der Richtung des Cygnus X-3 erneut analysiert.
Die wichtigsten Ergebnisse können folgendermaßen zusammengefaßt werden:

1. In der **neuen Methode** der Richtungsbestimmung wird an die gemessenen Ankunftszeiten der Schauerfront eine *Funktion* mit *einer Gewichtsfunktion* angepaßt, wobei *beide* Funktionen vom *radialen Abstand* zur Schauerachse *und* der *Anzahl registrierter Teilchen* abhängen. Dadurch wird die *Form und die Breite* der Schauerfront bei der Richtungsbestimmung berücksichtigt. In der neuen Methode werden für *eine* Richtungsbestimmung *drei* Anpassungsschritte durchgeführt, wobei nach den ersten beiden Schritten, zu weit von der angepaßten Funktion abweichende Meßwerte verworfen werden. Dies wird der *nicht-gaußschen Wahrscheinlichkeitsverteilung* der Meßwerte gerecht.

2. Die **anzupassende Funktion** und die **selbstkonsistente Gewichtsfunktion** werden *beide* aus *experimentell* gewonnenen Daten bestimmt und berücksichtigen dadurch die *Physik der Schauerentwicklung* im Zusammenspiel mit dem *Verhalten des Detektors* und den *Eigenschaften der Rekonstruktionsprozedur.*

3. Die mit der neuen Methode erzielte **Winkelauflösung** wurde mit dem *Schachbrettverfahren*, dem *Vergleich Szintillatormatrix–AIROBICC-Detektor* und mit Hilfe von *simulierten* Schauern bestimmt. Die Verfahren ergaben miteinander konsistente Ergebnisse. Die neue Methode bringt gegenüber der bisherigen Analyse eine *Verbesserung* der Winkelauflösung um den Faktor $\approx 1,5$. Wie mit Hilfe der simulierten Schauer nachgewiesen werden konnte, wird die Winkelauflösung auch für *photoneninduzierte Schauer* um etwa den gleichen Faktor verbessert.

4. Im Rahmen der Untersuchungen mit dem Schachbrettverfahren wurde die mit der neuen Methode erzielte Winkelauflösung der HEGRA-Szintillatormatrix zu
$\sigma_{63\%} = 0,65^0$ für eine Schwellenenergie von $\approx 40\,TeV$ bestimmt. Die Winkelauflösung wurde als Funktion der rekonstruierten Schauergröße N_e (hinter Blei) folgendermaßen parametrisiert:
$$\sigma_{63\%}(N_e) \approx \frac{104,5^0 \pm 0,4^0}{\sqrt{N_e}}$$
für $N_e \in [8 \cdot 10^3, 2,5 \cdot 10^5]$.

5. Mit der neuen Methode konnte der Überschuß der am 20.01.91 aus Richtung des Cygnus X-3 registrierten Ereignisse reanalysiert werden. Die unter der Punktquellenhypothese berechnete Signifikanz der Beobachtung steigt nicht wie für ein Punktquellensignal erwartet um den Faktor 1,5 an, *sondern nimmt um den Faktor 1,2 ab.* Es wurde gezeigt, daß der Überschuß aus einem für ein Punktquellensignal *zu ausgedehnten* Raumwinkelbereich stammt. Ferner wurde nachgewiesen, daß sich das Maximum der Signifikanz – berechnet für eine hypothetische Punktquelle in der Umgebung der Cygnus X-3 Position – in einer $0,75^0$ von der Cygnus X-3 Position entfernten Richtung befindet. Die Analyse des Schauergrößenspektrums der Überschußereignisse zeigte, daß die Überschußereignisse ein härteres Schauergrößenspektrum besitzen als die Untergrundereignisse.

Die neue Methode der Richtungsbestimmung wird auch bei der zukünftigen Auswertung der HEGRA-Daten verwendet werden.

Anhang A

Der simulierte Datensatz

Die verwendete Programmkette

Die in dieser Arbeit verwendeten ausgedehnten Luftschauer wurden mit dem am Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH für das Luftschauerexperiment KASCADE entwickelten Programm CORSIKA (COsmic Ray SImulations for KAskade), Version 4.01 und 4.06, generiert. Das Programm und die der Version 4.01 zugrundegelegten Modellannahmen und Wirkungsquerschnitte werden in [36] beschrieben. In der Version 4.06 werden die hadronischen Wechselwirkungen mit Hilfe der Programme GHEISHA [37] und VENUS [38] simuliert. Die Programmteile zur Erzeugung des Tscherenkovlichtes wurden von M. Roszanska, F. Arqueros und S. Martinez hinzugefügt [39]. Die Simulation der Szintillatormatrix und des AIROBICC-Detektors hat V. Haustein an der Universität Hamburg entwickelt.

Die Simulation des Detektorverhaltens

Das von V. Haustein modifizierte Programm CORSIKA liefert je Schauer für eine $600\,m \times 600\,m$-Umgebung um den Schauerkern die Ankunftszeiten- und Orte aller die atmosphärische Tiefe des HEGRA-Detektors erreichenden Schauerteilchen einer Energie von mehr als $3\,MeV$ und der zu Paketen zusammengefaßten Tscherenkov-Photonen.

Um das Verhalten der Szintillationszähler zu simulieren, werden die Teilchen der elektromagnetischen Schauerkomponente mit Hilfe des EGS4-Codes [40] durch eine $1\,cm$ starke Holzschicht und durch eine Strahlungslänge Blei geführt. Wenn die resultierenden Elektronen und Positronen eine Energie von mehr als $4\,MeV$ besitzen, werden sie zur Zeitmessung zugelassen und zählen als im Zähler registrierte minimalionisierende Teilchen. Das Zeitsignal eines Zählers wird durch das den Zähler zuerst treffende Teilchen bestimmt. Dabei wird die in einer Teststrahlmessung am DESY ermittelte Abhängigkeit der Zeitverzögerung vom Einschlagsort der Teilchen auf dem Szintillationsmaterial berücksichtigt.

Für jeden AIROBICC-Detektor werden die ihn treffenden Photonenpakete in $0,5\,ns$-Einheiten histogrammiert. Die Histogramme werden mit einer aus FADC-Messungen bestimmten Antwort-Funktion gefaltet, die das Verhalten der Photomultiplier, der Kabel und der Elektronik berücksichtigt. Aus mit dem SPLINE-Algorithmus an die Histogramme angepaßten Funktionen werden schließlich die Zeitsignale der Zähler als diejenigen Zeitpunkte bestimmt, an denen die Funktionen 10% ihrer Maximalwerte erreicht haben. Die Pulshöhen werden aus den integrierten Funktionen bestimmt. Die Simulation wird für die Detektoren zweier $600\,m \times 600\,m$ großen Matrizen mit einem Zähler–Zähler-Abstand von $7,5\,m$ (Szintillatormatrix) und $15\,m$ (Tscherenkovlichtdetektoren) durchgeführt. Aus diesem großen Ereignis werden dann 10 HEGRA-Ereignisse gefertigt, indem der Detektoranordnung HEGRAs an unterschiedlichen Positionen und mit unterschiedlicher Orientierung unter die großen Detektorfelder gelegt wird. Dabei wird die Triggerbedingung ($\geq$ 14 Szintillationszähler mit einem Zeitsignal) berücksichtigt.

Der simulierte Datensatz

Im Energieintervall von $20\,TeV$ bis $2\,PeV$ habe ich 2760 γ- und protoneninduzierte Schauer (ohne Simulation des Tscherenkovlichts) zu gleichen Anteilen mit Einfallswinkeln von $0^0, 15^0, 25^0$ und 35^0 gemäß dem Spektrum der geladenen kosmischen Strahlung $\frac{dN}{dE} = E^{-2,7}$ mit CORSIKA erzeugt. Daraus wurden mit der beschriebenen Programmkette 27600 HEGRA-Ereignisse (nur Szintillationszählermatrix) produziert. Von V. Haustein und V. Henke wurden mir weitere 560 hochenergetische Schauer und damit 5600 HEGRA-Ereignisse (mit Simulation des Tscherenkovlichts und mit Simulation von AIROBICC) mit Energien zwischen $500\,TeV$ und $10\,PeV$ gemischter Komposition ($\gamma-, p-, O-, Fe-$Schauer in gleicher Anzahl) zur Verfügung gestellt.

In den in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnissen wurden die 33200 Schauer entsprechend ihrer Triggerhäufigkeit, dem Energiespektrum der geladenen kosmischen Strahlung, der Akzeptanz des Detektors in Abhängigkeit vom Zenitwinkel und der experimentell beobachteten Hüttenverteilung (bei eingeschaltetem AIROBICC-Detektor) gewichtet. *Der resultierende Datensatz sollte in denen für diese Arbeit wichtigen Aspekten einem mit der HEGRA-Szintillatormatrix gewonnenen Datensatz (bei eingeschaltetem AIROBICC-Detektor) gleichen.*

Anhang B

Die Signifikanz eines Punktquellensignals in Abhängigkeit von der Winkelauflösung

In diesem Anhang wird gezeigt, daß die Signifikanz S der Messung eines Punktquellensignals in guter Näherung umgekehrt proportional zu der für die Messung relevanten Winkelauflösung $\sigma_{63\%}$ ist. Die nun folgenden Definitionen sind analog zu denen in Abschnitt 5.2.2.
Beschreibe

$$P_Q(\sigma;\theta)\,\Delta\theta = \frac{\theta}{\sigma^2}\exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma^2}\right)\,\Delta\theta$$

mit $\sigma = \frac{1}{\sqrt{2}}\sigma_{63\%}$ die Verteilung der Quellenereignisse und

$$P_{UG}(\theta_{MAX};\theta)\,\Delta\theta = \frac{2\cdot\theta}{\theta^2_{MAX}}\,\Delta\theta \tag{B.1}$$

die Verteilung der Untergrundereignisse im Raum der Winkelabstände θ zur Quelle.
Für den Winkel θ_{MAX}, der den betrachteten Raumwinkelbereich um die Quellposition charakterisiert, kann man setzen:

$$\theta_{MAX} = k\cdot\sigma.$$

Dabei sollte k nicht zu klein gewählt werden und in etwa $k \gtrsim 7$ genügen (s. [33]).
P_Q und P_{UG} sind dann für den betrachteten θ-Bereich auf eins normiert.

Sei nun N_Q die Anzahl der Quellen- und $N_U(\theta_{MAX})$ die Anzahl der Untergrundereignisse. Ist N_Q und N_U *ausreichend groß*, so maximiert N_Q den Logarithmus des Likelihood-Verhältnisses $\ln\lambda(\sigma, N'_Q)$:

$$\ln\lambda(\sigma, N'_Q) = \sum_{i=1}^{N'_Q+N_U(\theta_{MAX})} \underbrace{\ln\left(\frac{N'_Q\cdot P_Q(\theta_i,\sigma) + N_U(\theta_{MAX})\cdot P_{UG}(\theta_{MAX};\theta_i)}{(N'_Q + N_U(\theta_{MAX}))\cdot P_{UG}(\theta_{MAX};\theta_i)}\right)}_{\equiv f(\sigma,\theta_{MAX},N'_Q;\theta_i)},$$

wobei θ_i den Winkelabstand des i-ten Ereignisses zur Quellenrichtung darstellt.

Beschreibt

$$P_G(\sigma, \theta_{MAX}, N_Q; \theta) = N_Q \cdot P_Q(\sigma; \theta) + N_U(\theta_{MAX}) \cdot P_{UG}(\theta_{MAX}; \theta)$$

die Verteilung *aller* Ereignisse in der betrachteten Region,
so gilt – ebenfalls mit $N_Q \gg 1$ und $N_U \gg 1$ – in guter Näherung:

$$\ln \lambda(\sigma, \theta_{MAX}; N_Q) = \int_0^{\theta_{MAX}} P_G(\sigma, \theta_{MAX}, N_Q; \theta) \cdot f(\sigma, \theta_{MAX}, N_Q; \theta)\, d\theta. \tag{B.2}$$

Das so berechnete $\ln \lambda$ sollte für $k > 7\,\sigma$ und k genügend klein, so daß die in Gleichung B.1 eingehende Näherung $\sin(\theta) \approx \theta$ gültig bleibt, *unabhängig* von dem gewählten k und somit auch unabhängig von θ_{MAX} sein.

Da sich die Signifikanz S aus $S = \sqrt{2 \cdot \ln \lambda(\sigma, N_Q)}$ ergibt, muß nun gezeigt werden:

$$\boxed{\ln \lambda\,(\sigma; N_Q) \sim \frac{1}{\sigma^2}.} \tag{B.3}$$

Für f läßt sich schreiben:

$$f(\sigma, \theta_{MAX}, N_Q; \theta) = \ln\left(\frac{N_U(\theta_{MAX})}{N_Q + N_U(\theta_{MAX})}\right) + \ln\left(a(\sigma, \theta_{MAX}, N_Q; \theta) + 1\right),$$

mit

$$a(\sigma, \theta_{MAX}, N_Q; \theta) = \frac{N_Q \cdot P_Q(\sigma; \theta)}{N_U(\theta_{MAX}) \cdot P_{UG}(\theta_{MAX}; \theta)} = \frac{N_Q}{2} \cdot \frac{\theta_{MAX}^2}{\sigma^2 \cdot N_U(\theta_{MAX})} \cdot \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma^2}\right).$$

Dabei ist a für $\theta = 0$ maximal:

$$a(\sigma, \theta_{MAX}, N_Q; 0) = \frac{N_Q}{2} \cdot \frac{\theta_{MAX}^{\,2}}{\sigma^2 \cdot N_U(\theta_{MAX})}$$

Der letzte Term ist gleich der *Anzahl der Untergrundereignisse in einer σ-Umgebung um die Richtung der Quelle*. Ist diese Anzahl *groß* gegenüber der Anzahl der Quellenereignisse, gilt also:

$$\boxed{\frac{N_Q}{2} \cdot \frac{\theta_{MAX}^{\,2}}{\sigma^2 \cdot N_U(\theta_{MAX})} \ll 1} \tag{B.4}$$

so kann f in Gleichung B.2 nach a entwickelt werden.

Man erhält dann für $\ln\lambda$ in führender Ordnung von a:

$$\boxed{\ln\lambda(\sigma,N_Q) \approx (N_Q + N_U(\theta_{MAX}))\cdot\ln\left(\frac{N_U(\theta_{MAX})}{N_Q + N_U(\theta_{MAX})}\right) + N_Q + \frac{1}{\sigma^2}\cdot\frac{N_Q^2}{8}\cdot\frac{\theta_{MAX}^{\;2}}{N_U(\theta_{MAX})}}$$

Die ersten beiden Summanden ergeben für große N_U zusammen annähernd Null, womit die Behauptung bewiesen wäre. Die Signifikanz S ist dann also proportional zu der Anzahl der Quellenereignisse und umgekehrt proportional zu der Wurzel der Anzahl der in eine Region, deren Raumwinkelausdehnung quadratisch mit der Winkelauflösung anwächst, fallenden Untergrundereignisse. Die für die Ableitung notwendige Bedingung in Gleichung B.4 fordert, daß man die Fluktuationen der Anzahl der *Quellenereignisse* vernachlässigen kann.

Für den in Kapitel 5 analysierten Datensatz erhält man für Verfahren 1 ohne den Schnitt in der Schauergröße und aus der abgeschätzten Anzahl von Quellenereignissen $a = 0,6$. Die Formel B läßt sich also in diesem Fall *nur* zur ersten Näherung benutzen. Um eine höhere Genauigkeit zu erreichen, müßte man die Entwicklung von $\ln\lambda$ nach a bis zu höheren Ordnungen betreiben. Einfacher ist es $\ln\lambda(\sigma,\theta_{MAX};N_Q)$ aus Gleichung B.2 numerisch zu bestimmen. Gleichung B.3 läßt sich dann z.B. für $N_Q = 36$, $N_U = 654$ (N_Q abgeschätzt mit Verfahren 1, Schnitt in $log(N_e) > 4,6$ angewendet) und $\sigma \in [0,45^0, 0,9^0]$ bis auf eine Abweichung von 10% (im multiplikativen Faktor) verifizieren.

Anhang C

Berücksichtigung der Zeitverteilung der Ereignisse für den Exzess vom 20.01.91

Im folgenden wird gezeigt, welchen Einfluß die Berücksichtigung die Detektorakzeptanz im Horizontalsystem im Zusammenspiel mit der Zeitverteilung der Ereignisse auf die für den Überschuß des 20.01.91 berechneten Signifikanzen hat. Für diesen Datensatz ist dies besonders wichtig, um abschätzen zu können, welchen Einfluß die 46,3-minütige Unterbrechung der Datennahme auf die im Kapitel 5 gezeigten Ergebnisse hat.

Man bestimmt zuerst aus allen registrierten und den angewendeten Schnitten genügenden Ereignissen die Nachweishäufigkeit in Abhängigkeit der Horizontalkoordinaten. Dazu wird die Himmelssphäre in etwa $1^0 \times 1^0$ große Sektoren eingeteilt und die Anzahl der in jeden Sektor fallenden Ereignisse gezählt. Die auf die Raumwinkelgröße eines jeden Sektors normierten Ereignisanzahlen sind dann proportional zu der Nachweiswahrscheinlichkeit pro Raumwinkel eines Untergrundereignisses aus der Richtung des jeweiligen Sektors. Um die durch die endliche Anzahl der in jedem Sektor registrierten Ereignisse verursachten Fluktuationen zu minimieren, wurde für jeden Sektor eine Mittelung mit der Wahrscheinlichkeit seiner Nachbarsektoren, die zu benachtbarten Azimutwinkeln und zu den gleichen Zenitwinkel gehörten, durchgeführt (s. Abbildung C.1).

Aus einer so angelegten "Tabelle" kann dann für jedes der in die betrachtete 5^0-Umgebung um die Richtung des Cygnus X-3 fallende Ereignis die auf die 5^0-Umgebung normierte Wahrscheinlichkeit $\tilde{\mathcal{P}}_{UG}$ berechnet werden, mit der dieses Ereignis ein Untergrundereignis ist. Mit dem so definierten $\tilde{\mathcal{P}}_{UG}$ und dem schon vorher verwendeten $\mathcal{P}_Q$ wurden mit den auf $log(N_e) > 4,6$ selektierten Ereignisse die in Tabelle C.1 aufgeführten Ergebnisse berechnet (Cygnus X-3 an der erwarteten Stelle). Die Ergebnisse **verifizieren** die in Tabelle 5.4 zusammengestellten Signifikanzen und Anzahlen von Quellenereignissen. Die Pause in der Datennahme spielte für die dort gezeigten Ergebnisse folglich **keine Rolle**.

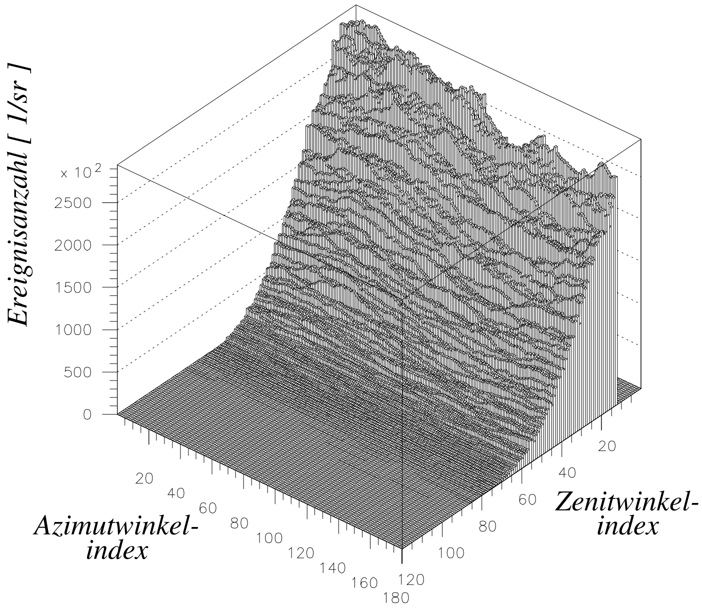

Abbildung C.1:
Die aus den Daten des 20.01.91 auf den Raumwinkel normierte Häufigkeit der registrierten Ereignisse in den die Himmelsphäre aufteilenden Sektoren. Jeder Sektor wird durch einen Zenitwinkelindex i und einen Azimutwinkelindex j gekennzeichnet und ist durch

$$S_{ij} = \{(\theta, \phi) \mid \theta_i < \theta < \theta_{i+1}, \phi_{i\,j} < \phi < \phi_{i\,j+1}\}$$

$$\textit{für} \;\; 1 \leq i \leq 120 \;\; \textit{und} \;\; 1 \leq j \leq min(180, i^2) \quad \textit{definiert, wobei}$$

$$\theta_k = (k-1) \cdot \frac{90^0}{120} \;\; \textit{für}\; 1 \leq k \leq 121 \;\; \textit{und}$$

$$\phi_{k\,l} = (l-1) \cdot \frac{360^0}{min(180, k^2)} \;\; \textit{für}\; 1 \leq l \leq min(181, k^2+1) \quad \textit{ist.}$$

Für jeden Sektor wurde eine Mittelung über die 20 in j benachbarten Sektoren durchgeführt. Es wurden nur Ereignisse mit $\log(N_e) > 4,6$ *benutzt.*

Verfahren	$S\ [\sigma]$	N_Q
1	4,44	36,9
2	3,58	27,3
3	3,68	22,2
4	3,47	19,1
$P_Q = \mathcal{P}_Q, P_{UG} = \tilde{\mathcal{P}}_{UG}$		
Schnitt in N_e: $\log(N_e) > 4,6$.		

Tabelle C.1: Ergebnisse, die man bei der Berücksichtigung der Detektorakzeptanz im Horizontalsystem im Zusammenspiel mit der Zeitverteilung der Ereignisse erhält

Literaturverzeichnis

[1] C. E. Fichtel et al. The First Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope (EGRET) Source Catalog. *Astrophysical Journal*. Zur Veröffentlichung eingereicht.

[2] M. J. Lang. TeV Observations of the Crab Nebula and other Plerions in the Epoch 1988-91. In 22^{nd} *International Cosmic Ray Conference, Dublin*, volume 1, pages 204–207, 1991.

[3] M. Punch et al. Detection of TeV Photons from the Active Galaxy Markarian 421. *Nature*, 352:477–478, 1992.

[4] T.C. Weekes. Very High Energy Gamma-Ray Astronomy. *Physics Report*, Nos. 1 und 2(160):1–121, 1989.

[5] Pierre Sokolsky. *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics*. Addison-Wesley Publishing Company,Inc., 1989.

[6] Albrecht Karle. Entwicklung eines neuartigen atmosphärischen Tscherenkovdetektors und Messung an hochenergetischer Kosmischer Strahlung zwischen 15 und 1000 TeV. Dissertation an der Ludwig-Maximilians-Universität München, 1994.

[7] B.Wiebel. *Chemical Composition in High Energy Cosmic Rays*. BUGH Wuppertal, Wuppertal, 1984.

[8] Thomas K. Gaisser. *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambrigde University Press, 1990.

[9] D. E. Nagle, T. K. Gaisser, and Protheroe R. J. Extensive Air Showers Associated With Discrete Astrophysical Sources. *Annual Review Nuclear Particle Science*, 38:609–657, 1988.

[10] E. Fermi. The Origin of Cosmic Radiation. *Physical Review 2nd ser.*, 75:1169, 1949.

[11] E. Fermi. Galactic Magnetic Fields and the Origin of Cosmic Radiation. *The Astrophysical Journal*, 119(1), 1954.

[12] P. Biermann. *Astronomy and Astrophysics*, 271:649–661, 1993.

[13] L. O'C. Drury et al. The gamma ray visibility of supernova remnants, A test of cosmic ray origin. Zur Veröffentlichung bei Astronomy and Astrophysics eingereicht.

[14] A. K. Harding O. C. De Jager. The Inverse Gamma-Ray Spectrum of the Crab Nebula. In 22^{nd} *International Cosmic Ray Conference, Dublin*, volume 1, pages 572–575, 1991.

[15] A. Wolfendale R. Murthy. *Gamma-ray astronomy*. Cambrigde University Press, 1986.

[16] Martin Merck. Suche nach Quellen ultrahochenergetischer kosmischer Strahlung mit dem HEGRA Detektor. Dissertation an der Ludwig-Maximilians-Universität München, 1993.

[17] F. Aharonian et al. Status and Upgrade of the HEGRA Air Shower Experiment at La Palma. In 23^{nd} *International Cosmic Ray Conference, Calgary*, volume 4, pages 291–294, 1993.

[18] Reinhard Eckmann. Simulation von elektromagnetischen Luftschauern der Energie 30 TeV und Untersuchungen zur Richtungsbestimmung. Diplomarbeit an der Universität Hamburg, 1991.

[19] Jürgen Prahl. Untersuchungen zu Richtungsrekonstruktionen von Luftschauern und Randeffekten in einem Szintillationszählerfeld. Diplomarbeit an der Universität Hamburg, 1992.

[20] Reinhard Eckmann. Systematische Untersuchung der Richtungsrekonstruktion in Abhängigkeit der bei der Anpassung verworfenen Zeitwerte. private Mitteilung.

[21] M. Aglietta et al. UHE cosmic ray event reconstruction by the electromagnetic detector of EAS-TOP. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A(336):310–321, 1993.

[22] J. Heintze et al. Measuring the Chemical Composition of Cosmic Rays at $\sim 10^{13} - 10^{14} eV$ by Utilizing the Solar and Geomagnetic Fields. *Experimental Astronomy*, 1:21–34, 1989.

[23] A. Karle et al. Methods to Determine the Angular Resolution of the HEGRA Extended Air Shower Array. Wird in Zukunft veröffentlicht.

[24] R. Giacconi et al. An X-Ray Survey of the Cygnus Region. *Astrophysical Journal*, 148:L119, 1967.

[25] E. Becklin et al. Infrared and X-Ray Variability of Cyg X-3. *Nature Physical Science*, 239:130, 1972.

[26] P. Gregory et al. Discovery of Giant Radio Outburst from Cygnus X-3. *Nature*, 239:440, 1972.

[27] J.M. Bonnet-Bidaud and G. Chardin. Cygnus X-3, a Critical Review. *Physics Report*, 170:325, 1988.

[28] M.F. Cawley et al. Variability in the Light Curve of Very High Energy Gamma Rays from Cygnus X-3. *Astrophysical Journal*, 296:185–189, 1985.

[29] J. W. Cronin et al. The Search for Discrete Astrophysical Sources of Energetic Gamma Radiation. *Annual Review Nuclear Particle Science*, 43:883–925, 1993.

[30] M.A. Thomson et al. The Observation of Underground Muons from the Direction of Cygnus X-3 during the January 1991 Radio Flare. *Physical Letters*, B 269:220, 1991.

[31] N. Hayashida. A Search for Point Sources above $10^{17} eV$, using Data from the AKENO Giant Air Shower Array. In 22^{nd} *International Cosmic Ray Conference, Dublin*, volume 1, pages 309–312, 1991.

[32] Tie-Pei Li and Yu-Qian Ma. Analysis Methods for Results in Gamma-Ray Astronomy. *The Astrophysical Journal*, 272:317–324, 1983.

[33] Alexandreas D.E. et al. Point Source Search Techniques in Ultra High Energy Gamma Ray Astronomy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A328:570–577, 1992.

[34] A. V. Glushkov et al. The Analysis of the Flux of Primary Particles with $E_0 > 10^{17}\,eV$ from Cyg X-3. In 21^{nd} *International Cosmic Ray Conference, Adelaide*, volume 2, page 64, 1990.

[35] G. L. Cassiday et al. Evidence for $10^{18} - eV$ neutral Particles from the Direction of Cygnus X-3. *Rhysical Review Letters*, 62(4):383–386, 1989.

[36] J.N.Capdevielle et al. The Karlsruhe Extensive Air Shower Simulation Code CORSIKA. *Kernforschungszentrum Karlsruhe, KfK*, 4998:1–54, 1992.

[37] H. Fesefeldt. The Simulation of Hadron Showers. *RWTH Aachen PI THA 85/02*, 1985.

[38] K. Werner. *Physics Reports*, 232:87, 1993.

[39] S. Martinez et al. Monte Carlo Simulation of the HEGRA Cosmic Ray Detector Performance. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, Zur Veröffentlichung eingereicht.

[40] W. R. Nelson et al. The EGS4 Code System. *SLAC Report*, 265, 1985.

Danksagung

Ich möchte Herrn Prof. Dr. Götz Heinzelmann und Herrn Jürgen Prahl für die intensive, lehrreiche und angenehme Betreuung danken. Von beiden habe ich viel über die Methoden des naturwissenschaftlichen Arbeitens und über die kleinen und großen Geheimnisse des "Luftschauergeschäfts" gelernt. Die Diskussionen mit Herrn Haustein, Herrn Heinzelmann, Herrn Henke, Herrn Lindner, Herrn Prahl und Herrn Schmele waren nicht nur in fachlicher Hinsicht wertvoll. Herr A. Karle und Herr M. Merck stellten mir freundlicherweise die HEGRA-Daten des Exzesses vom 20.01.91 zur Verfügung. Abschließend möchte ich mich bei der HEGRA-Kollaboration für die Hilfe und die nette Atmosphäre bedanken.

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

Hamburg, im November 1994 Henric Krawczynski