INAUGURAL - DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich - Mathematischen
Gesamtfakultät
der Ruprecht - Karls - Universität
Heidelberg

vorgelegt von

Dipl.-Phys. Menkir Girma
aus Äthiopien

Tag der mündlichen Prüfung: 21.5.2003

Untersuchung des Gesichtsfelds
der HEGRA-Kamera
auf
unbekannte TeV-γ-Quellen

Gutachter: **Prof. Dr. Werner Hofmann**
Prof. Dr. Immo Appenzeller

Untersuchung des Gesichtsfelds der HEGRA-Kamera auf unbekannte TeV-γ-Quellen.
Eine Suche nach unbekannten TeV-γ-Quellen, die möglicherweise innerhalb des Gesichtsfeldes der HEGRA-Kamera anwesend sein könnten, wurde durchgeführt. Es wurde angenommen, dass jeder Himmelsbereich, dem die Kamera aufnehmen kann, eine potenzielle Quelle ist. Bei dieser Suche wurde des Weiteren davon ausgegangen, dass der Prozess der γ-Strahlen-Erzeugung stetig ist. Eine separate Monte Carlo-Simulation wurde durchgeführt, die ein Kriterium dafür liefert, ab wann ein Signal als unbekannte Quelle akzeptiert wird. Keine unbekannte TeV-Quelle mit hoher Signifikanz, bezogen auf die Simulation, wurde identifiziert. Jedoch sind neun Himmelspositionen lokalisiert, die möglicherweise TeV-γ-Quellen sind. Weil fünf dieser Himmelspositionen durch *HESS* beobachtbar sind, werden sie für künftige Beobachtungen sehr empfohlen.

Analysis of the field of view of the HEGRA camera for unidentified TeV γ-ray sources.
A search was conducted for previously unknown TeV γ-ray sources which possibly could be present within the field of view of the *HEGRA* camera. It was assumed that each celestial area which is within the camera field of view is a potential source. It was further assumed that if any unknown source is present at all, then it's a steady one. A separate Monte Carlo simulation was conducted to set a criteria for a positive result.
No unknown TeV sources, based on the Monte Carlo criteria, were found. However nine celestial positions were localized which possibly could be TeV γ-ray sources. Since five of these positions could easily be covered by *HESS*, they are highly recommended for future observations.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Zu Beginn des ersten Viertels des zwanzigsten Jahrhundert häuften sich experimentelle Hinweise, die andeuten, dass aus dem Weltall Strahlung praktisch aus allen Himmelsrichtungen zu jeder Zeit zur Erde strömt. Um diese neuen Beobachtungen zu erklären, führten verschiedene Wissenschaftler Messungen durch, aus denen sich später ergab, dass es sich bei dieser neuen Art von Strahlung um hochenergetische Teilchen und um eine besonders energiereiche Form der elektromagnetischen Strahlung handelt.

Im Laufe der Zeit und durch Arbeiten vieler Forscher entwickelte sich diese Entdeckung zum vielleicht dynamischsten und anregendsten Gebiet der gegenwärtigen Astrophysik. Jedoch ist auch hier nicht leicht, wie in vielen anderen Fällen, ein vollständiges Gesamtbild zu bekommen. Bis heute rätseln nämlich die Forscher, welcher Mechanismus die Strahlung auf derart hohe Energien bringen kann. Ausserdem ist die interessante und wichtige Frage nach dem Ursprung dieser Strahlung heute noch Gegenstand aktueller Forschungen.

Seit jener Entdeckung mussten auch die Nachweismethoden dieser Strahlung einen komplexen Entwicklungprozess durchlaufen. Das Spektrum der experimentellen Techniken erstreckt sich von Satelliten, hochfliegenden Ballonen bis hin zu erdgebundenen Detektoren. Im letzteren Fall beruhen die Nachweismethoden auf dem Effekt, der durch ein geladenes Teilchen erzeugt wird, wenn es sich durch ein Medium bewegt. Ein auf der Erde fallender Teilchenfluss unterliegt in der oberen Atmosphäre einer Wechselwirkung mit Luftteilchen. Dabei wird eine Kette von Reaktionen ausgelöst. Ein derartiger Prozess läuft so lange weiter, bis die Energie nicht länger ausreicht, um neue Teilchen zu erzeugen. Nebenprodukte dieser Wechselwirkung werden am Erdboden nachgewiesen und geben Hinweise auf den Entstehungsort und die Art der Strahlung. Vielleicht werden in allernächster Zukunft diese Hinweise so weit reichen, dass wir über die Objekte, Zusammensetzung, Struktur und Dynamik des Universums etwas besser Bescheid wissen als dies heute der Fall ist.

Die abbildenden HEGRA-Čerenkov-Teleskope gehörten zu den wenigen erdgebundene Detektoranlagen. Dieses Teleskopsystem hatte viele der möglichen Quellen dieser Strahlung beobachtet, bevor es im September 2002 ausser Betrieb gesetzt wurde. Die gewonnenen Daten werden in dieser Arbeit untersucht. Das Hauptziel ist die Suche nach unbekannten TeV-γ-Quellen. Die Gliederung dieser Arbeit sieht folgendermaßen aus. Die Kapitel 2 und 3 geben eine Übersicht über die Strahlung an sich. Dabei wird über die Zusammensetzung, den Ursprung und den Beschleunigungsmechanismus diskutiert. Das Kapitel 4 befasst sich mit der Entstehung und den Nachweismethoden der Luftschauer. Das Kapitel 5 enthält eine Darstellung von astrometrischen Methoden, die für die genaue Bestimmung von Himmelspositionen wichtig sind. Das Kapitel 6 handelt von einer Simulation, die ein Kriterium dafür liefert, ab wann ein Signal als unbekannte Quelle akzeptiert wird. Das Kapitel 7 befasst sich mit dem Hauptziel dieser Arbeit, der Datenaufbau und den verschiedenen angewandten Analysemethoden. In den Kapitel 8 und 9 werden zum Schluss die Ergebnisse vorgelegt und diskutiert.

Kapitel 2

Kosmische Strahlung

Im Jahre 1912 entdeckte Viktor Hess die *kosmische Strahlung.* Nach mehreren Ballonfahrten konnte er nachweisen, dass es sich hier um eine Strahlung handelt, die einen extraterrestrischen Ursprung hat. Weiterhin konnte durch nachfolgende Messungen nachgewiesen werden, dass die Strahlung vom Erdmagnetfeld abgelenkt wird, also geladen ist. Seitdem hat man ziemlich viel über die Eigenschaften, Quellen sowie den Beschleunigungsmechanismus dieser Strahlung gelernt.

Die kosmische Strahlung besteht aus hochenergetischen Atomkernen und Elementarteilchen, die aus den unterschiedlichsten Bereichen des Wetalls zur Erde strömen. Diese Strahlung besteht weitgehend aus Atomkernen (98%), wobei 87% Wasserstoffkerne, 12% Heliumkerne und 1% Kerne mit einer Ladungszahl ≥ 3 sind. Etwa 2% der kosmischen Strahlung besteht aus Elektronen [Longair 1992].

Es gibt drei unterschiedliche Arten von kosmischen Strahlungen.

- Die solare kosmische Strahlung: Energetische Teilchen, die durch Sonneneruption entstehen. Mit dieser Art von kosmischen Strahlung befasst sich die vorliegende Arbeit nicht.
- Die galaktische kosmische Strahlung: Diese Strahlung kommt weit außerhalb unseres Sonnensystems vor. Ihr genauer Ursprung ist bis heute allerdings nicht vollständig geklärt.
- Die extragalaktische kosmische Strahlung: Diese Strahlung kommt weit außerhalb unserer Galaxie vor. Der genaue Ursprung dieser Strahlung ist allerdings ebenfalls nicht vollständig geklärt.

Die kosmische Strahlung lässt sich grundsätzlich in *Primärstrahlung* und *Sekundärstrahlung* differenzieren. Die Primärstrahlung, jene hochenergetischen Teilchen, die im Weltall durch astrophysikalische Quellen beschleunigt werden, erreichen jedoch die Erdoberfläche nicht. Beim Eintritt in die Erdatmosphäre wird die Primärstrahlung mit Luftmolekülen

Abbildung 2.1: Der Entdecker der kosmischen Strahlung Viktor Hess in der Gondel seines Heißluftballons.

kollidieren und einer Wechselwirkung unterliegen. Daraus entsteht die Sekundärstrahlung. Hier sieht man schon, dass die Sekundärestrahlung eigentlich nicht kosmisch, sondern nur ein Produkt der Wechselwirkung zwischen der Primärstrahlung und den Luftmolekülen ist; sie besteht aus Pionen, Myonen, Kaonen, Elektronen, Neutrinos und deren Antiteilchen. Zusätzlich enthält die Sekundärstrahlung Photonen.

2.1 Elementenhäufigkeit

Im Großen und Ganzen ähnelt die Verteilung der Elementenhäufigkeit der kosmischen Strahlung des Sonnensystems. Trotz dieser Gesamtähnlichkeit sind die folgenden Eigenschaften leicht zu erkennen, Abb. 2.2:

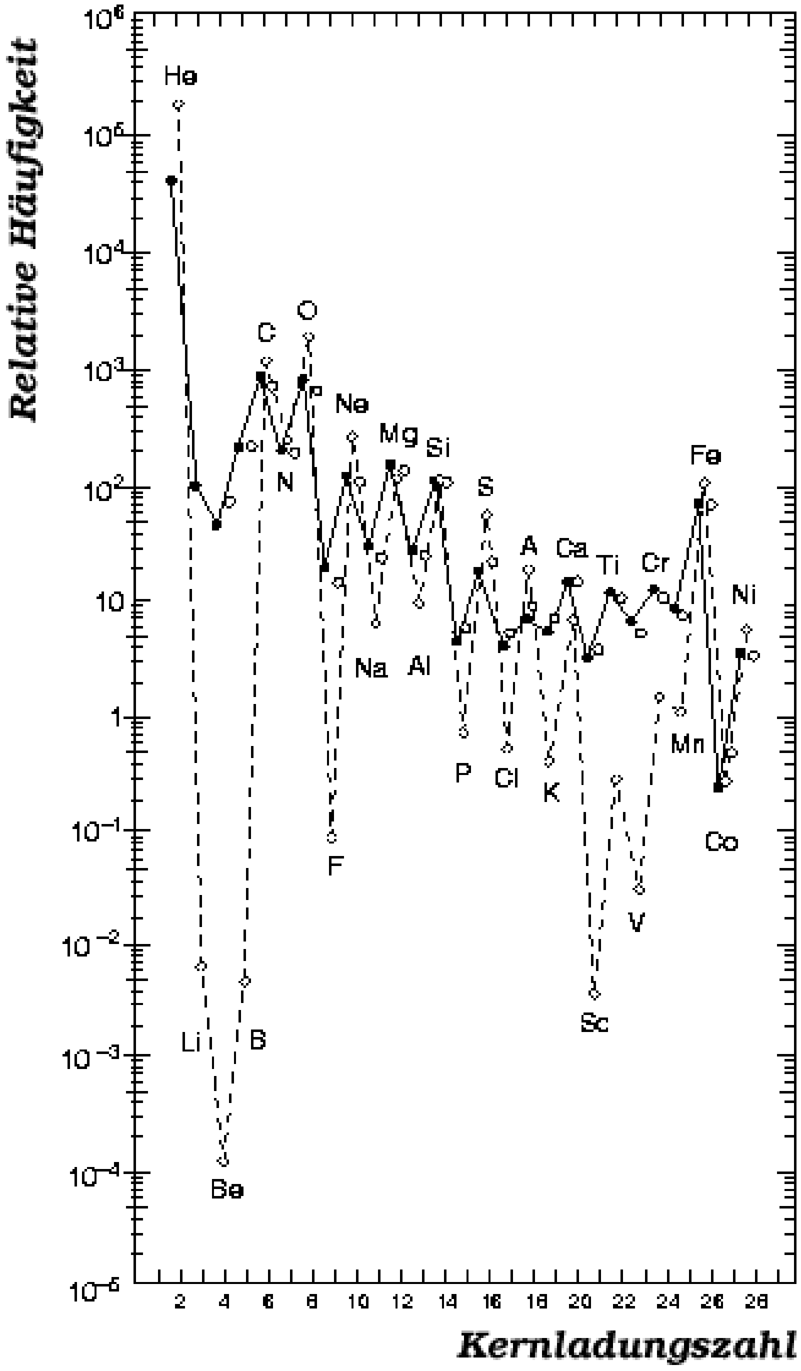


Abbildung 2.2: Die relative Häufigkeit, relativ zum Silikon, der galaktischen kosmischen Strahlung, durchgezogene Linie, und der des Sonnensystems, unterbrochene Linie [Simpson 1983]. Die soliden Kreise sind Messungen für Niedrigenergie, 70 - 280 MeV nucleon^{-1}, während die offenen Kreise für Hochenergie, 1-2 GeV nucleon^{-1}, stehen. Der Diamant stellt die relative Häufigkeit des Sonnensystems dar.

1. Man erkennt, dass H und He die dominierenden Elemente, $\sim 98\%$, der kosmischen Strahlung sind. Dennoch kommen diese Elemente, relativ zum Sonnensystem, nicht häufig vor.

2. Für die meisten geraden Elemente, vor allem für C, O, Mg und Fe, gibt es eine mäßige Übereinstimmung zwischen der kosmischen Häufigkeit und der des Sonnensytems.

3. Die leichten Elemente Li, Be und B, und Sc und V in der Unter-Fe-Region kommen in der kosmischen Strahlung relativ zum Sonnensystem zu stark vor.

Einige diese Diskrepanzen, vor allem die zweite, sind aufgrund der nuklearen Spallation zu erklären. Die Primärstahlung, die von deren jeweiligen astrophysikalischen Quellen beschleungt war, mußte durch die Interstellare Materie fortbewegt werden. Unterwegs, bis die Primärstahlung auf der Erde ankam, gab es zwischen der Strahlung und der umgebenden Interstellaren Materie einen spallierenden Teilchenzusammenprall.

2.2 Das Energiespektrum

Das auffälligste Merkmal der kosmischen Strahlung ist ihr Energiespektrum, Abb 2.3. Die Strahlung deckt einen Energiebereich von etwa 15 Größenordnungen ab. Oberhalb von etwa 1 GeV ist der Teilchenfluss durch das Potenzgesetz

$$\frac{dN}{dE} \sim E^{-\gamma} \tag{2.1}$$

beschreibbar, wobei $\gamma = 2.7$ bis 10^{15} eV, $\gamma = 3$ bis 10^{18} eV und ab da $\gamma = 2$ - 2.5 ist. Teilchen mit Energien unterhalb 10 GeV haben überwiegend einen solaren oder/und interplanetarischen Ursprung. Oberhalb 10 GeV nimmt man an, dass die Teilchen einen galaktischen oder extragalakischen Ursprung haben. Obwohl das Energiespektrum kaum Strukturen zeigt, erkennt man zwei Auffälligkeiten: *das Knie* bei $\sim 10^{15}$ eV und *den Knöchel* ab 10^{18} ab.

Im Allgemeinen wird behauptet, dass das Knie allmählich einen Übergang in der Zusammensetzung der kosmischen Strahlung spiegelt. Für diesen Übergang werden gegenwärtig zwei Erklärungen angeboten:

- Bis dem Knie hat der Teilchenfluss einen galaktischen Ursprung. Hier geht man davon aus, dass zumeist Spurnovaüberreste die Quellen des Teilschenflusses sind, wobei mit 10^{15} eV das Maximum an Energie erreicht ist, das ein *Supernova* freisetzen kann. Ab dem Knie gibt es eine neue Zusammensetzung, folglich eine neue Quelle. Hier geht man davon aus, dass die Quellen extragalaktisch sind.

- Das Knie ist dadurch zu erklären, dass ab 10^{15} eV die Teilchen ausreichend Energie besitzen, um das Magnetfeld der Milchstraße zu verlassen und somit für die Detektoren verloren sind.

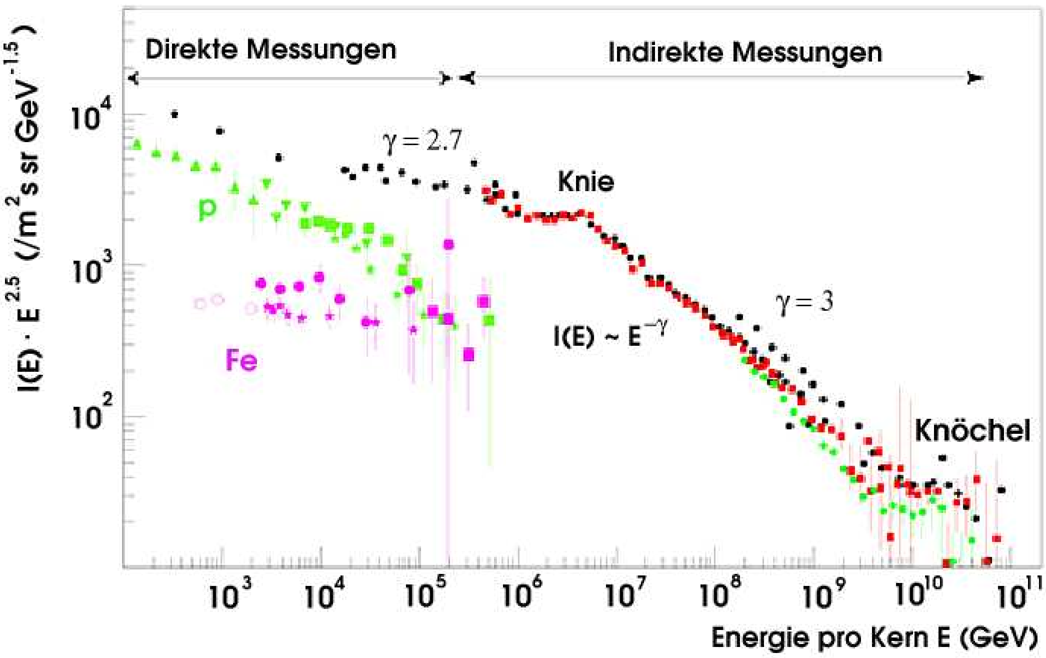


Abbildung 2.3: Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung. Zur Verdeutlichung der Strukturen im Spektrum wurden die Ordinatenwerte (Y-Achse) mit $E^{2.5}$ skaliert. Die verwendete Einheit ist GeV. Zu erkennen sind direkte Messungen verschiedener Ballon-Experimente, die eine Angabe der Energiespektren einzelner Elementgruppen erlauben. Oberhalb einer Energie von 10^{14} eV sind nur noch indirekte Messungen möglich.

Wiederum eine Unregelmäßigkeit im Bereich der ultrahöchsten Energie, $\sim 10^{20}$ eV, ist der Knöchel. In dieser Energieregion sollten theoretisch wegen der GZK-Cutoff (Greisen, 1966; Zatsepin & Kuzmin, 1966) keine Teilchen detektiert werden. An der Energieschwelle, $E_{cutoff} \approx 5 \times 10^{19} eV$, verlieren sogar die ultrahoch-energetischen kosmischen Protonen (UHEP) Energie aufgrund der Streuung mit Photonen der Hintergrundstrahlung (hgs):

$$p + \gamma_{hgs} \longrightarrow p + \pi^0 \tag{2.2}$$

$$p + \gamma_{hgs} \longrightarrow n + \pi^+ \tag{2.3}$$

Das Puzzle besteht hier darin, dass das UHEP-Spektrum keine GZK-Cutoff zeigt. Zu fragen ist, welcher astrophysikalische Prozess in der Lage ist, solche ultrahoch-energetischen Ereignisse zu produzieren. Das ist der Gegenstand aktueller Untersuchungen.

2.3 Quellen und Beschleunigungsmechanismus

Die Verteilung der kosmischen Strahlung am Himmel ist isotrop. Dies bedeutet notwendigerweise aber nicht, dass die Quellen gleichmäßig am Himmel verteilt sind. Es ist eher möglich, dass die Strahlung ständig durch die interstellaren Magnetfelder abgelenkt und zerstreut wird, bis jegliche Spur deren Ausgangsposition abhanden kommt.

Es wird angenommen, dass der Großteil der kosmischen Strahlung einen galaktischen Ursprung hat. Der Ursprung der kosmischen Strahlung mit Energien unterhalb 10^{15} eV wird auf Supernovae-Explosionen zurückgeführt. Bei derart gewaltigen Explosionen wird die Außenhülle des Sterns mit dramatischen Geschwindigkeiten fortgeschleudert und erzeugt im interstellaren Medium eine *Schockwelle*. Geladene Teilchen des interstellaren Mediums werden dann durch mehrmaliges Überqueren dieser magnetisierten ausbreitenden *Schockfront* bis auf Energien 10^{15} eV beschleunigt [Drury 1983].

Oberhalb 10^{15} eV, das ist die maximale Energie, welche ein Supernova-Überrest erzeugen kann, ist noch kosmische Strahlung detektiert. Woher diese Strahlung kommt und wie sie beschleunigt wird, ist gegenwärtig noch unklar. Es wird vermutet, dass die Strahlung ausserhalb unserer Galaxie von *aktiven Galaxienkernen*, *Quasaren* oder γ-*ray Bursts* erzeugt wird.

Kapitel 3

γ-Strahlung

Im vorherigen Kapital wurde die kosmische Strahlung diskutiert, die isotrop zur Erde ankommt. Dabei handelt sich um eine *korpusulare Strahlung*. Erst nachdem der Satellit OSO-3, im Jahre 1967, von der galaktischen Ebene eine signifikante Emission einer *γ-Strahlung* detektiert hat [Kraushaar et al. 1972], wusste man, dass diese höchstenergetische Form *elektromagnetischer Strahlung* auch zur Erde ausgesendet wird.

Verschiedene Satellitenbeobachtungen folgten dieser Entdeckung. SAS-2 entdeckte die diffuse Hintergrund-γ-Strahlung [Fichtel et al. 1977], [Hartman et al. 1979]. COS-B lieferte eine ausführliche Karte der galaktischen γ-Emission [Mayer-Hasselwander et al. 1982], und entdeckte ausserdem 25 Punktquellen, die unter anderem aus den Pulsaren Vela und Krebs und dem Quasar 3C 273 [Bignami et al. 1981], [Swanenburg et al. 1978] bestehen.

Die elektromagnetische Strahlung, um die es hier geht, wird als *nicht-thermische Strahlung* bezeichnet. Die andere, nämlich die *thermische Strahlung*, die durch Temperaturen und Spektrum eines *Schwarzen Körpers* charakterisiert wird, soll hier nicht behandelt werden. In den folgenden Abschnitten werden

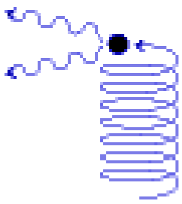
- die Entstehungsprozesse des γ-Photons,
- die Wechselwirkung von hochenergetischen Photonen mit Materie,
- und die astrophysikalischen Quellen der γ-Strahlung,

diskutiert.

3.1 Entstehungsprozesse der γ-Strahlen

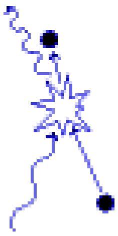
In diesem Abschnitt wird über einige Prozesse diskutiert, bei denen γ-Photonen erzeugt werden.

3.1.1 Synchrotronstrahlung



Geladene Teilchen, wie Elektronen, die eine Beschleunigung erfahren, geben Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung ab. Zwingt man ein Teilchen auf eine Kreisbahn, so erfährt es eine Kreisbeschleunigung bzw. Zentripetalbeschleunigung senkrecht zu seiner Bewegungsrichtung. In Synchrotron-Beschleunigern entsteht diese Strahlung beim Ablenken der Teilchen auf eine Kreisbahn. Man nennt die Strahlung daher *Synchrotronstrahlung*. Die Synchrotronstrahlung ist im Stande, Photonen vom Radiobereich bis zum zu γ-Strahlung zu erzeugen. Sie ist zuständig für die breitbandige Emission, die von verschiedene astrophysikalische Quellen beobachtet wird.

3.1.2 Inverser Compton-Effekt



Wenn relativistische Teilchen und niederenergetische Photonen (z.B. Hintergrundsstrahlung) in Wechselwirkung zueinander treten, wird die kinetische Energie der Teilchen auf die Photonen übertragen. Durch diesen Vorgang wird die Energie der Photonen zunehmen und sich ihre Frequenz erhöhen. Folglich werden die Ausgangphotonen zu γ-Photonen umgewandelt.

3.2 Wechselwirkung von hochenergetischen Photonen mit Materie

Beim Durchgang durch Materie treten unterschiedliche Arten von Photonen mit der Materie in sehr unterschiedlichen Weisen in eine Wechselwirkung ein. Hauptsächlich wird das Materiemolekül entweder angeregt oder ionisiert. Hier werden aber nur die γ-Photonen diskutiert. Die wichtigsten Prozesse, in deren Verlauf diese Photonen emittiert werden, sind im vorherigen Abschnitt schon behandelt worden.

Da die Energie eines γ-Photons für einen Elektronenübergang viel zu hoch ist, wird die Energie vom Atom nicht absorbiert. Eher findet eine Wechselwirkung statt, indem das γ-Photon ein Elektron vom Atom komplett herausschlägt. Das Atom wird ionisiert. Die drei wichtigsten Prozesse, die ein energiereiches γ-Photon mit Materie in Wechselwirkung zueinander treten lassen, werden nachfolgend diskutiert.

3.2.1 Der Photoeffekt

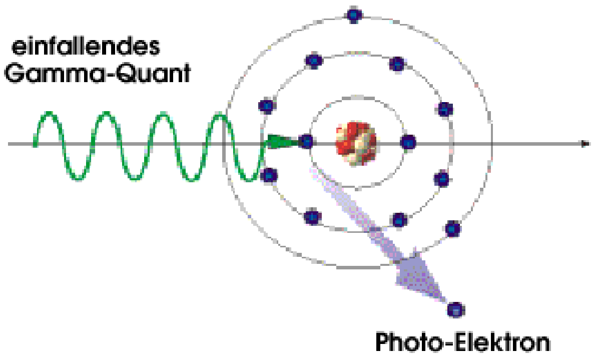


Abbildung 3.1: Der Photoeffekt.

Die dominierende Wechselwirkung im Energiebereich $E_\gamma < 100$ keV ist der Photoeffekt. Beim Photoeffekt stoßen γ-Photonen mit einem Hüllenelektron zusammen. Die Energie des γ-Photons abzüglich der Ablösung des Elektrons vom Atom wird auf das Elektron übertragen. Mit der gewonnenen Energie kann das Elektron das Atom verlassen.

3.2.2 Der Comptoneffekt

Die dominierende Wechselwirkung im Energiebereich 0.1 MeV $< E_\gamma \leq 1$ MeV ist der Comptoneffekt. Beim Comptoneffekt kommt es zu einer Wechselwirkung zwischen einem γ-Photon und einem Elektron, und zwar derart, dass auf das Elektron ein Teil des ursprünglichen γ-Photon übertragen wird. Mit der gewonnenen Energie kann das Elektron das Atom verlassen.

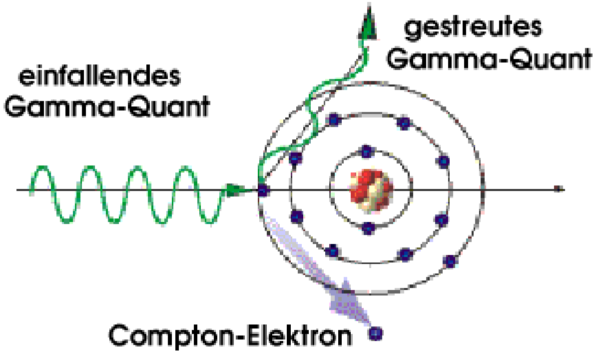


Abbildung 3.2: Der Comptoneffekt.

3.2.3 Die Paarbildung

Bei dieser Wechselwirkung muss das γ-Photon mindestens eine Energie von

$$2m_ec^2 = 2 \times 0.511 = 1.022 \quad MeV \tag{3.1}$$

aufweisen, um diesen Effekt zu zeigen. Dabei wird das γ-Photon im elektrischen Feld des Kerns vernichtet und in ein e^+e^--Paar umgewandelt.

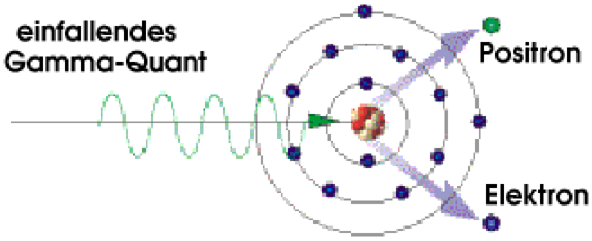


Abbildung 3.3: Die Paarbildung.

3.3 Nachgewiesene astrophysikalische Quellen des TeV-γ-Strahls

Durch Beobachtung der verschiedenen Strahlungsarten aus dem Weltall ist es bis jetzt gelungen, Erklärungen für vielfältige physikalische Prozesse und Vorgänge des Weltalls zu bekommen. Unter anderem wurden dazu Informationen über die Sternenentwicklung, den dynamischen Verlauf verschiedener Phasen der interstellare Materie, die Galaxienbildung und einige kosmologische Entwicklungen gewonnen. Die Spektralanalyse dieser Strahlungsquellen erklärt nämlich deren physikalischen Zustände sowie chemische Zusammensetzung.

Im Gegensatz zum anderen Wellenlängenbereiche ist aber über die γ-Strahlung und die entsprechenden astrophysikalische Quellen wenig bekannt. Zumindest weiss man, dass die γ-Strahlung immer mit extremen Weltallphänomene wie Supernovae und aktiven Galaxienkernen zusammenhängen. Über frühere und gegenwärtige Satelliten und erdgebundene γ-Strahlbeabachtungen ist es dennoch gelungen, die Anzahl der astrophysikalischen Quellen der γ-Strahlen zu vermehren und die fundamental physikalischen Prozesse dahinter in geringem Maße zu verstehen.

Vor allem ermöglicht es die Studie der γ-Strahlung und deren astrophysikalischen Quellen, einen Einblick in die kosmische Strahlung zu gewinnen. Es wird nämlich vermutet, dass astrophysikalische Quellen der γ-Strahlung ebenfalls Quellen der kosmischen Strahlung sind. Die Erkennung der Quellen der kosmischen Strahlung wird aber durch die interstellaren Magnetfelder behindert, weil die kosmische Strahlung aus geladenen Teilschen besteht. In folgendem Abschnitt wird über die nachgewiesene und mögliche astrophysikalische Quellen der γ-Strahlung diskutiert.

3.3.1 Supernova-Überreste

Eine *Supernova* ist die gewaltige Explosion eines Sterns, bei der der Ursprungsstern zerstört wird. Bei diesen Explosionen werden große Mengen von Sternmaterie ins All geschleudert. Dabei bildet sich ein von Magnetfeldern durchzogenes Plasma. Diese äußere Hülle wird dann mit einer Geschwindigkeit von mehreren tausend Kilometern pro Stunde expandieren.

Plerionen

Eine Unterklasse von Supernova-Überresten, die *Plerionen*, sind wahrscheinlich die hauptsächlichen Verursacher der galaktischen γ-Strahlung. Plerionen sind Synchrotron-Nebel, die durch ein im Zentrum des Nebel sich befindendes *Pulsar* angetrieben werden. Nachdem die Hülle des Ursprungssterns ins All weg geschleudert wurde, entstehen Pulsare angesichts des Gravitationskollapses vom Rest des Ursprungssterns. Pulsare sind schnell rotierende Neutronensterne, die regelmäßig Strahlungsimpulse senden. Entdeckt wurden Pulsare im Radiobereich, aber mittelerweile wurden die Impulse bis in den γ-Bereich hinein beobachtet.

Der erst 1989 detektierte Krebsnebel [Weekies et al. 1989] ist zur Zeit das meistuntersuchte Prototyp-Plerion. Wegen seines stetigen Flusses wird der Krebsnebel in der TeV-Astronomie als Eichquelle angewendet. Auf der südlichen Halbkugel sind durch die CANGAROO-Kollaboration noch zwei mögliche Plerionen als TeV-Quellen katalogisiert worden. 1993 wurde PSR1706-44 als TeV-Quelle [Kifune et al. 1995], [Chadwick et al.

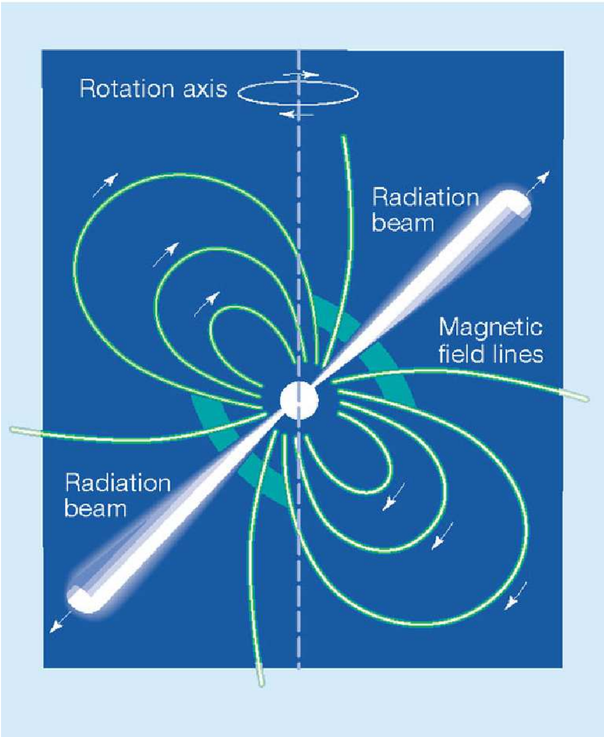


Abbildung 3.4: Schmatische Darstellung eines Pulsars.

1997] gemeldet. CANGAROO meldete nochmals ein Signal von 6σ aus der Umgebung des Pulsars Vela [Yoshikoshi et al. 1997].

Hüllen-Typ

Dieser Art von Supernova-Überresten könnte ebenfalls Quelle einer sehr schwachen TeV-Strahlung sein. 2001 wurden die Überreste Cassiopeia-A durch die HEGRA-Kollaboration als TeV-Quelle gemeldet [Aharonian et al. 2001]. Zwei andere Meldungen, diesmal auf der Südhalbkugel (CANGAROO), sind die Überreste SN1006 [Tanamori et al. 1998] und RXJ1713.7-3946 [Muraishi et al. 1999].

3.3.2 Aktive Galaxienkerne

Generell ist der Begriff *aktive Galaxienkerne (AGN)* die Bezeichnung für die Existenz extrem energetischer Phänomene in den Kernen oder in den zentralen Regionen der Galaxien, die eindeutig und direkt den Sternen nicht zugeschrieben werden können [Peterson 1997]. Die zwei größten Unterklassen von AGN sind die *Seyfert-Galaxien* und die *Quasare*, wobei die Unterschiede zwischen den beiden nicht immer eindeutig sind. Der fundamentale Unterschied zwischen diesen Unterklassen ist aber die Strahlungsmenge, die von der kompakten zentralen Quelle ausgestrahlt wird. Bei einer typischen Seyfert-Galaxie ist die Gesamtenergie im optischen Bereich vergleichbar mit der Energie, die durch alle Sterne der Galaxie ausgestrahlt wird, d.h., $\sim 10^{11} L_{\odot}$. Bei einem typischen Quasar weist die Kernquelle einen Faktor von ≥ 100 heller als die Sterne auf.

In allen Wellenlängebereichen, vom Radio bis Röntgen, zeigen AGNs generell ein fluktuierendes Kontinuum. Eine kleine Unterklasse von AGN, die *Blazare*, zeigen aber auf Kurzzeitskalen eine ungewöhnlich hohe Fluktuation. Blazaren sind diejenigen AGN deren relativistische Strahlen (*Jets*) in die Blickrichtung gerichtet sind. Alle bekannten Blazaren sind ebenfalls Radioquellen. Das gegenwärtig am besten akzeptierte Modell geht davon aus, dass die Energie der AGN von einem zentralen, supermassiven Schwarzen Loch stammt, das Materie akkretiert.

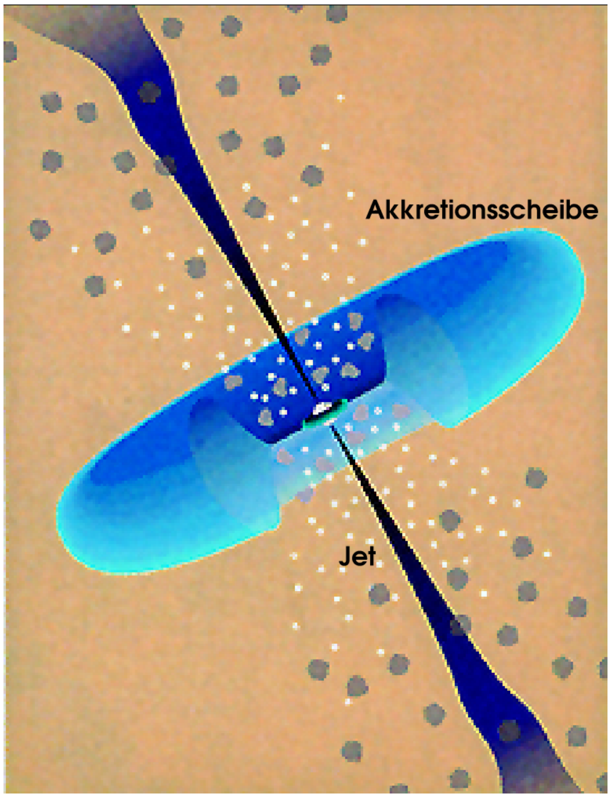


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung eines aktiven Galaxienkerns nach gegenwärtiger Vorstellung. Die wesentlichen Elemente der Darstellung sind das supermassive Schwarze Loch im Zentrum, zwei einander entgegengerichtete Plasmajets und eine das Schwarze Loch umgebende Akkretionsscheibe.

Vor zwei Jahrzehnten war die einzig bekannte extragalaktische γ-Strahlquelle der Quasar 3C 273; er war bei dem Satelliten COS-B detektiert [Swanenburg et al. 1978]. Seitdem hat EGRET mehr als 65 Quellen identifiziert, die γ-Strahlen von der Energie $\geq$ 100 MeV abstrahlen [Hartman et al. 1999]. Ein substanzieller Anteil dieser Quellen sind möglicheweise AGNs. Zusätzlich sind die AGNs Mrk 421 ($z = 0.031$) [Punch et al. 1992], Mrk 501 ($z = 0.034$) [Quinn et al. 1996], 1ES2344+514 ($z = 0.044$) [Catanese et al. 1998], 1ES1426+428 ($z = 0.129$) [Horan et al. 2002], 1ES1959+65 ($z = 0.048$) [Konopelko et al. 2002(a)] und PKS 2155-304 ($z = 0.116$) [Chadwick et al. 1999] von verschiedene Kollaborationen als TeV-γ-Quelle identifiziert worden. Während Mrk 421, Mrk 501 und 1ES1956+65 als starke etabilierte gelten, sind 1ES2344+514, 1ES1426+428 und PKS 2155-304 sehr schwache TeV-γ-Quellen.

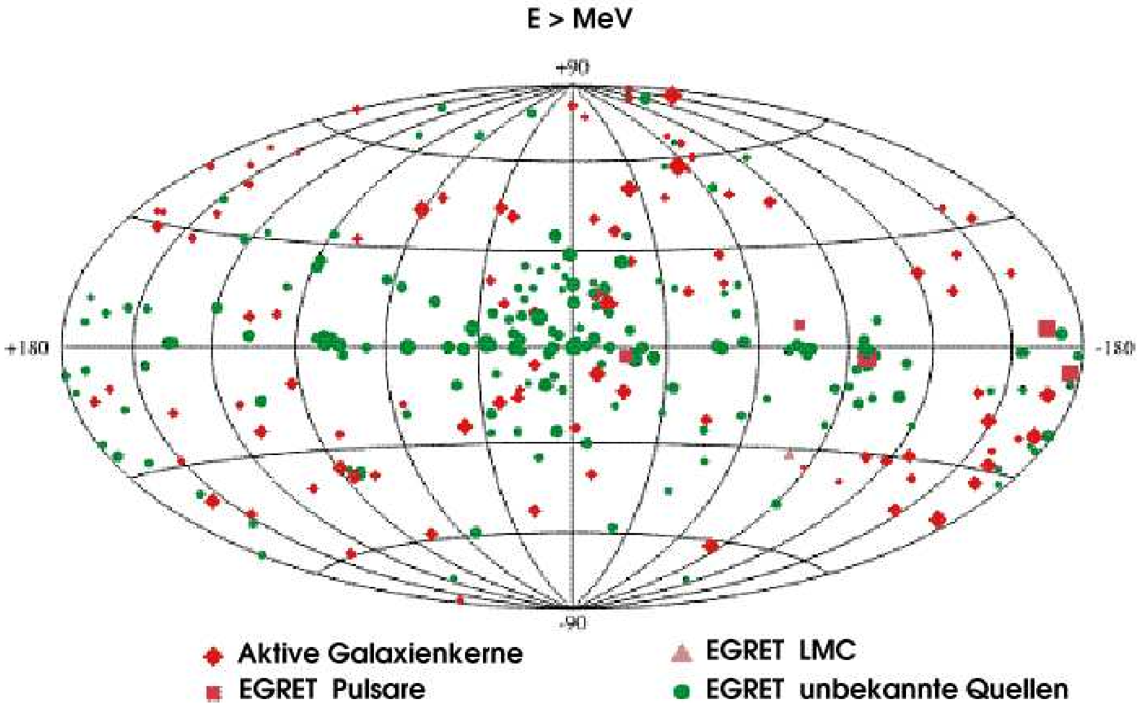


Abbildung 3.6: Der dritte EGRET-Katalog für Punktquellen des γ-Strahls.

3.4 Mögliche TeV-Quellen

Bis jetzt wurde über galaktische und extragalaktische TeV-Quellen diskutiert, deren TeV-Emissionen durch verschiedene Kollaborationen bestätigt wurden. In diesem Abschnitt wird über astrophysikalische Objekte, Phänomene oder Himmelsregionen diskutiert, die möglicherweise TeV-Quellen sind.

3.4.1 Mikroquasare

Galaktische *Mikroquasare* sind astrophysikalische Systeme, die innerhalb unserer Galaxie lokalisiert sind. Wie der Name schon sagt, sind diese Systeme eine sehr kleine Version eines Quasars. Hierbei handelt sich um Binärsysteme, bei denen ein Neutronenstern (SS433) oder ein Schwarzes Loch (GRS1915+105) von einem nahen Begleitstern Material absaugt. Der Mikroquasar GRS1915+105 gilt als Prototyp [Mirabel & Rodriguez 1994]. Da diese Systeme ähnlich wie AGN hochenergetische Jets emittieren, ist es gut möglich, dass sie ebenfalls TeV-γ-Quellen sein können.

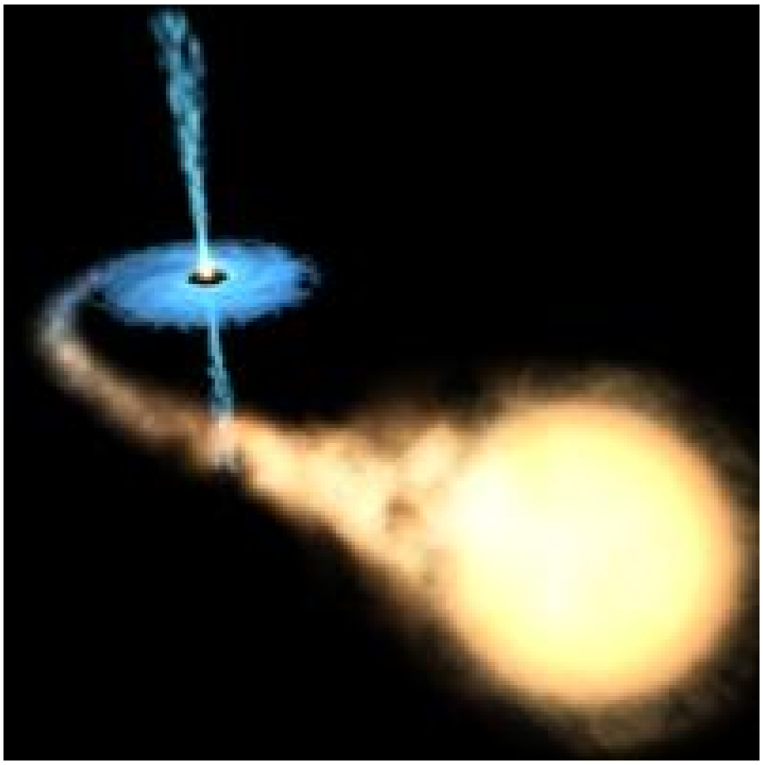


Abbildung 3.7: Schmatische Darstellung eines Mikroquasar.

3.4.2 γ-Strahlblitze

Die γ-Strahlblitze, *Gamma Ray Brusts (GRB)*, wurden Ende der 60er Jahre eher zufällig von amerikanischen Aufklärungssatelliten entdeckt. Diese hochenergetischen Strahlungen lassen pro Tag ca. dreimal mit einem eindrucksvollen Blitz von γ-Strahlung den Himmel aufleuchten. In einem Zeitraum von wenigen Millisekunden bis zu einigen Minuten wird von einer unbekannten Quelle dermaßen viel Energie freigesetzt, wie die Sonne im Laufe ihrer gesamten Lebensdauer von rund zehn Milliarden Jahren abstrahlen würde. Diese Blitze sind dann oft mit einem Nachleuchten von Röntgenstrahlen, optischen Strahlen und Radiostrahlung verbunden. Die Quelle dieser Strahlung verschwindet dann vollkommen. Wann und wo der nächste Blitz stattfinden wird, kann keiner vorhersagen.

Seit ihrer Entdeckung sind einige tausende GRBs gemeldet worden. Obwohl die meisten γ-Photonen, laut EGRET, bis jetzt die Energie 100 keV - 1 MeV besitzen, wird erwartet, dass künftig γ-Photonen im TeV-Bereich beobachtet werden. Ausserdem erweckt die Detektion eines einzelnen γ-Photons mit der Energie von 18 GeV (GRB970217) 1.5Std. nach der Entstehung des Blitzs [Hurley et al. 1994] die Hoffnung, dass es die Möglichkeit für eine verzögerte Emission einer γ-GeV- und von γ-TeV-Photonen gibt [Totani 1998], [Bottcher & Dermer 1998].

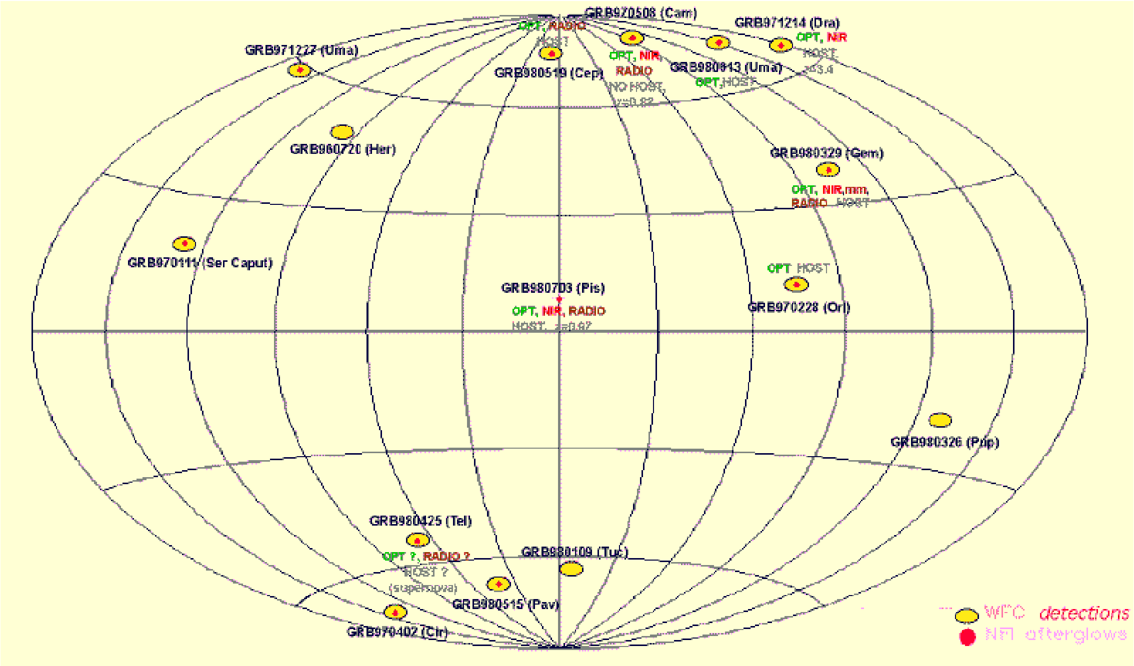


Abbildung 3.8: Karte von γ-Strahlblitzen, die durch den Satelliten BeppoSAX im Zeitraum von 1997-1998 detektiert wurde. Die schwarze Punkten weisen auf ein Nachleuchten von Röntgenstrahlen hin, die durch das BeppoSAX abbildende Röntgenteleskop detektiert waren. Die leicht schattierten Stellen sind “Wide Field Camera”-Detektionen.

Kapitel 4

Entstehung und Messung von Luftschauern

Die Untersuchung der kosmischen Strahlen ist nicht nur interessant, weil sie eine Materie ausserhalb des Sonnensystems sind. Die Strahlen bieten unter anderem die Möglichkeit, über das Weltall im Allgemeinen zu verstehen. Vor allem aber geben sie die Antwort auf die Fragen, wo genau die Strahlen entsanden sind und wie sie es schaffen, auf der Erde anzukommen. Durch Beantwortung dieser Fragen könnten einige der rätselhaftesten Vorgänge des Weltalls zumindest erhellt werden. Das Problem besteht hier aber darin, dass die kosmischen Strahlen unterwegs zur Erde die Richtungsinformationen verlieren.

Anders als die kosmische Strahlen haben die interstellaren Magnetfelder auf die γ-Strahlen keine Wirkung, da sie neutral sind. Darum ist man auf die γ-Strahlen angewiesen, um den Entstehungsort der kosmischen und γ-Strahlen zu identifizieren. Die γ-Strahlen kann man direkt auf der Erde nicht messen, weil sie, wie in Abschnitt 3.2 dargestellt, mit Luftmolekülen eine Wechselwirkung eingehen und dabei verloren gehen. Direkt kann man nur mit Geräten, die sich an Board eines Satelliten befinden messen. Die Nachweisflächen dieser Geräte sind bedauerlicheweise ziemlich begrenzt. Darum ist bis jetzt nur möglich, bis ~ 30 GeV zu messen.

Gerade die Erdatmosphäre bietet erfreulicherweise eine indirekt Methode zur Messung der γ-Strahlen. Trotz seiner Durchschlagskraft gibt es Grenzen für die Reichweite eines γ-Photons. Wie leicht auch immer die Dichte der Luftteilchen ist, wird ein γ-Photon irgendwann mit einem Teilchen kollidieren oder eine Wechselwirkung eingehen. Demzufolge werden sekundäre niederenergetische γ-Photonen und geladene Teilchen erzeugt. Diese sekundären Teilchen unterliegen eine Wechselwirkung mit anderen Luftmolekülen und erzeugen noch mehr tertiäre Teilchen. Dieser Vorgang wird bis hinunter durch die Atmosphäre fortgesetzt und zwar so lange, bis es keine ausreichende Energie für weitere Wechselwirkungen mehr gibt. Die Kaskade von sekundären, tertiären, usw. Teilchen, die nach der Kollision eines Primärteilchens mit einem Luftmolekül erzeugt wurden, wird ein *Luftschauer* gennant.

Diese Auslösung eines Luftschauers und die indirekte Messung der γ-Strahlen ist Thema dieses vierten Kapitels. Im ersten Abschnitt handelt sich um die Luftchauer an sich und im zweiten Abschnitt geht es um die Messtechniken dieser Luftschauern.

4.1 Die Entstehung ausgedehnter Luftschauer

Ein einzelnes in die Erdatmosphäre gelaufendes kosmisches Teilchen oder γ-Photon wird, wie oben erwähnt, ein Luftschauer auslösen. Je nach Art des Primärteilchens unterscheidet sich die Entwicklung des Luftschauers. Diese Eigenschaft eines Luftschauers wird sich bei der Datenanalyse, Abschnitt 8.3, als sehr hilfsreich erwiesen. Luftschauer eines γ-Photons und Hadrons werden entsprechend als elektromagnetische und hadronische Luftschauer bezeichnet.

4.1.1 Elektromagnetische Luftschauer

Elektromagnetische Luftschauer werden durch Elektronen, Positronen oder γ-Photonen ausgelöst. Die Entwicklung der Luftschauer wird durch die Bremsstrahlung der Elektronen und die e^+e^--Paare bestimmt. Die Kaskade wird solange fortgesetzt, bis

- die Photonenergie den Grenzwert für die Paarbildung unterschreitet (siehe Formel 3.1)
- oder bis die Bremsstrahlung für den Energieverlust eines Elektrons nicht mehr dominiert.

Die Anzahl der Sekundärteilchen nimmt exponentiell ab.

Die Haupteigenschaften der elektromagnetische Luftschauer werden in der Abbildung 4.1 gezeigt. Ein γ-Photon mit einer mittleren Anfangsenergie E_0 ist nach dem Durchlaufen einer ein Strahlungslänge in ein e^+e^--Paare zerstraht. In der Annahme, dass die Energie symmetrisch zwischen den Sekundärteilchen nach jeder vervielfachten Stufe geteilt wird, ist nach der Strahlungslänge x die Anzahl der Teilchen

$$N(x) = 2^x \tag{4.1}$$

und ihrer Energie

$$E(x) = E_0 \cdot 2^{-x} \quad . \tag{4.2}$$

Die Kaskade wird solange fortgesetzt, bis die Elektronenergie den Grenzwert E_G

$$E_G = E_0 \cdot 2^{x_{\max}} \tag{4.3}$$

unterschreit. Von 3.3 erhält man die Position des Schauermaximums $x_{\max}$

$$x_{\max} = \frac{\ln E_0/E_G}{\ln 2} \propto \ln E_0 \quad . \tag{4.4}$$

Danach, $x > x_{\max}$, werden die Sekundärteilchen nur absorbiert.

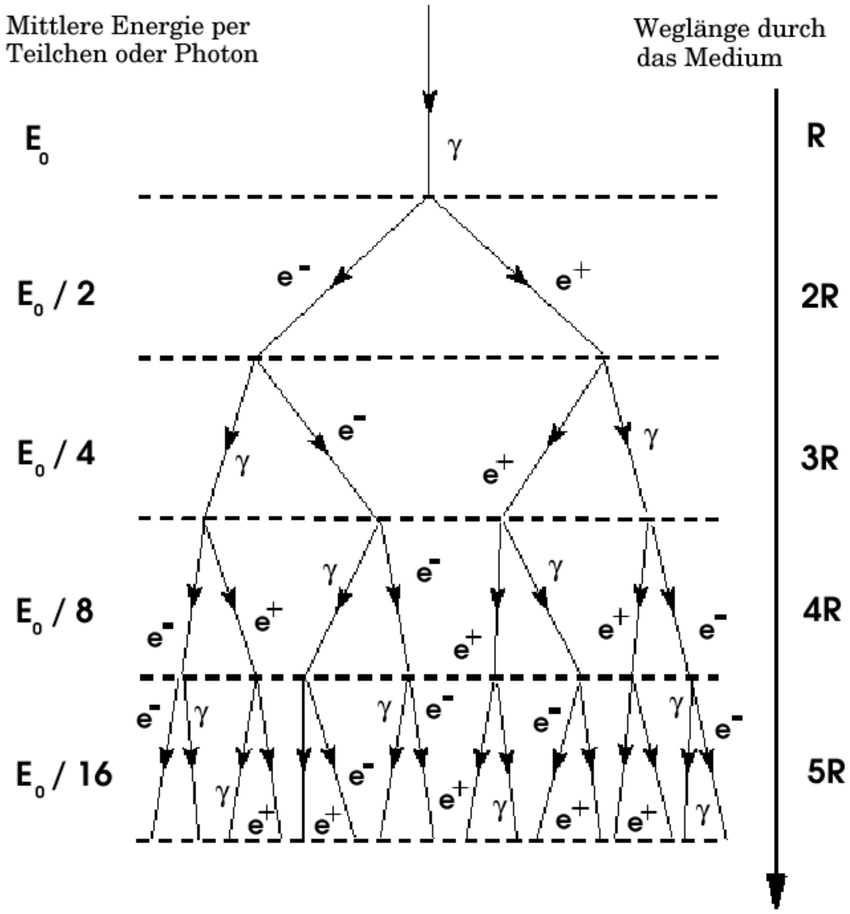


Abbildung 4.1: Schmatische Darstellung der Entwicklung eines elektromagnetischen Luftschauers [Longair 1992].

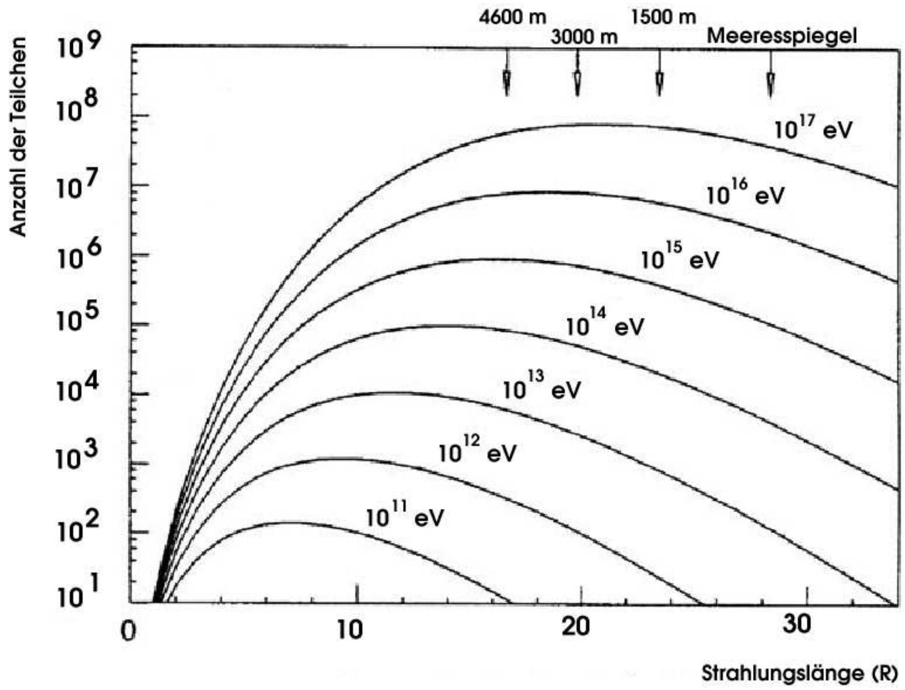


Abbildung 4.2: Dargestellt ist die longitudinale Entwicklung elektromagnetischer Luftschauer für die unterschiedliche Anfangsenergie E_0 eines Elektrons [Longair 1992].

4.1.2 Hadronische Luftschauer

Wenn ein Luftschauer ausgelöst wird, dann meistens durch Hadronen. Da wiederum die Protonen in der kosmischen Strahlung reichlich vertreten sind, ist es eher möglich, dass ein Proton die Kaskade ausgelöst hat. Der wesentlicher Unterschied zwischen den hadronischen und elektromagnetischen Luftschauern liegt darin, dass die hadronische eine Kernwechselwirkung ist, wobei die wichtigsten Produkte die Pionen, π^+, π^- und π^0 sind.

Die neutralen Pionen haben eine sehr kurze Lebensdauer, $\sim 2 \times 10^{-16}$s. Innerhalb dieser Zeit werden die π^0 entsprechend

$$\pi^0 \longrightarrow 2\gamma \tag{4.5}$$

zerfallen, wobei die γ-Photonen weitere elektromagnetische Luftschauer auslösen werden. Die geladenen Pionen zerfallen wiederum folgendermaßen zu Myonen:

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \tag{4.6}$$

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \tag{4.7}$$

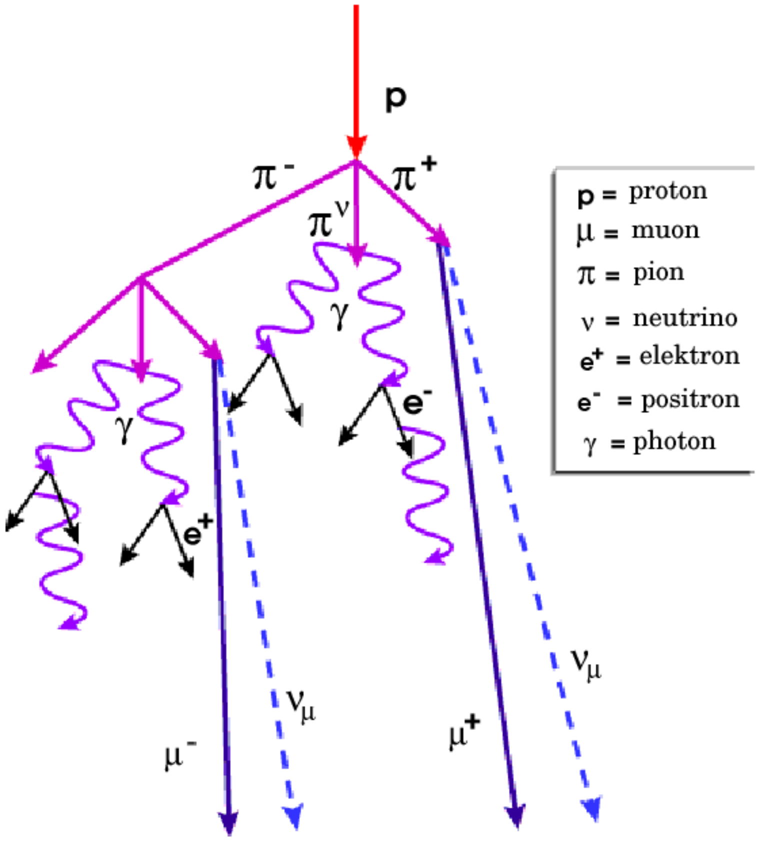


Abbildung 4.3: Schmatische Darstellung der Entwicklung eines hadronischen Luftschauers.

Nach eine Lebensdauer von $\sim 2 \times 10^{-6}$s zerfallen die niederenergetischen Myonen zu Positronen, Elektronen und Myon-Neutrinos folgendermaßen:

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \tag{4.8}$$

$$\mu^- \longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad . \tag{4.9}$$

4.2 Die Messung von Luftschauern

Die Erdatmosphäre ist für hochenergetische γ-Photonen undurchlässig. Wie oben geschildert, erzeugen die γ-Photonen jedoch relativistische Sekundärteilchen, deren Auswirkung nicht nur am Erdboden gemessen werden kann, aber auch Informationen über den Ursprungsort des Primär-γ-Photons enthält. Dieser Abschnitt beschreibt einen Reaktionsprozess, der zum Nachweis dieser Sekundärteilchen von Interesse ist. Zuerst wird diskutiert wie ein solcher Prozess entsteht; anschießend wird die Frage beantwortet, wie er am Erdboden gemessen wird.

4.2.1 Der Čerenkov-Effekt

Die Lichtgeschwindigkeit in einem durchsichtigen Medium ist durch

$$v = \frac{c}{n} \tag{4.10}$$

gegeben, wobei n der Brechungsindex und c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum sind. Wenn sich durch dieses Medium ein geladenes Teilchen bewegt, so dass seine Geschwindigkeit $v_T \geq v$ ist, d.h. größer ist als die Lichtgeschwindigkeit in dem Medium, wird Licht von den Atomen emittiert, die ihrerseits durch das nahe vorbeilaufende geladene Teilchen momentan elektrisch polarisiert werden. Bei diesem Prozess erzeugt die Störung des elektrischen Feldes, das auf das Atom wirkt, ein vorübergehendes Dipolmoment, welches dann zur Aussendung elektromagnetischer Wellen führt. Der Grund, warum derartiges Licht nur dann emittiert wird, wenn die Geschwindigkeit v überschreitet, besteht darin, dass nur in diesem Fall das Licht von allen Atomen längs der Bahn kohärent sein kann. Bennant wurde dieses Licht nach dem Physiker P.A.Čerenkov, der dieses *Čerenkov-Licht* entdeckte und untersuchte.

Für den Fall

$$\beta = \frac{v_T}{c} = 1 \quad , \tag{4.11}$$

erreicht der Emissionswinkel seinen Maximalwert

$$\Theta_{max} = arccos\frac{1}{n} \quad . \tag{4.12}$$

Die Mindestenergie, die ein Teilchen der Mass m_0 benötigt, um Čerenkov-Licht zu emittieren, ist gegeben durch

$$E_{min} = \gamma_{min} m_0 c^2 \quad , \tag{4.13}$$

wobei

$$\gamma_{min} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \tag{4.14}$$

ist.

Der Anzahl der emittierten Čerenkov-Photonen pro Weglänge dx ist gegeben durch

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \int \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad , \tag{4.15}$$

wobei z die Teilchenladung und α die Feinstrukturkonstante sind. Wenn man Formel 4.15 im optischen Bereich (zwischen $\lambda = 400$nm und $\lambda = 700$nm) integriert, ergibt sich

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1\lambda_2} \sin^2\Theta_{max} \quad . \tag{4.16}$$

Ein merklicher Teil der Čerenkov-Strahlung liegt im sichtbaren Bereich des Spektrums, das auch dem Bereich höchster Empfindlichkeit der *Photomultiplier Tubes (PMT)* entspricht.

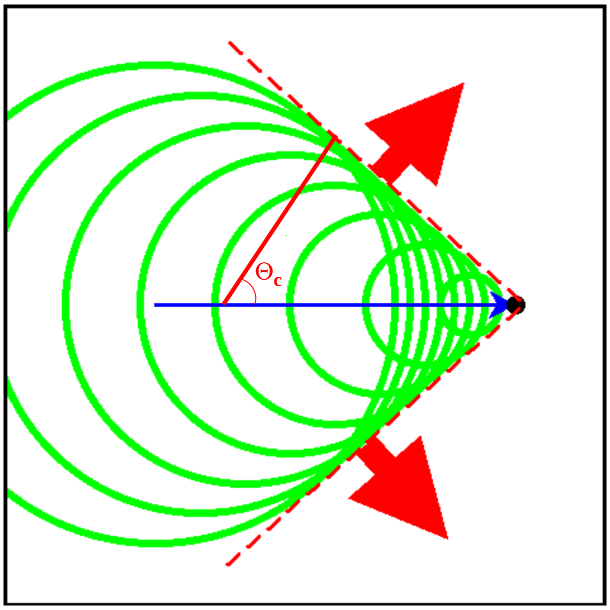


Abbildung 4.4: Schmatische Darstellung zur Ausbreitung der Čerenkov-Strahlung. Für den Fall $v_T \geq v$ wird eine elektromagnetische Welle emittiert, deren Bewegungsrichtung durch den Čerenkov-Winkel Θ_c bestimmt wird.

4.2.2 Atmosphärisches Čerenkov-Licht

Die Eigenschaften der Čerenkov-Strahlung können benutzt werden, um ultrahochenergetische γ-Strahlen aufzuspüren, wenn sie in die Erdatmosphäre eintreten. Die Messung dieser Čerenkov-Strahlung ermöglicht es daher, die Energie und Ankunftsrichtung der Primärstrahlung zu bestimmen. Die e^+e^--Paare, die beim Eintritt eines sehr hochenergtischen γ-Strahls in der Erdatmosphäre ausgelöst werden, erhalten eine Geschwindigkeit, die größer als die Lichtgeschwindigkeit am Oberteil der Erdatmosphäre ist. Darum strahlen diese Elektronen und Positronen optische Čerenkov-Strahlung aus, die am Erdboden durch Lichtsensoren detektiert werden kann.

Beim Durchgang durch die Atmosphäre können allerdings Lichtwellen von den Molekülen der Gase, welche die Atmosphäre bilden, absorbiert und gestreut werden. Folge der Absorption und der Streuung ist die Abschwächung der Lichtintensität. Bei der Absorption nehmen die Gasmoleküle einen bestimmten Energieanteil der Lichtwellen auf und wandeln sie im Wesentlichen in Wärme um. Auf der Weglänge dz verringert sich die Intensität um

$$dI = -\alpha I dz \quad , \tag{4.17}$$

wobei α der Absorptionskoeffizient ist. Die Stärke der Absorption richtet sich nach dem herrschenden Luftdruck und der Zusammensetzung der Atmosphäre. Zudem ist der Absorptionseffekt von der Wellenlänge abhängig. Unterschiedliche Gase absorbieren unterschiedliche Wellenlängen. Wenn die Gleichung 4.17 integriert wird, sieht man, dass die ursprüngliche Strahlungsintensität I_0 mit der Länge z exponentiell abnimmt:

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha z} \quad . \tag{4.18}$$

Ohne äußere Einwirkung bewegen sich Lichtteilchen auf einer geraden Bahn. Beim Auftreffen auf ein Gasmolekül der Atmosphäre jedoch können die Lichtteilchen von dieser geraden Ausbreitungsrichtung ausgestreut werden. Dabei spielen zwei Arten von Streuung eine bedeutende Rolle:

- Die *Rayleigh-Streuung*: Sie findet statt, wenn die Größe der Streuteilchen verglichen mit der eingestrahlten Wellenlänge klein ist. Hierbei wird die Wellenlänge nicht verändert. Das gestreute Licht ist je nach Streuwinkel polarisiert. Je kürzer die Wellenlänge ist, desto höher ist die Streuung. Das Blaulicht des unbewölkten Himmels ist Rayleigh-Streulicht.
- Die *Mie-Streuung*: Sie findet statt, wenn die Größe der Streuteilchen höher als die Wellenlänge des eingestrahlten Lichtes ist. Auch hier wird die Wellenlänge des gestreuten Lichtes nicht verändert.

Die Gesamtabschwächung der Lichtintensität infolge von Streuung und Absorption wird als *Extinktion* bezeichnet und wird durch die jeweiligen Streuung und durch den Absorptionkoeffizient im Allgemeinen als

$$\gamma_{Ext} = \gamma_{Ab} + \gamma_{St} \tag{4.19}$$

beschrieben. Dadurch ergibt die Gesamtabschwächung der Lichtintensität auf der Weglänge dz

$$dI = -\gamma_{Ext} I dz = -(\gamma_{Ab} + \gamma_{St}) I ds \quad . \tag{4.20}$$

Nach Intergration erhält man

$$I = I_0 e^{-(\gamma_{Ext} + \gamma_{Ab}) z} \quad . \tag{4.21}$$

4.2.3 Abbildende Čerenkov-Teleskope

Erdgebundene γ-Astronomie fällt unter zwei Kategorien, nämlich die sehr hochenergtische und die ultra hochenergtische γ-Astronomie. Im Falle von ultra hochenergtischer Astronomie sind die Sekundärteilchen energisch genug, um bis zum Erdboden anzukommen. Dort werden sie durch verschiedene Arten von Teilchenzählern ermittelt. In der sehr hochenergtischen Katagorie kommen nur sehr wenige der Sekundärteilchen am Erdboden an. Die Kaskade wird in der Erdatmosphäre aussterben. Hier wird das Čerenkov-Licht ermittelt, das beim Durchqueren der Sekundärteilchen in der Atmosphäre erzeugt wird.

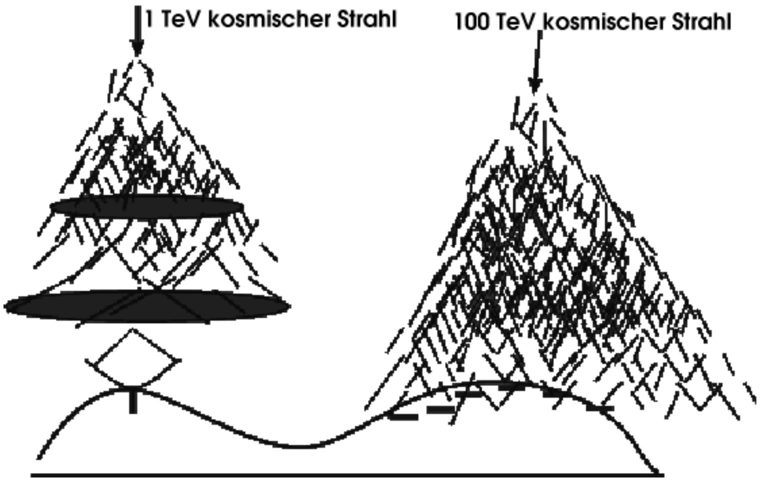


Abbildung 4.5: Gezeigt wird hier links ein abbildendes Čerenkov-Teleskop und rechts ein Teilchenzähler

Ein Čerenkov-Teleskop ist jedoch ein optisches Gerät und kann nur in klaren mondlosen Nächten im Betrieb aufgenommen werden. Zusätzlich kann ein Čerenkov-Teleskop zu einem bestimmten Zeitpunkt nur ein Stück Himmel beobachten.

Da es sich bei dieser Arbeit um die sehr hochenergtischen TeV-γ-Strahlen handelt, werden nur Čerenkov-Teleskope diskutiert. Ein abbildendes Črenkov-Teleskop besteht aus:

- mehreren großen Glasspiegeln, um die Čerenkov-Strahlung auf die Kamera zu fokussieren.
- eine Matrix von *Photomultiplier Tubes (PMT)*, um die Form der Luftschauer abzubilden.

Die Eigenschaften dieser Abbildung richtet sich danach, ob es sich um hadronische oder elektromagnetische Luftschauer handelt. In den letzten Jahren war es durch Einsatz abbildender Čerenkov-Teleskope möglich, mehrere astrophysikalische TeV-γ-Quelle zu entdecken. Eines dieser abbildenden Čerenkov-Teleskopen ist die HEGRA-Čerenkov-Teleskopesystem.

4.2.4 Das HEGRA-Čerenkov-Teleskopsystem

Auf der kanarischen Insel La Palma betrieb die HEGRA-Kollaboration ein System von Čerenkov-Teleskopen, das auf dem Roque de los Muchachos installiert ist. Der Standort bot aufgrund einer Höhe von 2200m über dem Meersspiegel ideale atmosphärische Bedingungen für astronomische Beobachtungen. Neben HEGRA sind dort auch mehrere

Observatorien zu finden. Das HEGRA-Teleskopsystem ist aus fünf identisch abbildenden Čerenkov-Teleskopen aufgebaut. Die Einzelteleskope hatten:

- Eine Gesamtspiegelfläche von 8.5 m^2 mit einer Brennweite von 5 m. Die Spiegelfläche besteht aus 30 einzeln sphärisch geschliffenen, aluminisierten Glassspiegeln von jeweils 60 cm Durchmesser. Die Anordnung dieser Glassspiegel ist im sogenannten Davies-Cotton-Design [Davis 1957] vorgenommen worden.
- Eine hochauflösende Kamera. Die Kamera besteht aus einer hexagonalen Anordnung von 271 PMT und hat ein Gesichtsfeld von $\sim 4.3^0$. Die einzelnen Pixel hatten ein Blickfeld von 0.25^0 [Hermann 1996].
- Eine Triggerelektronik, die Nachthimmelslicht unterdrückt und eine γ-Hadron-Separation ermöglicht [Bulian 1998].
- Eine Altitude-Azimuth-Montierung, die durch Schrittmotoren auf die zu beobachtende Himmelsposition herangeführt wird.

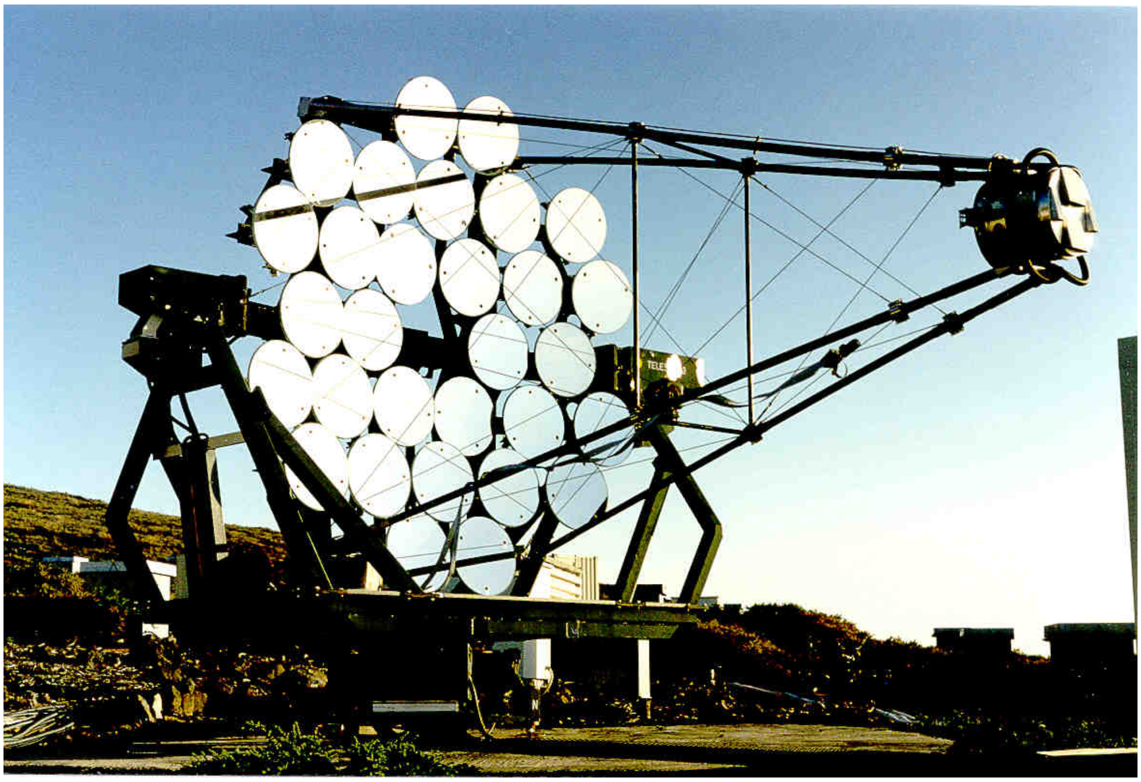


Abbildung 4.6: Ein einzelnes HEGRA-Čerenkov-Teleskop. Die Aufnahme ist von CT3, dem Zentralteleskop.

Beim HEGRA-Teleskopsystem verfolgen alle fünf Teleskope parallel zueinander eine Himmelsposition. Eine solche Beobachtungsmethode erlaubt erstens eine stereoskopische Rekonstruktion der Schauergeometrie und ermöglicht dadurch eine Winkelauflösung von 0.1^0 sowie eine Bestimmung vom Auftreffpunkt eines Schauers mit der Genauigkeit von 15 m [Daum 1997]. Zweitens wird die Energieschwelle des Systems durch die mehrstufige Triggerelektronik niedriger als Einzelteleskope; somit ist die Unterdrückung des Untergrunds effizienter.

Kapitel 5

Astrometrie

Astrometrie befasst sich mit der Messung und Berechnung der Positionen von astronomischen Objekten im Rahmen der astronomischen Koordinatensysteme. Zur Erforschung einer Vielzahl von astrophysikalyischen Größen sind präzise Positionsbestimmungen dieser Objekte grundlegend. Für solche exakten Angaben sind geeignete astronomische Koordinatensysteme und Analysemethoden notwendig. Durch die astronomischen Koordinatensysteme werden die Positionen an der Himmelssphäre quantifiziert.

Um die Positionen eines astronomischen Objektes an der Himmelssphäre zu definieren, benötigt man ein sphärisches Koordinatensystem. Weiterhin ist zur Berechnung der relativen Abstände der astronomischen Objekte eine mathematische Technik notwendig, die für Kugelformen geeignet ist. In diesem Kapital werden ein passendes Koordinatensystem und die Methoden zur Abstandsberechnung erörtet.

5.1 Sphärische Geometrie

Bei Positionsangaben der Himmelskörper muss die Kugelgestalt der Himmelssphäre berücksichtigt werden. Dazu ist eine Geometrie auf der Kugel erforderlich. Insbesondere werden Formeln zur Berechnung von Abständen benötigt, die auf einer Kugel liegen.

Eine Kugeloberfläche schneidet sich mit einer *Schnittebene* in einem *Schnittkreis*. Ein solcher Kreis heißt *Großkreis*, wenn die Schnittebene durch den Kugelmittelpunkt geht. Andernfalls heißt er *Kleinkreis*. Auf der Erdkugel stellen der *Äquator* und die *Meridiane* Großkreise dar.

Es seien a, b und c drei Punkte auf einer Kugelfläche, die nicht auf einem Großkreis liegen. Wenn jeweils zwei dieser Punkte durch einen Großkreis verbunden werden, dann entsteht so das *sphärische Dreieck abc*, Abb. 5.1. Dieses Dreieck ist ein Flächenstück der Kugeloberfläche.

Der Großkreis hat den größten Radius und damit die kürzeste Verbindung zwischen

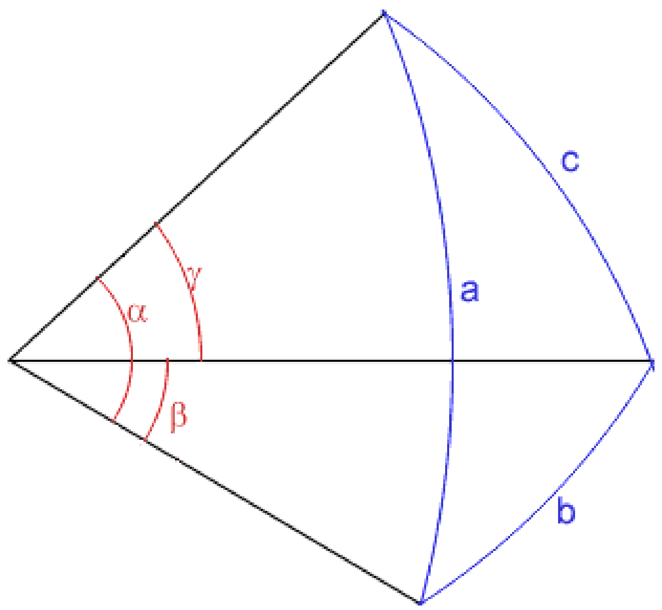


Abbildung 5.1: Sphärisches Dreieck.

zwei Punkten auf der Kugeloberfläche. Diese kürzeste Verbindung zwischen zwei Punkten wird *sphärischer Abstand* genannt und kann in Längenmaß oder in Winkelmaß ausgedrückt werden.

Verläuft der Großkreis durch die Punkte $a(\alpha_a, \delta_a)$ und $b(\alpha_b, \delta_b)$, dann liefert der Kosinussatz den sphärischen Abstand d zwischen den beiden Punkten:

$$d = arccos[sin\delta_a sin\delta_b + cos\delta_a cos\delta_b cos(\alpha_a - \alpha_b)]. \quad (5.1)$$

5.2 Die Himmelssphäre

Gemeint ist jene gedachte Sphäre, deren Zentrum mit dem Erdmittelpunkt koinzidiert und deren Radius gegen unendlich geht, so dass perspektivische Effekte verschiedener Beobachtungsstandorte auf der Erdoberfläche vernachlässigbar sind. Diese Sphäre ist die Himmelssphäre auf der sich Himmelskörper befinden sollen, Abb. 5.2. Entfernungen auf dieser Sphäre werden in Winkeln ausgedrückt.

Die wichtigsten Bezugspunkte auf der Himmelssphäre, die für die Beobachtungen der

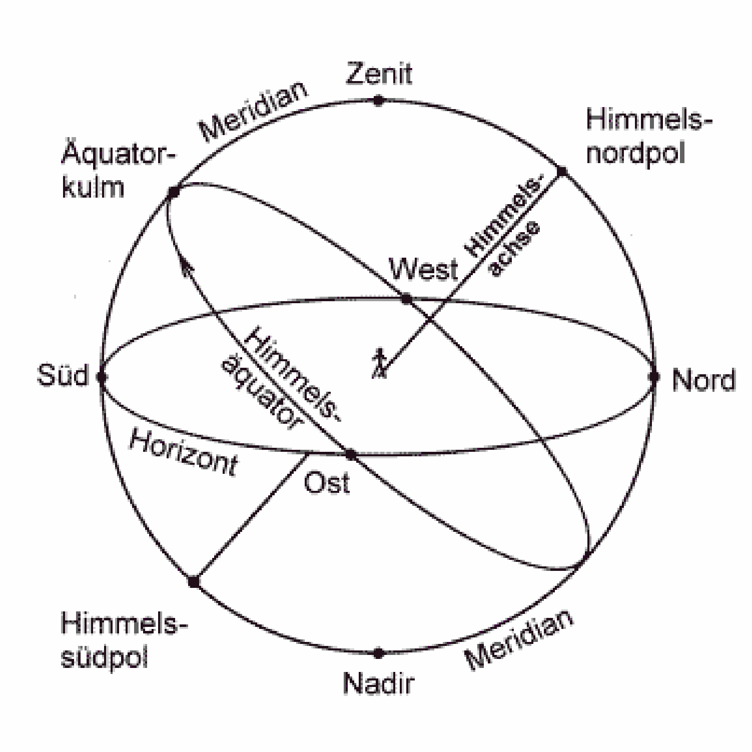


Abbildung 5.2: Die fiktive Himmelssphäre.

Gestirne benötigt werden, sind:

- Horizont: Das ist der Großkreis zwischen der sichtbaren und der nicht sichtbaren Himmelssphäre. Senkrecht über dem Beobachter steht der fiktive Punkt *Zenit*. Sein Gegenpunkt an der unsichtbaren Himmelssphäre ist der *Nadir*.
- Himmelsmeridian: Das ist der Großkreis, der durch *Zenit*, *Nadir*, *Südpunkt* und *Nordpunkt* führt. Der Himmelsmeridian schneidet die Himmelssphäre in eine westliche und eine östliche Hälfte.
- Himmelspole: Das sind die beiden Durchstoßpunkte der Rotationsachse der Erde durch die Himmelssphäre. Alle Gestirne bewegen sich scheinbar auf einer parallelen Kreisbahn um die beiden Himmelspole.
- Himmelsachse: Das ist die Verlängerung der Erdachse zur Himmelssphäre. Die Himmelsachse verbindet Nord- und Südpol am Himmel.
- Himmelsäquator: Das ist die Projektion des Erdäquators auf die Himmelssphäre. Er schneidet die Himmelssphäre in eine nördliche und eine südliche Hälfte.

5.3 Astronomische Koordinatensysteme

Die Positionsbestimmung an der fiktiven Himmelssphäre erfolgt in der Astronomie unter Nutzung sphärischer Koordinatensysteme. Dadurch können die Positionen der Gestirne an der Himmelssphäre quantifiziert werden. Die Koordinatensysteme basieren auf folgenden allgemeinen Grundregeln:

- Von allen Gestirnen wird behauptet, sich auf der inneren Fläche der fiktiven Himmelssphäre zu befinden, wobei die Sphäre auf der Erde zentriert ist.
- Die Koordinatenachse sind Großkreise auf der Himmelssphäre, wobei der eine die *Grundebene* und der andere der Pol des Systems sind. Die beiden Großkreise stehen senkrecht zueinander.
- Die Koordinatenbestimmung eines Gestirns erfolgt entlang zweier Großkreise. Zur Festlegung der Richtung eines Gestirns genügen zwei Winkelangaben. Die Angaben werden entweder in Stunden oder in Grad gegeben.

Von den verschiedenen astronomischen Koordinatensystemen, die sich je nach Lage des Nullpunkts und der Bezugsebene unterscheiden, werden hier nur zwei beschrieben, nämlich das Horizont- und Äquatorsystem.

5.3.1 Horizontales Koordinatensystem

Das horizontale System wird für jeden Beobachtungsstandort lokal definiert und nutzt als Großkreis den Horizont und als Pol den Zenit. Die Positionsangabe eines Gestirns erfolgt durch den *Azimut* und die *Höhe*. Beide Größen werden im Winkelmaß gemessen. Die Gestirne unterhalb des Horizonts haben einen negativen Höhenwinkel. Statt der *Höhe* wird aber häufig die alternative *Zenithdistanz* verwendet. Es gilt:

$$z = 90^0 - h. \tag{5.2}$$

Da dieses System nicht auf die Gestirne, sondern die Erde fixiert ist, sind die Messungen von *Höhe* und *Azimuth* vom Ort und Zeitpunkt der Beobachtung abhängig.

5.3.2 Äquatoriales Koordinatensystem

Das äquatoriale System ist eng mit dem geografischen Koordinatensystem verwandt, weil die beiden die gleiche Grundebene und Pole benutzen. Das System entspricht eigentlich einer Projektion des Gradnetzes der Erde auf die Himmelssphäre.

Die Koordinaten dieses System sind von der geographischen Breite des Beobachtungsstandortes unabhängig. Der Winkelabstand eines Gestirns vom Himmelsäquator wird durch die *Deklination* δ angegeben, wobei die Winkeleinheit der *Deklination* von 0^0 bis $\pm 90^0$ angegeben wird. Für die Angabe der zweiten Koordinate, die in der Ebene des Himmelsäquators gemessen wird, unterscheidet man zwei verschiedene Systeme. Das ortsfeste System und das rotierende System.

Dem ortsfesten äquatorialen System, das für die Beobachtung der Gestirne auf äquatorial montierten Teleskopen verwendet wird, ist der Nullpunkt der Winkelkoordinate durch den Schnittpunkt mit dem *Meridian* gegeben. Der *Meridian* ist ein senkrecht auf dem Horizont stehender und durch die Himmelspole verlaufender Großkreis. Die zweite Winkelkoordinate eines Gestirns entlang des Himmelsäquators bei diesem System heisst *Stundenwinkel* und wird in Zeiteinheiten von 0h bis 24h in der Richtung der täglichen Sternbewegung angegeben.

Für das rotierende äquatoriale System wird der Frühlingspunkt als der Nullpunkt gewählt. Die zweite Winkelkoordinate eines Gestirns entlang des Himmelsäquators bei diesem System heißt *Rektaszension* α und wird in Zeiteinheiten von 0h bis 24h in Richtung Osten gezählt.

Kapitel 6

Vorhaben und Methode der Analyse

Verschiedene Arten hochenergetischer Vorgänge bevorzugen entweder bestimmte Regionen des Himmels oder bestimmte Arten astrophysikalischer Objekte für die Erzeugung des γ-Strahls. Darum fanden die Beobachtungen der HEGRA-Kollaboration für die Suche nach potentiellen γ-Quellen im Allgemeinen nur mit *a priori* ausgewählten Koordinaten statt.

Da aber der Durchmesser der HEGRA-Kamera $\sim 4.3^0$ ist (Abb. 6.1), stellt man sich die Frage, ob im Gesichtsfeld der Kamera außer der potentiellen γ-Quelle auch noch unbekannte vorhanden sind. Das Hauptziel dieser Arbeit ist, unbekannte TeV-Punktquellen, deren rekonstruierte Positionen sich innerhalb der HEGRA-Kamera befinden, zu lokalisieren und zu katalogisieren.

Der nachfolgende Überblick über Suchstrategien und statistische Verfahren ist auf der Grundlage des Zieles entstanden, nach unbekannten TeV-Punktquellen zu suchen.

6.1 Die Untersuchung des Gesichtsfeldes

Als Gesichtsfeld einer Kamera bezeichnet man den Himmelsbereich, den sie aufnehmen kann. Definiert wird dieser Bereich durch den Raumwinkel, durch den die Kamera strahlungsempfindlich ist. Zur Untersuchung wurde das Gesichtsfeld mit einem Gitter von Kontrollpunkten erfaßt, die den Deklinations- und Rektaszensionsbereich des Gesichtsfelds ganz abdecken. Entsprechend einer geometrischen Bedingung werden für jeden Kontrollpunkt Ereignisse entweder als *ON* oder *OFF* bezeichnet. Für die Abstandsberechnung zwischen Kontrollpunkten und Ereignissen wurde die sphärische Trigonometrie implementiert.

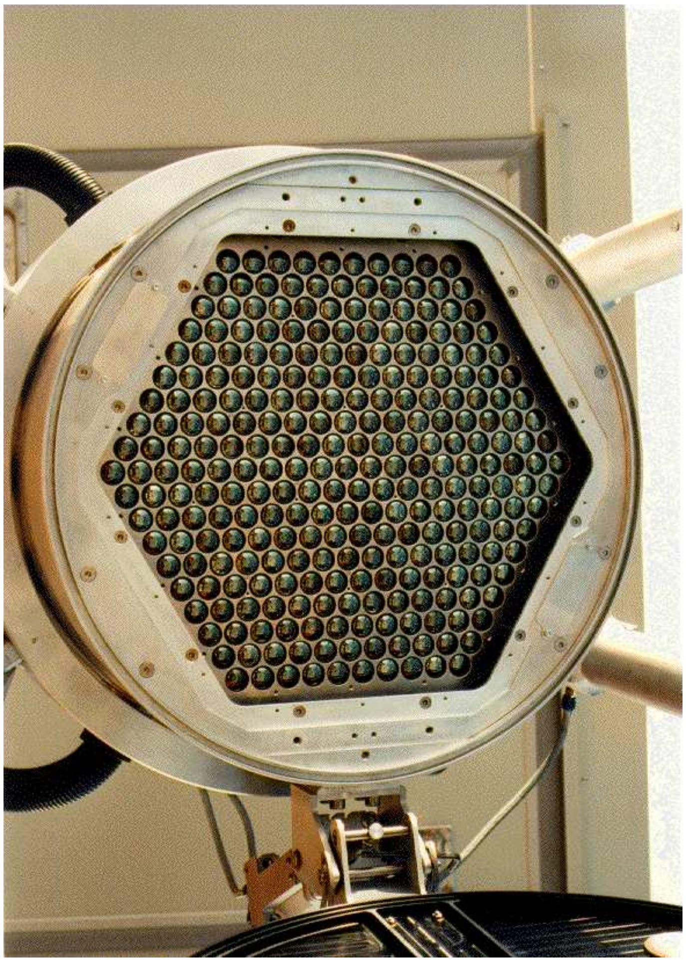


Abbildung 6.1: Die HEGRA-Kamera.

6.2 Auswahlkriterien der Ereignisse

Bei der Beobachtung möglicher oder bekannter TeV-Punktquellen, deren Koordinaten a priori bekannt sind, finden gewöhnlich zwei Arten von Messungen statt. Zuerst wird das abbildende Teleskop an der Quelle selbst gerichtet und die Quellereignisse (*ON*) werden gemessen. Während der sekundären Beobachtung wird aber ein angrenzender Himmelsbereich gemessen, wo keine Quelle des γ-Strahls vermutet wird. Die Ereignisse dieser Messung (*OFF*) gelten für die Abschätzung des Untergrunds.

Das Standardverfahren bei der TeV-Beobachtung der HEGRA-IACT ist die so genannte *Wobbel-Mode*. In dieser Methode wird die optische Achse aller Teleskope periodisch um $\pm 0.5^0$ in gleicher Deklination von der nominalen Position der Kandidatquelle verändert.

Die Hintergrundereignisse werden von der dem Kamerazentrum gegenüberliegenden Aufnahme des Himmelsbereiches bestimmt.

Der Grundgedanke bei dieser Arbeit ist jedoch, ob es möglicherweise eine unbekannte Punktquelle oder mehrere Punktquellen innerhalb des Gesichtsfelds der HEGRA-Kamera gibt. Deswegen wurde zu Beginn der Analyse vorausgesetzt, dass jeder Himmelsbereich innerhalb des Gesichtsfeldes eine potentielle γ-Quelle ist. Dementsprechend wurde eine Methode entwickelt, mit der ein unerwarteter Überschuss des γ-Strahls, falls es ihn gibt, aufgespürt werden kann.

6.2.1 Struktur der Suchfläche

Zunächst wurde ein Gittermuster gestaltet, dass dazu dient, Himmelsbereiche durch eine genau definierte Suchstruktur zu untersuchen. Dieses Muster ist ein Liniensystem und soll die Himmelsrichtungen auf dem Gesichtsfeld der HEGRA-Kamera darstellen. Vor allem ist das Gittermuster so aufgespannt, dass die Untersuchung des Gesichtsfeldes komplett, gleichmäßig und gründlich vorgenommen werden kann.

Das geometrische Zentrum der Suchfläche bzw. des Liniensystems ist die Himmelskoordinate, auf die die optische Achse des Teleskops während der Beobachtung aufgerichtet war. Damit eine komplette Flächendeckung des Gesichtsfeldes möglich wird, dehnt die Suchfläche sich auf jeder Seite von der Mitte aus. Auf diesem Weg wird der zu untersuchende Himmelsbereich in kleine Zellen (Bins) unterteilt. Das Zentrum dieser Zellen dient wiederum als Rasterpunkt (α_i, δ_i) der gesamten Suchfläche. Das Rasterverfahren wird von links oben gestartet und bis zum Ende durchgeführt. Während des Programmablaufs wird jeder Rasterpunkt zweimal behandelt. Je nach den geometrischen Bedingungen werden die Ereignisse als ON- oder OFF-Ereignisse betrachtet.

6.2.2 Bestimmung der Quelleereignisse

Wie bereits oben kurz erwähnt, werden die Quellen- und Untergrungereignisse, bzw. ON- und OFF-Ereignisse, auf Grund der geometrischen Bedingungen räumlich ausgewählt. Im Falle der ON-Ereignisse basiert die Bedingung auf der Winkelsauflösung der HEGRA-IACT. Für Schauer niedrigerer Zenitwinkel, $0^0 - 30^0$, ist die Winkelauflösung 0.1^0 und wird für $30^0 - 40^0$ sich leicht verschlechtern, d.h. $0.11^0 - 0.12^0$.

Dementsprechend wurde eine Art von geometrischen Schnitten ausgedacht, die diese Eigenschaft des Teleskopsystems ausnutzen. Ereignisse werden als ON bezeichnet, wenn von einem Rasterpunkt die rekonstruierten Schauer einen Abstand von 0.1^0 oder 0.14^0 haben. Der Winkelabstand 0.14^0, *weicher Schnitt*, wurde zunächst für die einmalige Abtastung der gesamten HEGRA-Daten angewendet. Zeigt sich an einer beliebigen Stelle ein Überschuss, wird diese Stelle mit dem Winkelabstand 0.1^0, *harter Schnitt*, nochmals genau analysiert.

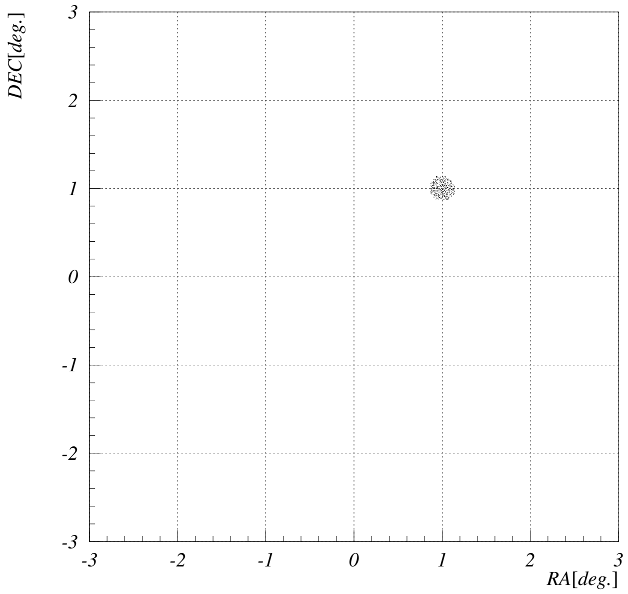


Abbildung 6.2: Gezeigt wird hier eine Darstellung der Quellregion. Die Region hat ($\alpha = 1^0, \delta = 1^0$) als Rasterpunkt. Die Position ($\alpha = 0^0, \delta = 0^0$) stellt das Kamerazentrum dar.

6.2.3 Bestimmung der Untergrundereignisse

Die Suche nach der Quelle der γ-Strahlungen ist oft schwierig, nicht nur weil es wenig von diesen Quellen gibt, sondern auch weil die kosmische Strahlung ebenfalls Črenkov-Licht erzeugen kann. Genauer gesagt, erzeugt die kosmische Strahlung ca. 99% der Čerenkov-Bilder. Deswegen ist es erforderlich, einen Ausweg zu finden, wie man diese *Untergrundstrahlung* zuerst bestimmt und dann abziehen kann. Im Allgemeinen wird dies durchgeführt, indem die Untergrundstatistik von einem nahe gelegenen Himmelsbereich ermittelt wird.

Bei dieser Analyse werden jedoch die Untergrundereignisse für jeden Rasterpunkt des Gesichtsfeldes einzeln bestimmt. Um dies zu gewährleisten, wurden geeignete geometrische Formen ausgedacht, aus denen die Statistik des Untergrunds ermittelt werden kann. Dabei ist zu beachten, dass aufgrund zweier Faktoren systematische Fehler auftreten würden, deren Wirkung die Unterschätzung oder Überschätzung der Untergrundereignisse wäre. Dies wiederum führt am Ende der Analyse dazu, dass künstliche Quellen auftreten oder echte Quellen verschwinden.

- Vignettierung: Mit zunehmender Entfernung vom Kamerazentrum nimmt die Ereignisdichte ab. Dieser Radialeffekt kann aufgehoben werden, indem die ausgesuchte Untergrundregion vom Kamerazentrum genauso weit wie die Quelleregion entfernt ist.

- Zenitwinkel-Ereignis-Korrelation: Die HEGRA-Kamera hat einen Durchmesser von $\sim 4.3^0$. Darum kann der Zenitwinkel an unterschiedlichsten Stellen des Gesichtsfeldes bis $\sim \pm 2.5^0$ unterschiedlich sein. Dieser Effekt ist nicht radial und wird nur aufgehoben, wenn die Untergrundregion von der Quellregion nicht entfernt ist.

Unter Berücksichtigung der oben genannten Faktoren sind für diese Arbeit für die Abschätzung der Untergrundereignisse zwei Arten von Geometrien ausgesucht worden, die nun als *das Ring-Verfahren* und *das Ringsegment-Verfahren* bennant werden.

Das Ring-Verfahren

Für einen beliebigen Rasterpunkt werden bei diesem Verfahren Ereignisse als Untergrundereignisse definiert, wenn sie von diesem Rasterpunkt räumlich ringsrum auf einem Streifen lokalisiert sind, Abb. 6.3. Bei der Auswahl dieser Region ist jedoch Folgendes zu beachten:

- Der innere Radius r_{in} ist eben so groß, dass so gut wie keine potentiellen Quellereignisse auf den Zellen (Bin) des Kreisrings zu finden sind.

- Der äußere Radius r_{aus} ist nicht so groß, dass die Vignettierung und die Zenitwinkel-Ereignis-Koorelation keine Rolle spielen.

Der Kreisring wird in Regionen des Gesichtsfeldes implementiert, wo die Akzeptanz glatt ist. Diese Region hat einen Winkelabstand von $\sim 0.5^0$ vom Zentrum der Kamera, Abb. 6.4. Da ab diesem Abstand aber diese Eigenschaft der Kamera verloren geht, wird zum Verfahren des Kreissegments gewechselt.

Das Ringsegment-Verfahren

Bei diesem Verfahren, Abb. 6.5, werden für Rasterpunkte, die vom Kamerazentrum einen Winkelabstand $\geq 0.5^0$ haben, Ereignisse als Untergrundereignisse selektiert, wenn die folgenden Bedingungen erfüllt sind.

- Die Winkelabstände vom Kamerazentrum der Untergrund- und der Quellregion sind gleich groß, dass beide Regionen ähnlich vignettiert sind.

- Die Untergrundregion ist nicht weit von der Quellregion entfernt, so dass der Zenitwinkel der Quell- und Untergrundereignisse praktisch gleich ist.

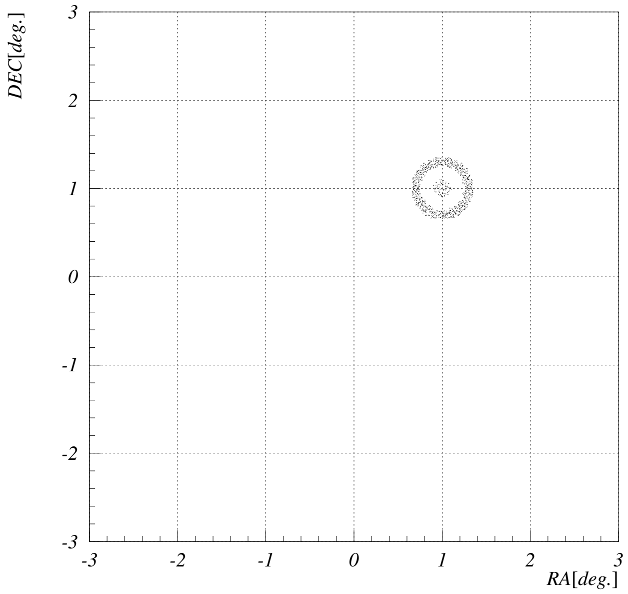


Abbildung 6.3: Gezeigt wird hier eine Darstellung der Untergrundregion bei dem Ring-Verfahren. Der stark schattierte Bereich ist die Untergrundregion und der leicht schattierte Bereich die entsprechende Quellregion. Diese beiden Regionen haben ($\alpha = 1^0, \delta = 1^0$) als Rasterpunkt. Die Position ($\alpha = 0^0, \delta = 0^0$) stellt das Kamerzentrum dar.

- Die Untergrundregion ist nur so nah an der Quelleregion, dass so gut wie keine potentiellen Quellereignisse auf den Zellen (Bin) des Ringsegments zu finden sind.
- Die Untergrundregion ist nur so groß, dass ihre Fläche identisch mit dem Ring-Verfahren ist.

6.3 Die Signifikanz eines Signals

Die Untergrunderwartung N_B der Quellregion wird aus der Anzahl der Ereignisse in der Untergrundregion N_{OFF} bestimmt und ist durch

$$N_B = \beta N_{OFF} \tag{6.1}$$

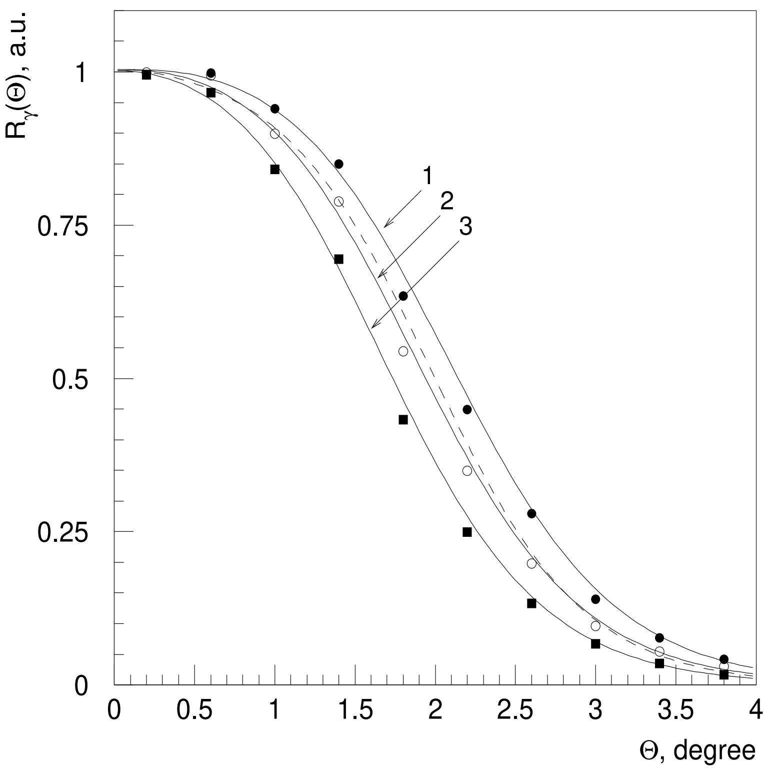


Abbildung 6.4: Aufgetragen sind die Nachweisraten der HEGRA-IACT als Funktion des Winkelabstandes von der optischen Achse. Die optische Achse entspricht dem Kamerazentrum. Die dargestellten Nachweisraten sind aus einer Monte Carlo-Simulation ermittelt worden. Die durchgezogenen Kurven 1, 2 und 3 stehen für einen γ-Strahl und entsprechen 2-, 3- und 4-Teleskopereignissen. Die unterbrochene Kurve steht für einen kosmischen Strahl und entspricht eine 2-Teleskopereignisse [Konopelko et al. 2002(b)].

gegeben. Der Skalierungsfaktor β ist das Verhältnis der Fläche von der Quelle- zur Untergrundregion. Errechnet wird er aus

$$\beta = \frac{\pi r_1^2}{\pi(r_3^2 - r_2^2)}, \tag{6.2}$$

wobei r_1 der Radius der Quellregion, r_2 der innere und r_3 der äussere Radius der Untergrundregion sind. Da dieser Faktor vor dem Beginn des Analyseprogramms festgelegt und während der Analyse konstant bleiben wird, ist r_3 beim Ring-Verfahren eine dynamische Variable. Beim Ringsegment-Verfahren werden jedoch noch weitere Variablen errechnet, bis das Verhältnis der Fläche von der Quell- zur Untergrundregion gleich diesem Faktor ist.

Bezeichnet man die Anzahl der Ereignisse in der Quelleregion als N_{ON}, wird das Signal

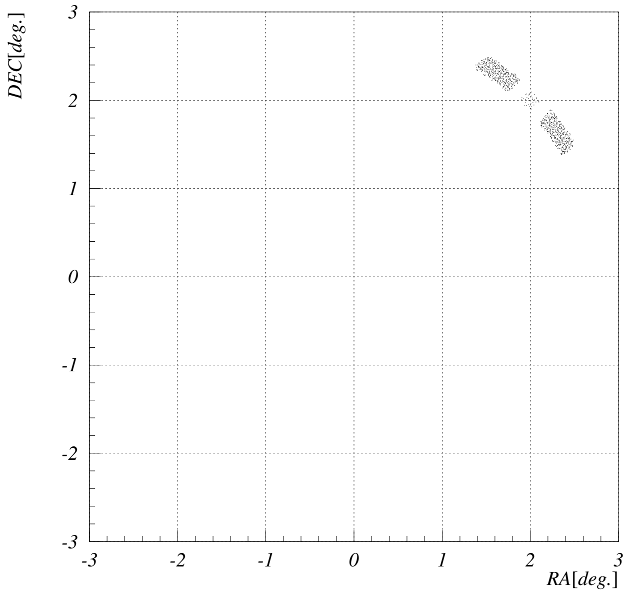


Abbildung 6.5: Gezeigt wird hier eine Darstellung der Untergrundregion bei dem Ringsegment-Verfahren. Der stark schattierte Bereich ist die Untergrundregion und der leicht schattierte Bereich die entsprechende Quellregion. Diese beiden Regionen haben $(\alpha = 2^0, \delta = 2^0)$ als Rasterpunkt. Die Position $(\alpha = 0^0, \delta = 0^0)$ stellt das Kamerzentrum dar.

an irgendeinem Rasterpunkt (α_i, δ_i) durch

$$N_S = N_{ON} - N_B \tag{6.3}$$

$$N_S = N_{ON} - \beta N_{OFF} \tag{6.4}$$

gegeben, wobei das Ergebnis ein Überschuss oder Defizit werden kann.

Nachdem alle vermuteten systematischen Effekte verringert worden sind, werden die Untergrundereignisse bei dieser Analyse entsprechend der geometrischen Formen der Untergrundregionen möglichst genau bestimmt. Dennoch bleibt immer die Frage, falls es einen Überschuss gibt, ob das Signal einen astrophysikalischen Ursprung hat oder nur eine statistische Fluktuation ist. Man fragt sich außerdem, wie die statistische Verteilung der Überschüsse ausfällt.

Zur quantitativen Charakterisierung der Dispersion einer statistischen Verteilung wird oft die *Standardabweichung* herangezogen. Daraus schließt man, wie *signifikant* diese Abweichung eigentlich ist. Wenn die Verteilung durch die Normalverteilung gegeben ist, wird die Signifikanz durch

$$S = \frac{N_S}{\sqrt{\beta N_{OFF}}} \tag{6.5}$$

berechnet.

Eine robuste Methode zur Errechnung der Signifikanz wurde von Li & Ma abgeleitet [Li & Ma 1983]. Zur endgültigen Bestimmung der Signifikanz in dieser Arbeit wird diese Methode benutzt. Die Li & Ma-Formel ist gegeben durch

$$S = \sqrt{2}\left\{N_{ON} ln\left[\frac{1+\beta}{\beta}\left(\frac{N_{ON}}{N_{ON}+N_{OFF}}\right)\right] + N_{OFF} ln\left[(1+\beta)\left(\frac{N_{OFF}}{N_{ON}+N_{OFF}}\right)\right]\right\}^{\frac{1}{2}} \tag{6.6}$$

Kapitel 7

Monte Carlo-Test

7.1 Die Motivation

Angenommen, am Ende der Analyse des Gesichtsfeldes sind ein oder mehrere Überschüsse an einem Himmelsbereich zu sehen, wo vorher keine vermutet worden waren, stellt sich die Frage, ob diese Himmelsbereiche als Quellen unbekannter γ-Strahlung zu katalogisieren sind.

Bevor man jedoch so weit in der Untersuchung voranschreitet, sind die folgenden Punkten zu beachten und aufzuklären.

- Aufgrund der Auswahl der Quell- und Untergrundregion sind Korrelationen benachbarter Zellen nicht zu vermeiden. Wiederum gerade weil die Zellen korreliert sind und wenn nur eine einzige Zelle in Bezug zur anderen einen signifikanten Überschuss zeigt, beobachtet man oft *Hotspots*, deren Ursprung keinesfalls astrophysikalisch sein kann.

- Im Falle von nur Untergrundereignisse stellt sich die Frage, wie hoch die maximale Signifikanz einer Gesichtsfelduntersuchung ist?

- Wie hoch, oder anders ausgedrückt, wie signifikant soll ein Überschuss sein, bevor die Himmelsposition, wo er lokalisiert ist, als Quelle einer γ-Strahlung katalogisiert wird?

Um die Ergebnisse der Gesichtsfelduntersuchung möglichst genau interpretieren zu können, und vor allem, um die Gültigkeit der Ergebnisse mit einer Simulation zu untermauern, ist ein Monte Carlo-Verfahren anzuwenden, dessen Vorgehensweise in nächsten Abschnitt bechreiben wird.

7.2 Die Implementierung

Die Grundidee hinter dieser Simulation ist die Bestimmung des wahrscheinlichsten Höchstwertes der Signifikanz einer Gesichtsfelduntersuchung im Falle von Ereignissen, die nur aus den Untergrundregionen stammen. Zur Bestimmung dieser Signifikanz wurde simuliert, indem Ereignisse zufällig erzeugt wurden, die anschließend mit dem Gesichtsfeld-Analyse-Code genauso wie die HEGRA-Daten behandelt wurden. Es ist hier zu betonen, dass die Gitterstruktur dieser Simulation und die Struktur des Endergebnisses der Gesichtsfeldanalyse identisch sind. Das Simulationsverfahren besteht in Wesentlichen aus zwei Schritten:

1. Die Generierung der Zufallszahlen: Mit wachsendem Abstand von dem Kamerazentrum nimmt die Verteilung der Untergrundereignisse ab und hat die Form einer Gaußschen Verteilung. Deshalb wurden hier mittels des Box-Muller-Verfahrens Zufallszahlen generiert, welche die Untergrundereignisse imitieren sollen.

2. Die simulierten Ereignisse gehen durch alle erforderlichen Schritte des Gesichtsfeld-Analyse-Codes. Durch verschieden bedingte Anweisungen wird geprüft, ob die simulierten Ereignisse als ein *ON*- oder *OFF-Ereignis* betrachtet werden. Die Ergebnisse werden dann in den entsprechenden Histogrammen ausgefüllt.

Da die Genauigkeit der daraus resultierenden Statistiken von der Wiederholung solcher Analysen abhängt, muss ein solches Verfahren oft genug wiederholt werden, in dieser Arbeit tausendmal. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Höchstwerte der Signifikanzen und deren Mittelwert sind dann zu bestimmen, indem man die entsprechenden tausend Histogramme analysiert.

7.3 Ergebnisse der Simulation

Nach Abschluß des Simulationsverfahrens wird der entsprechende Höchstwert jedes Histogramms zuerst notiert und daraus die Verteilung der Höchstwerte dargestellt. Es ist in der Abbildung 7.1 zu beobachten, dass die mittlere Signifikanz der Höchstwerteverteilung 4.161σ ist.

In der γ-Astrophysik ist es mittlerweile gängige Meinung, dass ein astrophysikallisches Objekt als γ-Quelle betrachtet wird, wenn es eine Signifikanz von $\geq 5\sigma$ aufweisen kann. Aber hier ist zu beachten, dass die Betrachtung von 5σ eigentlich gilt, wenn nur der Mittelwert null und die Verteilung gaußisch ist.

Um das Ergebnis dieser Simulation und die gängige Einstellung miteinander zu vereinbaren, wurde in dieser Arbeit Folgendes bedacht: Die Verteilung der Höchstwerte, Abb. 7.1, ist nicht gaußisch. Deshalb wurde eine empirische Fitfunktion, *F(x)* deren Verteilung der Höchstwertverteilung entspricht, definiert.

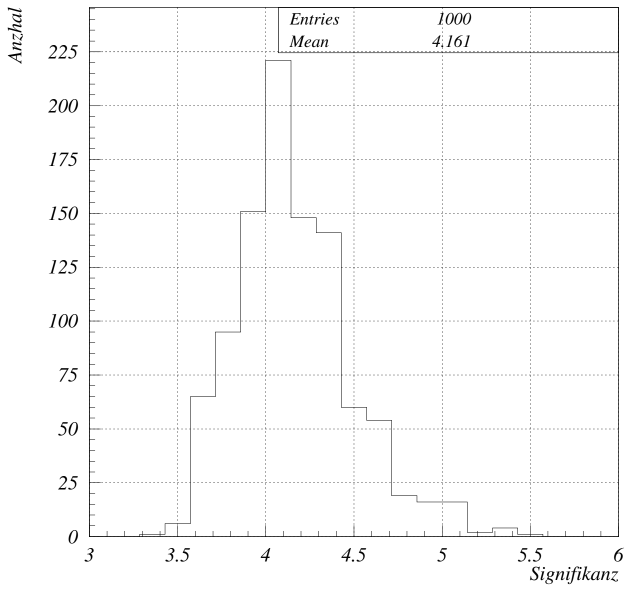


Abbildung 7.1: Verteilung der maximalen Signifikanz.

Da nun die Fitfunktion *F(x)* bekannt ist, kann man die obere Grenze auf der Fläche der Fitfunktion mit einem gewünschten *Vertrauensniveau (Confidence level)* bestimmen [O.Helene 1983].

Die Wahrscheinlichkeit, dass die Variable x der Fitfunktion größer als X ist, ist

$$\varphi = \int_X^\infty F(x)dx. \tag{7.1}$$

Die Wahrscheinlichkeit, dass die Variable x kleiner als X ist, ist 1 - φ. Daraus geht hervor, daß die Fläche der Fitfunktion ein Vertrauensniveau von

$$(1-\varphi)\times 100\%. \tag{7.2}$$

hat, wenn x kleiner als X ist

Für die Arbeit wurde $\varphi = 5.7 \times 10^{-7}$ ausgewählt, und dies entspricht 99.9% des Vertrauensniveaus (5σ) eine Gaußschen Verteilung.

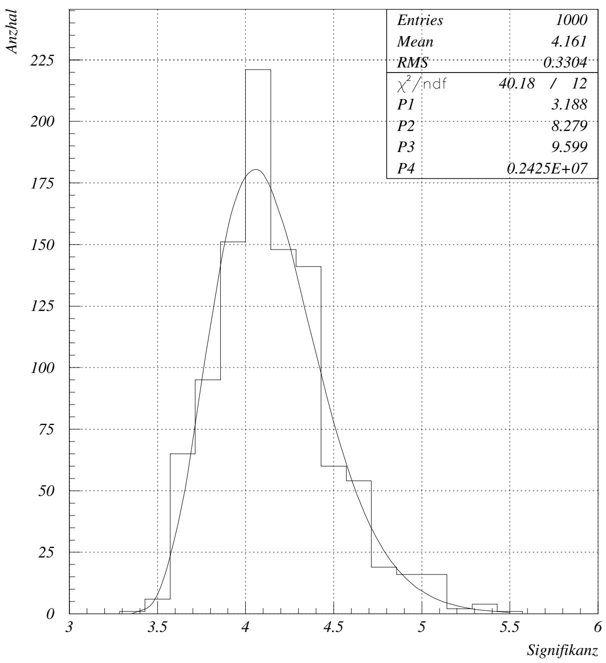


Abbildung 7.2: Verteilung der maximalen Signifikanz des Monte Carlo-Tests. Die durchgezogene Kurve ist die empirische Fitfunktion.

Anschließend wurde das 99.9%-Vertrauensniveau für die Fitfunktion *F(x)*

$$1 - \varphi = 0.999 = \frac{\int\limits_0^x F(x)dx}{\int\limits_0^\infty F(x)dx} \tag{7.3}$$

gesucht, und das Niveau lag bei $x = 5.8$.

Deshalb wird in dieser Arbeit das Kriterium aufgestellt, dass ein Himmelsbereich als Quelle einer γ-Strahlung betrachtet wird, wenn seine entsprechende Zelle im Gesichtsfeld mindestens eine Signifikanz von 5.8σ aufweisen kann.

Die Notwendigkeit, ein so strenges statistisches Verfahren zu benutzen, sieht man leicht, wenn die Häufigkeit, dass einige statistische Fluktuationen als Quellen betrachtet werden können, praktisch vermieden wird.

Kapitel 8

Die Suche nach unbekannten TeV-Punktquellen

Die vorhergehenden Kapitel diskutierten

- die Gestaltung der Quell- und Untergrundregionen,
- die Bestimmung der Untergrunderwartung,
- das statistische Testverfahren, mit dem ein Überschuss untersucht wird,
- wann man auf der Basis eines Monte Carlo-Tests davon ausgehen kann, dass ein Himmelsbereich Quelle der γ-Strahlung ist.

In diesem Kapital werden zunächst die HEGRA-Daten vorgestellt. Danach wird über die Vorselektion der Daten und das Verfahren für die γ-Hadron-Separation diskutiert.

Im Anschluss daran wird die Analyse der HEGRA-Daten und das, was sich daraus ergab, weiter diskutiert. Als Ergebnisse werden Himmelskarte und Tabelle präsentiert. Schließlich widmet sich dieses Kapitel der Diskussion ausgewählter Himmelspositionen, die möglicherweise unbekannte TeV-Punktquellen sind.

8.1 Der HEGRA-Datensatz

Seit der Inbetriebsetzung der HEGRA-IACT wurden Beobachtungen auf verschiedenen astrophysikalischen Objekten und Regionen durchgeführt, die zur Suche der γ-Strahlung als besonders relevant gelten. Die Mehrheit der Beobachtungen waren galaktische Quellen wie

- Supernova-Überresten,

- Pulsaren,
- und Mikroquasaren

gewidmet. Regionen wie das galaktische Zentrum und die galaktische Ebene wurden ebenfalls beobachtet.

Manche dieser Objekte wurden schon als Quelle der sehr energetischen kosmischen Photonen nachgewiesen. Erwähnenswert sind:

- Das galaktische Objekt *Krebs Nebel*. Der Krebs Nebel ist ein Überrest einer Supernova-Explosion. Aufgrund seines zeitlich stabilen Flusses im TeV-Bereich gilt er als Eichquelle der TeV-Astronomie.
- Die extragalaktischen Objekte *Mrk 501* und *Mrk 421*. Die beide BL Lac-Objekte weisen starke zeitlich veränderliche Aktivitäten nach.

Zusätlich wurden die HEGRA-IACT in Koinzidenz mit dem *Burst and Transit Source Experiment (BATSE)* dazu benutzt, um TeV γ-Strahlungen von γ-Ray-Brusts (GRB) nachzuweisen.

8.2 Vorselektion der Daten

Um zunächst die optimale Empfindlichkeit für die Suche nach TeV-Punktquellen zu bestimmen, wurden diejenigen Runs, die aufgrund von Hardwareproblemen und schlechten Wetters die erforderliche Qualität der aufgenommenen Daten nicht mehr aufwiesen, von der Analyse ausgeschlossen. Danach wurden diejenigen Ereignisse eines Runs, die aufgrund des schlechten Schauerbilds die Rekonstruktion der Richtung problematisch machten, zusätzlich von der weiteren Analyse ausgeschlossen. Die Kriterien für die Ausschließung der Runs und Ereignisse sind unten aufgelistet:

- Auf Runs bezogene Schnitte, d.h., die Runs als Ganzes werden entweder akzeptiert oder verworfen.
  - Die effektive Beobachtungszeit $T_{eff} = 600sec.$ ist die benötigte Mindestdauer eines Runs.
  - Eine Stereo-Triggerrate von > 10 Hz für $0^0 - 45^0$ Zenitwinkel.
- Auf einzelne Ereignisse bezogene Schnitte.
  - Die Amplitude eines Bildes ≥ 40 ph.e.
  - Mindestens zwei Kanäle über einer Triggerschwelle von 6 ph.e.
  - Der Abstand zwischen Kamerazentrum und Schwerpunkt eines Schauerbilds beträgt weniger als 1.7^0.

8.3 γ-Hadron-Separation

8.3.1 Abbildung der Schauerentwicklung

Monte Carlo-Simulationen haben deutlich gezeigt, dass die Entwicklung eines elektromagnetischen und hadronischen Schauers, Abb. 8.1, unterschiedlich ist. Der wesentliche Unterschied besteht darin, dass die laterale Ausdehnung eines hadronischen Schauers breiter ist. Der elektromagnetische Schauer hat andererseits eine kompakte Ausdehnung. Bei der Abbildung eines elektromagnetischen Schauers entsteht wiederum ein kompaktes ellipsenförmiges Kamerabild. Beim hadronischen Schauer ist das Kamerabild nicht kompakt, sondernweist eher eine Streuung auf.

Es hat sich zur Separation von hadronischen und γ-Luftschauern als hilfreich erwiesen, dass die Schauerentwicklung in der Kamera abgebildet werden kann. Die Verteilung des Čerenkov-Lichts in der Kamera ist in der erstern Näherung elliptisch oder kreisförmig. Elliptisch ist die Lichtverteilung des kompakten elektromagnetischen Schauers. Dadurch entsteht eine geringere Breite. Durch geeignete Parametriesierung des Schauerbildes kann man den hadronischen Schauer unterdrücken.

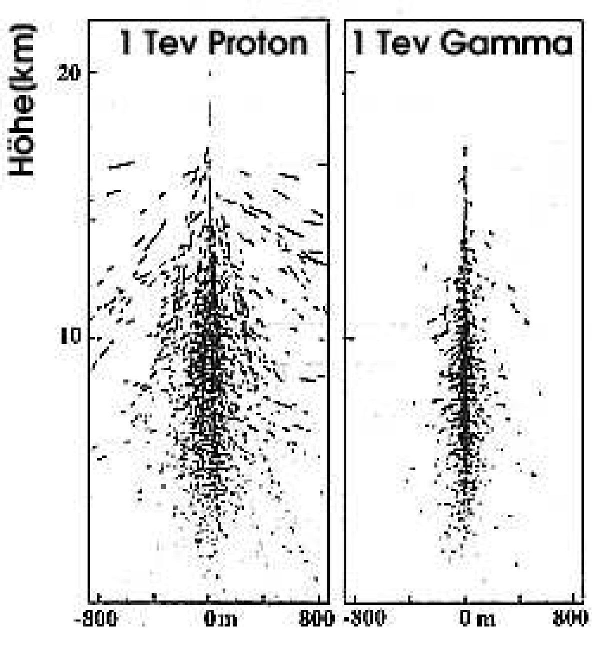


Abbildung 8.1: Gezeigt wird hier die longitudnale Entwicklung eines elektromagnetischen und hadronischen Schauers bei einer Energie von jeweils 1 TeV. Durch die ausgedehnte Form des hadronischen Schauers entsteht ein breiteres Abbild in der Kamera.

8.3.2 Unterdrückung der hadronischen Schauern

Nach der Selekion von Ereignissen, bezogen auf die Kriterien von Abschnitt 8.2, wurden die Signale der γ-Strahlung noch weiter verbessert, indem die hadronischen Schauer effektiv unterdrückt wurden. Die Methode der Unterscheidung zwischen γ-Schauern und hadronischen Schauern hängt davon ab, welche Art von Detektoren im Einsatz sind.

Bei der HEGRA-IACT gibt es zwei Möglichkeiten, um diese maximale Sensitivität zu ereichen. Eine angebrachte Methode besteht darin, die Richtungs-Information der Ereignisse in Betracht zu ziehen. Leider ist diese Methode nur geeignet für die Untersuchung möglicher Punktquellen, deren Himmelposition *a prioi* bekannt ist; das ist in dieser Arbeit genau nicht der Fall.

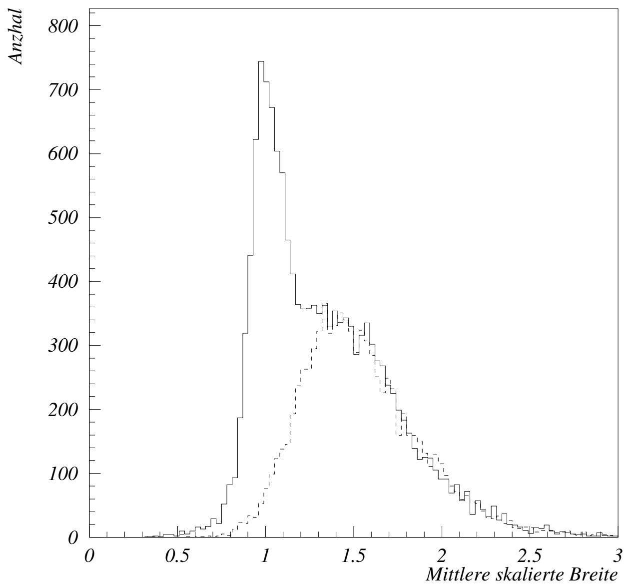


Abbildung 8.2: Die *msw*-Verteilung der γ-Ereignisse (durchgezogene Kurve) und der Untergrundereignisse (unterbrochene Kurve) von Krebsdaten. Der harte Schnitt $0.5 \leq msw \leq 1.1$ wurde in dieser Arbeit implementiert.

Die zweite Methode benutzt die sogenannten *Hillas-Parameter*. Diese Methode, die nur für abbildende Čerenkov-Teleskope gedacht ist, unterdrückt den hadronischen Schauer aufgrund dessen Schauerbilds [Hillas 1985]. Die effektive Unterscheidung zwischen γ-Schauern und hadronischen Schauern ist möglich, indem Schnitte auf die Bildparameter implementiert werden, Abb. 8.2.

In dieser Arbeit wurden Ereignisse der γ-Strahlung mittels der Hillas-Parameter selektiert. Die Unterdrückung der hadronischen Ereignisse bezog sich auf die *mittlere skalierte Bildbreite (msw)*. Hier handelt sich um die Breite eines Schauerbildes, das auf einem Monte Carlo-Erwartungswert normiert wird. Diese *skalierte Breite* wird anschließend über die zur Analyse verwendeten Teleskope gemittelt [Daum 1997].

Tabelle 8.1: HEGRA-Quelle

No.	Objekt	Gesamtzeit nominell [hrs.]	Anzahl of Runs
1	1ES0236	10.00	34
2	1ES0927	13.83	46
3	1ES0145	6.00	24
4	1ES0347	4.00	14
5	1ES0229	5.67	20
6	1ES0806	4.00	18
7	1ES1255	8.33	30
8	1ES1741	11.75	45
9	1ES1118	4.00	18
10	1ES1959	213.42	761
11	1ES1212	0.83	9
12	1ES1440	7.67	23
13	1ES2344	118.26	352
14	1ES2321	40.33	137
15	1H0323	16.00	56
16	1H1720	7.33	29
17	3C-371	6.00	20
18	3C-396	12.50	47
19	3C-273	13.33	50
20	3C-197	17.33	54
21	3C-120	27.25	99
22	3C-66A	1.33	4
23	3C-192	3.00	9
24	611Zw187	18.83	70
25	AGN0120	27.00	81
26	AGN0323	1.33	4
27	AGN0818	2.66	8
28	AGN1727	1.00	3
29	Akeno-1	13.50	42
30	BL-Lac	31.33	147
31	BL0647	7.83	29
32	BL0829	25.33	88
33	BL1011	3.33	10
34	BL10414	6.33	19

Tabelle 8.2: HEGRA-Quelle

No.	Objekt	Gesamtzeit nominell [hrs.]	Anzahl of Runs
35	BL1114	4.33	27
36	BL1212	2.33	7
37	BL1255	2.67	8
38	BL1440	5.67	21
39	BL1426	113.33	398
40	BL1722	5.33	18
41	CG135+1	33.42	110
42	Coma	67.67	237
43	Cyg-A	67.25	242
44	Cyg-OB2	197.33	691
45	Cyg-X1	16.00	53
46	Cyg-X3	105.83	337
47	Cyg-Loo	11.33	63
48	Cas-A	312.83	1115
49	Crab-Ne	766.22	3139
50	EXO0706	37.00	117
51	GEV0430	12.67	43
52	GEVJ2035	36.17	112
53	GEVJ0007	37.33	125
54	GRS-1915	245.38	959
55	Geminga	41.33	152
56	HB89-0736	0.50	1
57	HB89-2201	40.67	169
58	Her-X1	81.83	251
59	IRAS13451	5.67	21
60	IC-1805	15.83	68
61	IC-443	79.92	311
62	M31	31.67	102
63	M42	3.34	17
64	M82	55.22	209
65	M87	87.83	343
66	Monocerus	146.25	511
67	Mrk-180	13.33	46
68	Mrk-501	607.55	2603

Tabelle 8.3: HEGRA-Quelle

No.	Objekt	Gesamtzeit nominell [hrs.]	Anzahl of Runs
69	Mrk-421	1004.43	3797
70	NGC4151	15.67	53
71	NGC0315	16.00	37
72	NGC0253	46.33	167
73	NGC1054	60.50	212
74	NGC1275	93.25	304
75	PG1418	20.17	103
76	PKS2155	2.83	14
77	PKS0219	1.67	5
78	PSR1937	14.33	45
79	PSR1929	18.67	62
80	PSR1957	21.67	102
81	PSRB0659	24.00	82
82	QSO1218	4.67	15
83	RXJ04591	30.33	125
84	S50716	2.33	7
85	SNR013	13.25	52
86	SNR039	17.53	61
87	SS-433	162.46	384
88	Tau-Mar	0.33	2
89	Tau-Xi	0.33	6
90	Tycho	85.75	241
91	UGC03927	8.57	49
92	UGC01651	16.00	62
93	V785	1.33	4
94	VZw331	4.33	14
95	W-Comae	25.50	61
96	XTE1859	1.50	8
97	XTE-J1118	2.33	7
98	ZS-0506	22.33	70
99	Gal-Cen	30.17	62
100	GRBs	50.08	149
101	Gal-Scans	372.10	1056

8.4 Analyse der Daten

In den letzten zwei Abschnitten wurden die astrophysikalischen Objekte und Himmelsregionen, die durch die HEGRA-IACT beobachtet wurden, sowie die Unterdrückung der hadronischen Schauer diskutiert. Dieser Abschnitt widmet sich nun der Analysemethode, die in der Suche nach unbekannten γ-Punktquellen verwendet wurde. Bei dieser Suche ist zudem davon auszugehen, dass der Prozess der γ-Strahlerzeugung stetig ist. Transiente Eigenschaften und Fluktuationen wurden nicht betrachtet.

Die enorme Menge der HEGRA-Daten, die es zu analysieren gab, verlangte ein stufenweises Verfahren der Analyse. Am Anfang wurde die Himmelssphäre in Blöcke fragmentiert und dann nach Überschussereignissen gesucht. Wenn in einigen Himmelsbereichen welche vermutet wurden, wurden diese Bereiche nochmals im Detail analysiert.

Die Signifikanz derjenigen Überschüsse, die nach der Detailanalyse robust blieben, wurde mit den Auswahlkriterien des Monte Carlo-Tests verglichen. Entsprechend wurden sie entweder als unbekannte TeV-Quellen katalogisiert oder deren Signifikanzniveau präsentiert.

8.4.1 Die Anordnung der Suchfläche

Die Positionen der Himmelsobjekte und Himmelsbereiche, die in dieser Arbeit untersucht wurden, verteilen sich in Deklination von $79^0 54' 4''$ (HR 357) bis $-30^0 13' 32.12''$ (PKS2155) und in Rektaszension von 0h 7m 59.88s (GEV J007) bis 23h 47m 4.92s (1ES2344). Dazu kommt eine Anzahl von 16010 Runs, welche die Vorselektion überstanden hatten. Im Hinblick auf diese enorme Menge von Daten war aus Speicherkapazitätsgründen ein einmaliger Analyseablauf nicht möglich.

Die räumliche Aufteilung der Himmelssphäre in Himmelsblöcke war das Konzept, das verwendet wurde, um mit diesen Schwierigkeiten umzugehen. Auf diese Art und Weise ist es nämlich möglich, die Daten so zu organisieren, dass eine effiziente Suche nach unbekannten Quellen schrittweise von einem Himmelsblock zum nächsten stattfinden kann. Die Dimensionen der Himmelsblöcke und die dazugehörige Gitterstruktur wurden vor dem Start der Analyse definiert. Anschließend wurden die Daten dieses Blocks analysiert. Die verwendeten Suchstrategien wurden in zwei Kategorien klassifiziert, nämlich in die erste Hierarchiestufe und die zweite Hierarchiestufe.

8.4.2 Die erste Hierarchiestufe

Die erste Stufe ist hauptsächlich für die Lokalisierung von Überschüssen vorgesehen. Die Suchfläche (Himmelsblock) dieser Stufe ist so konstruiert, dass das Gesichtsfeld der HEGRA-Kamera und darüber hinaus erfasst werden kann. Durch den Einsatz von Kontrollpositionen $(\alpha_{kon}, \delta_{kon})$ wurden zunächst die Dimensionen der Suchfläche festgelegt und schließlich die Fläche erzeugt. Die Kontrollpositionen dienen ebenfalls dazu, die Suchfläche zu zentrieren. Die Gestaltung der Suchfläche und die Auswahl der Suchparameter wurde folgendermaßen bestimmt.

- In der Deklination ist die Himmelssphäre in Schritte von 10^0 aufgeteilt. Das bedeutet, dass das Deklinationsintervall der Suchfläche $\pm 5^0$ der Kontrollposition δ_{kon} ist.
- In Rektaszension ist die Himmelssphäre in Schritte von 2 Std aufgeteilt. Das bedeutet, dass das Rektaszensionsintervall der Suchfläche $\pm 1 Std.$ der Kontrolposition α_{kon} ist.

Block	(α, δ)	α-Intervall	δ-Interval
1	(1,5)	0Std. - 2Std.	$0^0 - 10^0$
2	(3,5)	2Std. - 4Std.	$0^0 - 10^0$
3	(5,5)	4Std. - 6Std.	$0^0 - 10^0$
4	(7,5)	6Std. - 8Std.	$0^0 - 10^0$
5	(9,5)	8Std. - 10Std.	$0^0 - 10^0$
6	(11,5)	10Std. - 12Std.	$0^0 - 10^0$
7	(13,5)	12Std. - 14Std.	$0^0 - 10^0$
8	(15,5)	14Std. - 16Std.	$0^0 - 10^0$
9	(17,5)	16Std. - 18Std.	$0^0 - 10^0$
10	(19,5)	18Std. - 20Std.	$0^0 - 10^0$
11	(21,5)	20Std. - 22Std.	$0^0 - 10^0$
12	(23,5)	22Std. - 24Std.	$0^0 - 10^0$

Tabelle 8.4: Die Zuordnung zwischen den Kontrollpositionen und Dimensionen der Himmelsblöcke wurde nur bis $\delta = 10^0$ als Beispiel aufgelistet.

Die Gitterzellen der Suchfläche sind $0.05^0 \times 0.05^0$ groß. Die Zellen sind hier so gewählt, weil eine derartige Größe für die Winkelauflösung der HEGRA-Kamera angemessen ist. Für die einzelnen Rasterpunkte sind die Quell- und Untergrundereignisse folgendermaßen bestimmt:

- Die ON-Region ist definiert durch einen Winkelabstand von 0.14^0 (weicher Schnitt) von einem Rasterpunkt. Da bei dieser Stufe eine Quelldetektion von höchster Wichtigkeit ist, wurde ein Verlust der Photonenstatistik vermieden.
- Der Skalierungsfaktor ist $\beta = 0.367$.

Anhand dieser Anordnug von Suchfläche und Gitterstrukturen wurden bei der ersten Stufe alle Beobachtungen, deren Gesichtsfeld sich innerhalb einer Suchfläche befindet, analysiert. Schrittweise wurden die Kontrollpositionen geändert, bis alle Himmelsblöcke, bei denen HEGRA-Beobachtungen stattfanden, auf Überschussereignisse untersucht waren.

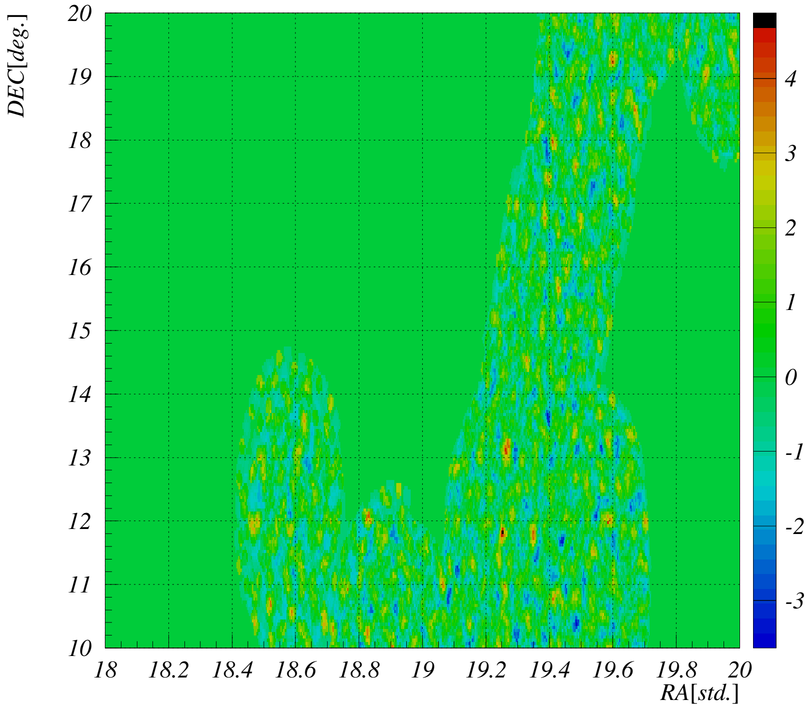


Abbildung 8.3: Als Beispiel wird hier die Signifikanzkarte eines Himmelsblocks gezeigt. Der Karte ist an der Position ($\alpha = 19std., \delta = 15^0$) zentriert.

Die Untersuchung ist dreimal wiederholt worden, weil es drei verschiedene Verfahren für die stereoskopische Richtungsrekonstruktion gibt [Hofmann 1999]. Für die Berechnung der Signifikanz ist bei der ersten Stufe die Standardabweichungs-Methode von Li & Ma benutzt worden [Li & Ma 1983]. Die Formel lautet

$$S = \frac{N_{ON} - \beta N_{OFF}}{\sqrt{\beta(N_{ON} + N_{OFF})}}. \tag{8.1}$$

Nach dem Abschluss der Untersuchung der ersten Stufe sind 47 Himmelspositionen als mögliche Quellen der γ-Strahlung lokalisiert worden. Um zu überprüfen, ob diese Überschüsse robust sind, wurden diese Himmelspositionen nochmals in der zweiten Hierarchiestufe unter die Lupe genommen. Die Koordinaten dieser Himmelspositionen und deren entsprechende Signifikanz sind in Tabellen 8.5 und 8.6 aufgelistet. Wie oben kurz erwähnt, wurden alle Untersuchungen für alle drei Rekonstruktionsverfahren durchgeführt. Für die jeweiligen Himmelspositionen wurde hier der maximale Signifikanzwert von drei Rekonstruktionsverfahren verzeichnet.

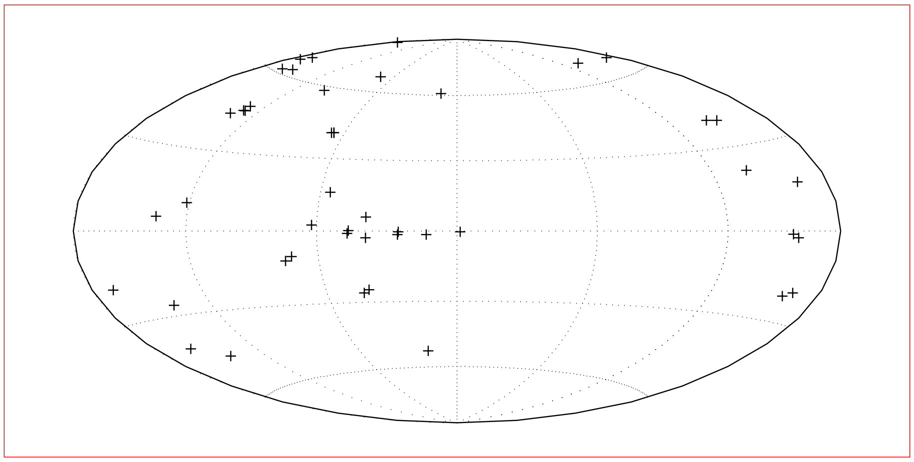


Abbildung 8.4: Die Himmelspositionen der 47 Überschüsse, die in der Tabelle 4.5 aufgelistet sind. Das galaktische Koordinatensystem wurde hier verwendet.

No.	Rektaszension($h\ m\ s$)	Deklination(^{0} ' ")	Signifikanz
1	00 28 06.78	+73 10 40.80	4.6σ
2	01 44 29.51	+14 40 48.00	4.7σ
3	02 06 05.11	+34 05 45.60	4.5σ
4	02 39 05.94	+14 12 28.80	4.6σ
5	02 52 58.80	+65 04 51.60	5.6σ
6	04 40 17.33	+26 46 48.00	4.4σ
7	05 09 05.08	+05 03 06.66	5.0σ
8	05 12 17.10	+00 46 44.76	4.7σ
9	06 26 05.24	+07 16 36.44	4.9σ
10	06 35 53.12	+05 07 48.58	4.8σ
11	07 22 40.48	+20 52 33.60	4.6σ
12	08 22 58.91	+02 33 04.64	5.0σ
13	09 13 52.68	+18 16 33.60	4.7σ
14	09 23 52.69	+14 01 37.20	4.5σ
15	11 00 28.80	+70 25 33.60	4.5σ
16	11 07 19.20	+47 13 40.80	4.4σ
17	11 07 51.60	+34 34 51.60	4.4σ
18	11 13 40.80	+41 19 40.80	5.0σ
19	11 21 36.00	+21 27 21.60	4.3σ
20	11 25 15.60	+41 22 55.20	4.4σ
21	11 27 36.00	+49 33 14.40	4.5σ
22	11 51 32.40	+70 36 00.00	4.4σ
23	11 59 31.20	+68 50 42.00	6.1σ
24	12 00 54.00	+70 53 38.40	4.3σ
25	12 18 28.80	+32 36 57.60	4.6σ
26	14 17 42.00	+54 42 36.00	4.6σ
27	14 23 16.80	+39 40 30.00	4.6σ
28	14 42 54.00	+14 08 06.00	4.5σ
29	16 43 04.80	+41 34 33.60	4.9σ
30	16 43 58.80	+42 34 44.40	4.7σ
31	16 43 22.80	+41 31 33.60	4.9σ
32	18 31 55.20	+27 04 51.60	4.7σ
33	18 41 16.80	+07 55 46.78	5.0σ
34	19 12 10.80	+03 59 00.38	4.6σ

Tabelle 8.5: Da an diesen Himmelspositionen relativ hohe Überschüsse zu sehen sind, wurden sie für die Untersuchung der zweiten Stufe selektiert. Bekannte Quellen sind hier ausgeschlossen.

No.	Rektaszension($h\ m\ s$)	Deklination(^{0} ’ ”)	Signifikanz
35	19 15 10.80	+11 49 55.20	4.9σ
36	19 20 52.80	+11 46 40.80	4.6σ
37	19 39 28.80	+26 58 58.80	5.3σ
38	20 43 55.20	+40 19 40.80	4.7σ
39	20 51 28.80	+28 01 37.20	4.6σ
40	21 06 07.20	+29 16 30.00	4.4σ
41	17 43 30.00	-30 16 19.20	4.7σ
42	18 19 40.80	-18 25 26.40	4.6σ
43	18 37 51.60	-07 22 24.60	5.0σ
44	18 42 39.60	-07 31 30.00	4.7σ
45	20 31 55.20	-05 07 09.12	4.8σ
46	20 41 06.00	-03 43 00.12	4.4σ
47	17 43 30.00	-30 16 19.20	4.7σ

Tabelle 8.6: Da an diesen Himmelspositionen relativ hohe Überschüsse zu sehen sind, wurden sie für die Untersuchung der zweiten Stufe selektiert.

8.4.3 Die zweite Hierarchiestufe

Um möglichst jeden Zweifel auszuschließen, dass die lokalisierten Überschussereignisse keineswegs statistische Fluktuationen, sondern höchstwahrscheinlich einer unbekannten TeV-Quelle zuzuordnen sind, wurden die in den Tabellen 8.5 und 8.6 aufgelisteten Kandidatquellen auf ihre Robustheit nochmals überprüft. Die zweite Hierarchiestufe ist hauptsächlich bestimmt für eine derartige Überprüfung. Die Schwerpunkte bei dieser Stufe sind Folgende:

- Um zu vermeiden, dass die ON-Ereignisse nicht überschätzt werden, wurde die ON-Region diesmal durch einen Winkelabstand von 0.1^0 (harter Schnitt) von jedem Rasterpunkt definiert. Dementsprechend ist der Skalierungsfaktor $\beta = 0.167$.

- Die Überschussereignisse und deren Signifikanzen, wie schwach auch immer, hängen von der Zellengröße ab. Um diesen Faktor auszuschließen, sind die Kandidatquellen von Tabellen 8.5 und 8.6 nochmals mit einer Zellengröße von $0.03^0 \times 0.03^0$ untersucht worden.

- Für den Nachweis schwacher Signale ist es oft hilfreich, zu sehen, ob die Überschussereignisse durch verschiedene Teleskopsysteme immer noch präsent sind. Deshalb wurden in der zweiten Stufe die Kandidatquellen von Tabellen 8.5 und 8.6 nochmals in einem Teleskopensystem von fünf Teleskopen von fünf, vier Teleskopen von fünf, und drei Teleskopen von fünf überprüft.

Nach dem Abschluss der Untersuchung der zweiten Stufe war zu sehen, dass die Überschüsse der meisten Kandidatenquellen von Tabellen 8.5 und 8.6 nicht robust genug waren. Daraus wird ersichtlich, dass disese Überschüsse nur statistische Fluktuationen gewesen sind. Neun Überschüse jedoch haben die Kriterien der zweiten Stufe überstanden, und sind in der Tabelle 8.7 aufgelistet. Leider hat von diesen Kandidatenquelle keine den strengen Monte Carlo-Test geschafft. Deswegen wurden sie auch als unbekannte Quelle der γ-Strahlung nicht katalogisiert. Dennoch weisen alle ein Vertrauensintervall von $\geq 90.0\%$ auf; das ist ein Hinweis darauf, dass alle neun eine unbekannte Quelle sein könnten, wenn man direkt an der jeweiligen Himmelspositionen beobachtet hätte. Dazu erfolgen eine Reihe von Erläuterungen in den folgenden Abschnitten.

No.	Rektaszension($h\ m\ s$)	Deklination(^{0} ' ")	Signifikanz	Vertrauensintervall
1	02 52 50.59	+65 04 22.80	5.4σ	99.83%
2	05 09 06.91	+05 04 25.50	4.8σ	95.52%
3	11 21 28.80	+21 25 40.80	4.7σ	92.83%
4	11 25 08.40	+41 24 46.80	4.7σ	92.83%
5	11 59 49.20	+68 49 15.60	5.6σ	99.95%
6	16 43 26.40	+41 31 22.80	5.0σ	98.38%
7	19 12 10.80	+04 00 08.78	4.7σ	92.83%
8	19 15 10.80	+11 48 36.00	5.0σ	98.38%
9	17 43 26.40	-30 21 25.20	4.8σ	95.52%

Tabelle 8.7: Obwohl keine dieser Himmelspositionen als unbekannte Quelle zu katalogisieren ist, scheinen die Überschussereignisse und die Signifikanz relativ robust zu sein.

Im folgenden Abschnitt werden die in der Tabelle 4.6 aufgelisteten Himmelspositionen eingehend untersucht. Um der Darstellung willen werden diese Himmelspositionen wie folgt bezeichnet:

- die Himmelsposition (05 09 06.91,+05 04 25.50) == HGA 050906.91+050425.5
- die Himmelsposition (02 52 50.59,+65 04 22.80) == HGA 025250.59+650422.8
- die Himmelsposition (11 21 28.80,+21 25 40.80) == HGA 112128.80+212540.8
- die Himmelsposition (11 59 49.20,+68 49 15.60) == HGA 115949.20+684915.6
- die Himmelsposition (19 12 10.80,+04 00 08.78) == HGA 191210.80+040008.78
- die Himmelsposition (19 15 10.80,+11 48 36.00) == HGA 191510.80+114836.0
- die Himmelsposition (16 43 26.40,+41 31 22.80) == HGA 164326.40+413122.8
- die Himmelsposition (11 25 08.40,+41 24 46.80) == HGA 112508.40+412446.8

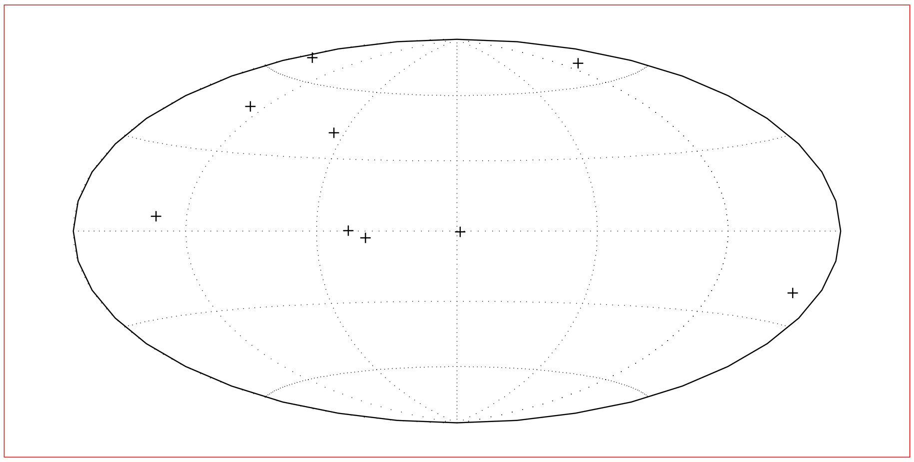


Abbildung 8.5: Die Himmelspositionen der 9 Überschüsse, die in der Tabelle 8.7 aufgelistet sind. Das galaktische Koordinatensystem wurde hier verwendet.

- die Himmelsposition (17 43 26.40,-30 21 25.20) == HGA 174326.40-302125.2

Die Abkürzung HGA steht für HEGRA.

8.5 Korrelation zwischen den TeV-Überschüssen und Objekten anderer Wellenlängebereiche

Nach der Lokalisierung eines unerwarteten Überschusses erhob sich zuerst immer die Frage, welchem astrophysikalschen Objekt der Ursprung des Überschusses zuzuordnen ist. In diesem Zusammenhang wurde eine Identifizierung mit Objekten anderer Wellenlängenbereiche versucht herzustellen. Da die Winkelauflösung der HEGRA-Teleskopsystem 6 arcmin. beiträgt, findet die Suche nach dem Gegenstück im Allgemeinen innerhalb eines Radius von 6 arcmin statt. Die Hauptreihe Sterne sind als Gegenstück ausgeschlossen.

8.5.1 HGA 050906.91+050425.5

Es wurde kein astrophysikalisches Objekt gefunden, dessen Koordinaten mit der von HGA 050906.91+050425.5 genau übereingestimmt hätte. Dennoch gibt es in dieser Gegend einige Objekte, die möglicherweise mit HGA 050906.91+050425.5 korrelieren.

- 1RXS J0508.5+0511: Diese Röntgenquelle, ein radio-laute AGN, wurde durch den *ROSAT All-Sky Survey* entdeckt. Samt anderen Röntgenquellen wurde diese Quelle

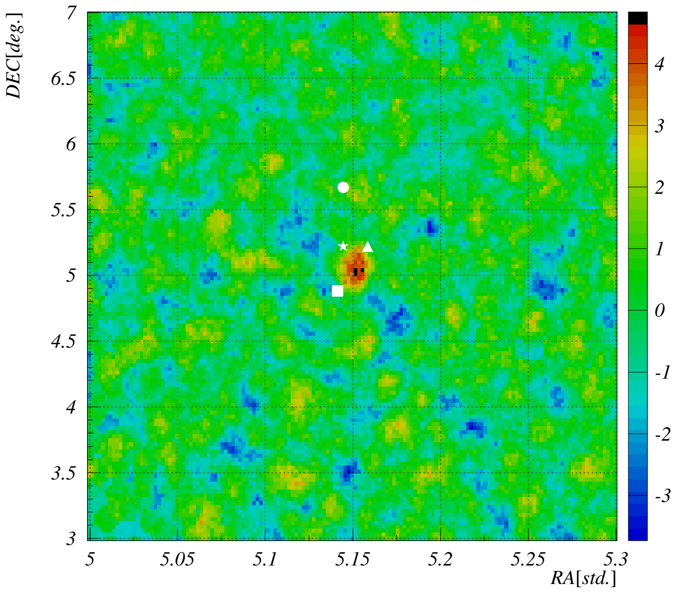


Abbildung 8.6: Signifikanzkarte des Überschusses HGA 050906.91+050425.5. Der Stern, das Dreieck, das Quadrat und der Kreis stellen die Koordinaten von 1RXS J0508.5+0511, TXS 0506+052, RC J0508+0438B und GEV J0508+0540 entsprechend dar.

für die Röntgen-Radio-Korrelation analysiert [Brinkmann et al. 1997], [Reich et al 2000].

- TXS 0506+052: Der spektrale Index und die lineare Polarisation einer Radioemission sind Eigenschaften, die erkennen lassen, ob diese Emission eine Synchrotronstrahlung ist oder nicht. Für die Radioquelle TXS 0506+052 [Douglas et al. 1996] gibt es über die Polarisation ihrer Radioemission keine Angabe. Aber ihr spektraler Index ist -1.4.

- RC J0508+0438B: Über diese Radioquelle gibt es keine weiteren Angaben.

- GEV J0508+0540: Diese unbekannte Quelle wurde in verschiedenen Beobachtungen, 1991 Apr.-1995 Sep. durch das *EGRET-Instrument* mit einem Photonenfluss von $1.4 \times 10^{-8} \pm 4 \times 10{-}9$ photons cm^{-2} s^{-1} beobachtet [Lamb & Macomb 1997]. EGRET hatte, relativ zu HEGRA, aber eine schlechtere Winkelauflösung. Bei dieser Quelle hatten Lamb & Macomb für einen Vertrauenskreis von 95% einen Positionsfehler von 37arcmin. vorgegeben.

8.5.2 HGA 025250.59+650422.8

Bei dieser Himmelsposition, Abb. 8.7, gibt es innerhalb von einem Radius von 4arcmin. eine Infrarotquelle IRAS 02481+6453.

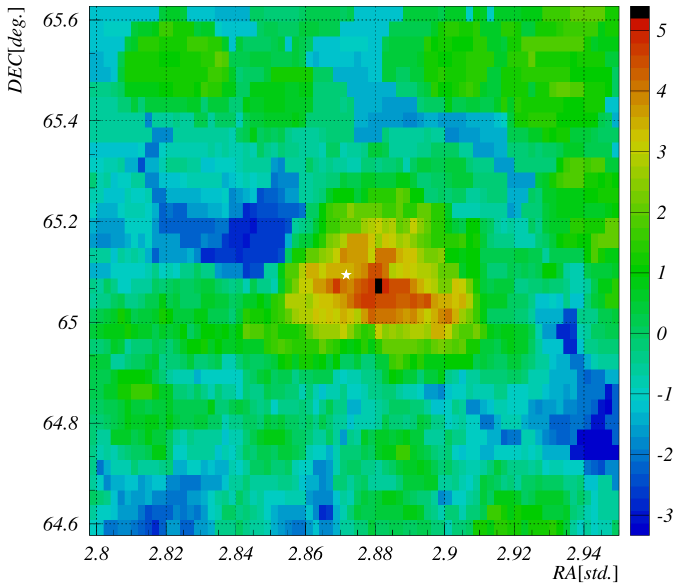


Abbildung 8.7: Signifikanzkarte des Überschusses HGA 025250.59+650422.8. Der Stern stellt die Koordinate von IRAS 02481+6453 dar.

8.5.3 HGA 112128.8+212540.8

Bei dieser Himmelsposition, Abb. 8.8, gibt es innerhalb von einem Radius von 6arcmin eine Infrarotquelle. Die Galaxien haben einen Winkelabstand von 8arcmin. (UGC 6366) und von 9arcmin. (UGC 6363). Die Ereignisdichte in dieser Gegend ist (leider) sehr gering, weshalb die Statistik nicht verlässlich ist. Dennoch ist der Überschuss nach mehrfacher Untersuchung konsistent geblieben.

- 1RXS J112143.0+212801: Eine ROSAT Röntgequelle [Voges et al. 1999].
- UGC 6366: Galaxie [Cotton et al 1999].

- UGC 6363: Galaxie [Cotton et al 1999].

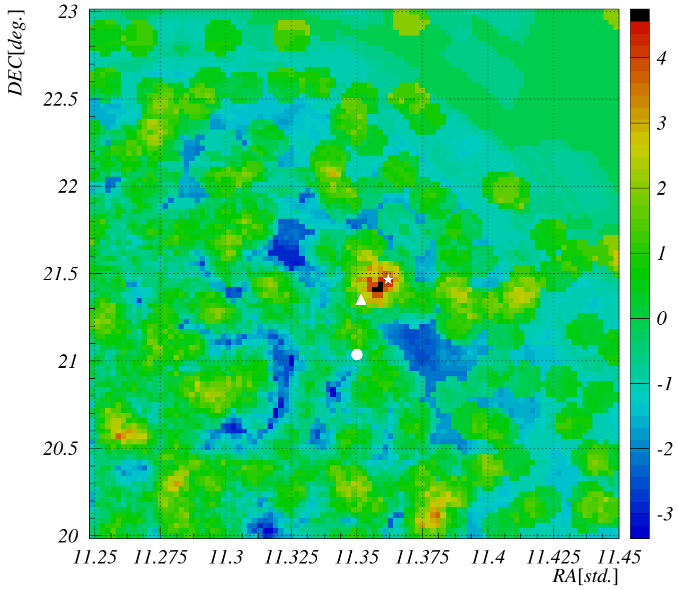


Abbildung 8.8: Signifikanzkarte des Überschusses HGA 112128.8+212540.8. Der Stern, das Kreuz und der Diamant stellen die Koordinaten von 1RXS J112143.0+212801, UGC 6366 und UGC 6363 entsprechend dar.

8.5.4 HGA 191510.8+114836.0

Bei dieser Himmelsposition, Abb. 8.9, gibt es innerhalb von einem Radius von 6arcmin sieben Objekte.

- GPSR 46.120+0.177: Eine Radioquelle.
- IRAS 19126+1142: Eine Infrarotquelle.
- EQ 1912+11 D: Eine Radioquelle [Garwood et. al 1988].
- IRAS 19126+1139: Eine Infrarotquelle.
- IRAS 19125+1142: Eine Infrarotquelle.

- EQ 1912+11 C: Eine Radioquelle [Garwood et. al 1988].

- IRAS 19130+1147: Eine Infrarotquelle.

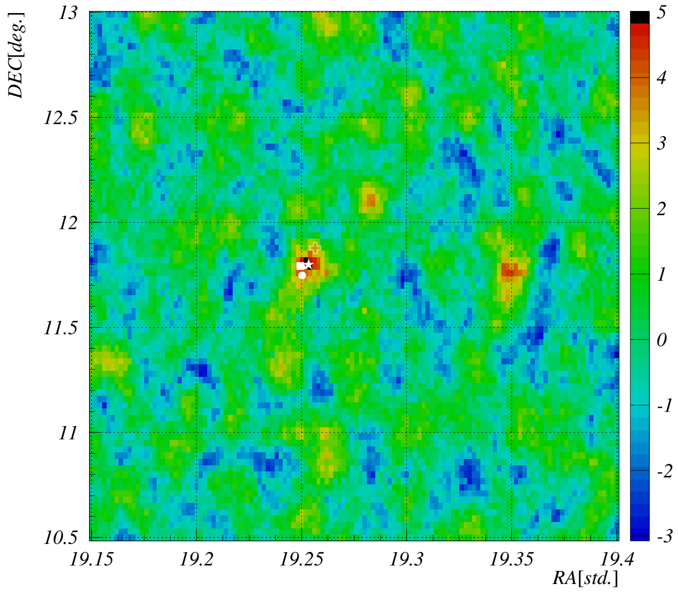


Abbildung 8.9: Signifikanzkarte des Überschusses HGA 191510.8+114836.0 Der Stern, das Dreieck, das Quadrat, der Kreis, der Diamant und das Kreuz stellen die Koordinaten von GPSR 46.120+0.177, IRAS 19126+1142, EQ 1912+11, IRAS 19126+1139, IRAS 19125+1142, EQ 1912+11 C und IRAS 19130+1147 entsprechend dar.

8.5.5 HGA 191210.8+04008.78

Bei dieser Himmelsposition, Abb. 8.10, gibt es innerhalb von einem Radius von 6arcmin. zwei Objekte.

- IRAS 19094+0356: Eine Infrarotquelle.

- IRAS 19094+0401: Eine Infrarotquelle.

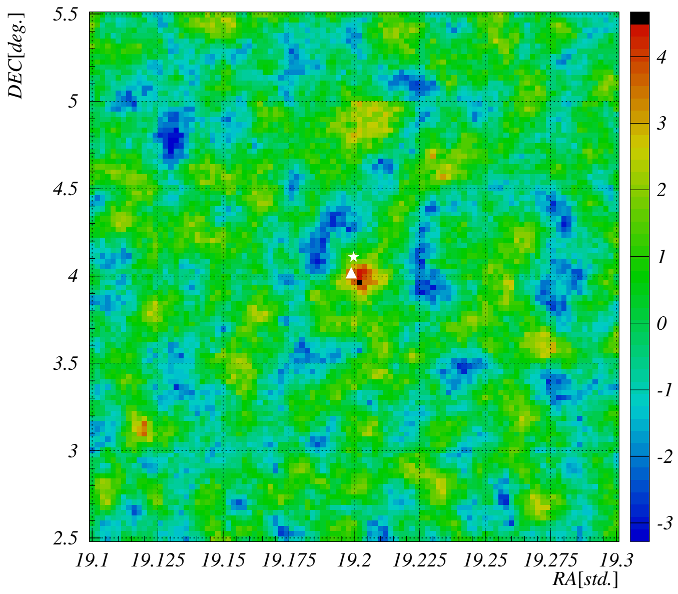


Abbildung 8.10: Signifikanzkarte des Überschusses HGA 191210.8+040008.78. Das Dreieck und der Stern stellen die Koordinaten von IRAS 19094+0356 und IRAS 19094+0401 entsprechend dar.

8.5.6 HGA 164326.40+413122.8

Bei dieser Himmelsposition, Abb. 8.11, gibt es innerhalb von einem Radius von 6arcmin. sieben Objekte.

- 1641.8+4136 [CCH92]: Möglicherweise ein Qausar [Crampton et al. 1992].
- FIRST J164320.3+413548: Eine Radioquelle [Becker et al 1995].
- 1641.0+4132 [CCH92]: Möglicherweise ein Qausar [Crampton et al. 1992].
- 1642.0+4132 [CCH92]: Möglicherweise ein Qausar [Crampton et al. 1992].

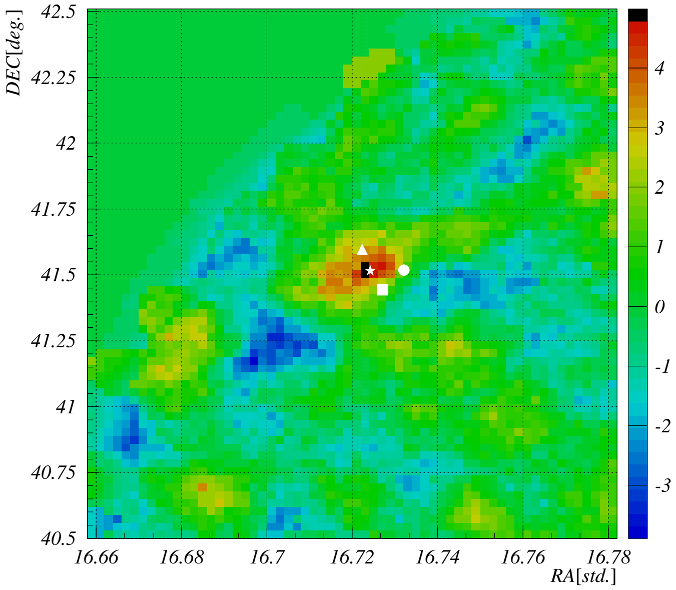


Abbildung 8.11: Signifikanzkarte des Überschusses HGA 164326.40+413122.8. Der Stern, das Dreieck, das Quadrat und der Kreis stellen die Koordinaten von [CCH92] 1641.8+4136, FIRST J164320.3+413548, [CCH92] 1641.0+4132 und [CCH92] 1642.3+4135 entsprechend dar.

8.5.7 HGA 115949.20+684915.6

Von der neunten Himmelsposition der zweiten Stufe hat HGA 115949.20+684915.6 die maximale Signifikanz, Abb. 8.12. Die Ereignisdichte in dieser Gegend ist (leider) sehr gering, und deshalb ist die Statistik nicht verlässlich. Dennoch ist der Überschuss nach mehrfacher Untersuchung konsistent geblieben.

Bei dieser Himmelsposition gibt es innerhalb von einem Radius von 5arcmin. die Radioquelle BWE 1156+6903 [Gregory et al. 1991.].

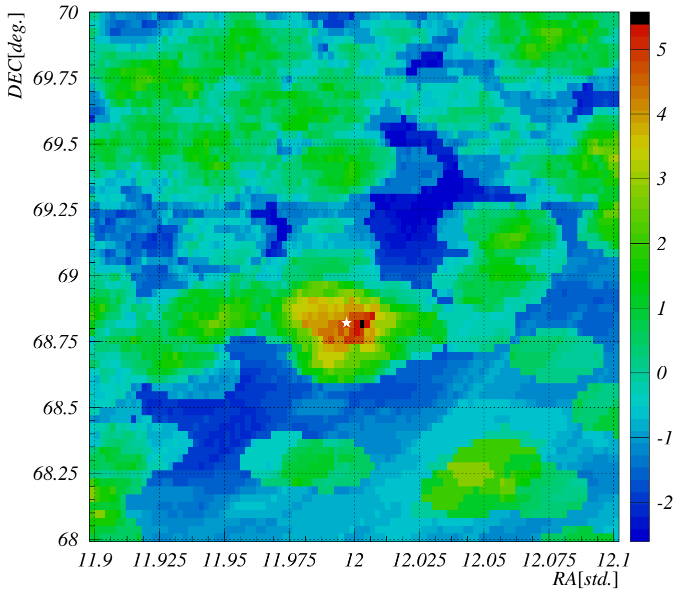


Abbildung 8.12: Signifikanzkarte des Überschusses HGA 115949.20+684915.6. Der Stern stellt die Koordinaten von BWE 1156+6903 dar.

8.5.8 HGA 112508.40+412446.8

Bei dieser Himmelsposition, Abb. 8.13, gibt es innerhalb von einem Radius von 6arcmin. funf Radioquellen.

- FIRST J112447.7+412455: Eine Radioquelle [Becker et al 1995].
- FIRST J112510.8+412900: Eine Radioquelle [Becker et al 1995].
- FIRST J112531.1+412519: Eine Radioquelle [Becker et al 1995].
- FIRST J112535.6+412658: Eine Radioquelle [Becker et al 1995].
- FIRST J112537.8+412640: Eine Radioquelle [Becker et al 1995].

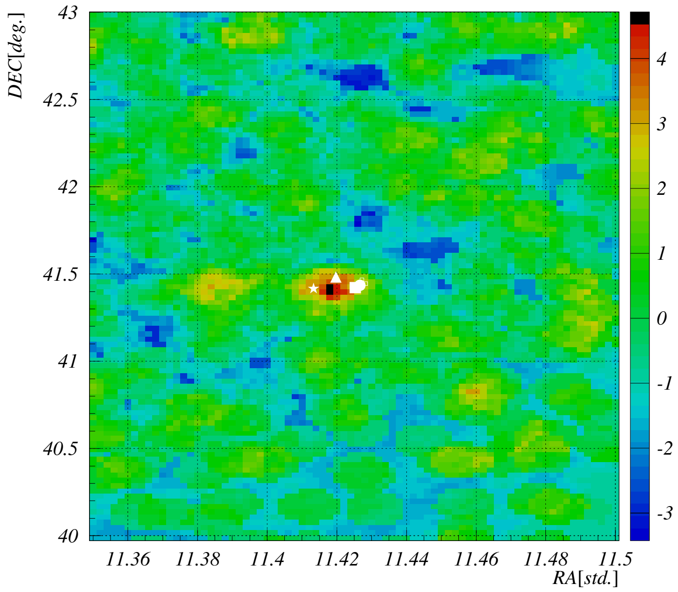


Abbildung 8.13: Signifikanzkarte des Überschusses HGA 112508.40+412446.8. Der Stern, das Dreieck, das Quadrat, der Kreis und das Kreuz stellen die Koordinaten von FIRST J112447.7+412455, FIRST J112510.8+412900, FIRST J112531.1+412519 und FIRST J112535.6+412658 FIRST J112537.8+412640 dar.

8.5.9 HGA 174326.40-302125.2

Diese Himmelsposition ist in der Gegend des galaktischen Zentrums eine gut untersuchte Gegend. Innerhalb von einem Radius von 6arcmin. gibt es fünf Röntgenquellen, vier Infrarotquellen und eine Radioquelle.

- Röntgenquellen: Die beide Kataloge sind für ROSAT-Punktquellen vorgesehen.
  - 2RXP J174324.3-302100 (ROSPSPC-Katalog)
  - 2RXP J174324.0-302105 (ROSPSPC-katalog)
  - 1WGA J1743.3-3020 (WGACAT-Katalog)
  - 1WGA J1743.3-3021 (WGACAT-Katalog)
  - 1WGA J1743.3-3020 (WGACAT-Katalog)
- Infrarotquellen:

  - IRAS 17404-3019
  - IRAS 17402-3025
  - IRAS 17398-3016
  - IRAS 17404-3024

- GWC93: Radioquelle [Grey et al. 1993].

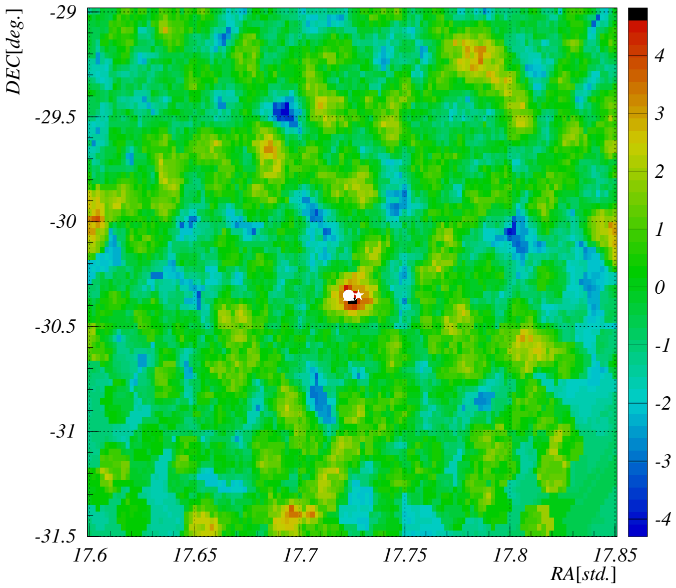


Abbildung 8.14: Signifikanzkarte des Überschusses HGA 174326.40-302125.2. Da ihre Koordinaten gut mit HGA 174326.40-302125.2 übereinstimmen, sind nur IRAS 17404-3019 (Stern), 2RXP J174324.3-302100 (Dreieck) und 2RXP J174324.0-302105 (Kreis) eingezeichnet.

Kapitel 9

Zusammenfassung: Diskussion der Ergebnisse

Im vorherigen Abschnitt wurden die Analyseergebnisse des Gesichtsfelds vorgelegt. Anschließend wurde weiter nach Korrelationen zwischen den TeV-Überschüssen und Objekten anderer Wellenlängebereiche gesucht. Die astronomische Referenz-Datenbank *SIMBAD* wurde für die Suche nach den Korrelation benutzt.

Weil eine gewaltige Mengen von astronomischen Beobachtungen in den vergangenenen Jahrzehnten stattfanden hat, ist es nicht verwunderlich, dass innerhalb von 6 arcmin. (die HEGRA Winkelauflösung) Korrelationen gefunden werden. Wie viele Korrelationen man innerhalb von 6 arcmin. erwartet hängt einerseits von den Himmelsbereichen ab und andererseits davon wie ausreichend diese Bereiche untersucht wurden. In der galaktischen Ebene und vor allem in der Gegend des galaktischen Zentrums wird die Korrelation wesentlich höher sein als sonst wo.

Darum werden die Korrelationen in dieser Arbeit berechtigte Bedenken nicht ausschließen, dass vielleicht die TeV-Überschüsse doch statistische Fluktuationen sind. Immerhin, um des Arguments willen, wenn man zufällig irgendeine Himmelsposition auswählt und nach einer Korrelation sucht, wird es höchstwahrscheinlich welche geben. Wie dem auch sei, sind die TeV-Überschüsse in dieser Arbeit vorhanden. Ausserdem scheint es so zu sein, dass Korrelationen mit einigen Röntgen-, Radio- und Infrarotquellen existieren. Deswegen wurde weiter untersucht, um herauszufinden, welche Korrelation sinnvoll ist und welches astrophysikalche Objekt in Frage kommt. Zuerst wird aber erörtet, dass es Korrelationen zwischen γ-Quellen mit Quellen anderer Wellenlängenbereiche doch gibt.

Weil an den Positionen der TeV-Überschüsse keine optisch identifizierten galaktischen TeV-Quellen wie Plerionen und Hüllen-Typ Süpernova-Überreste eingetragen sind, wird die Diskussion sich auf AGN und Galaxien konzentrieren. AGN sind schon indirekt durch Čerenkov-Strahlung von sehr hocheneergetischen γ-Strahlen vom Erdboden entdeckt worden.

9.1 Infrarotquellen

Beobachtungen mit *Infrared Astronomical Satellite (IRAS)* führten zur Identifizierung von vielen sehr hellen Galaxien, die einen beträchtlicher Anteil von Energie in den *far-infrared (FI)*, d.h., an $\lambda > 10\mu$m emittieren [Soifer, Houck & Neugebauer 1987]. Ultrahellen FR-Galaxien haben $L(8 - 1000\mu m) \geq 10^{12} L_{\odot}$. Ihre FR-Helligkeit übersteigt ihre optische Helligkeit um den Faktor 10 oder mehr. Einige *IRAS* Beobachtungen führten auch zur Identifizierung von AGN, die voher nicht bekannt waren. Die FI-Emissionen dieser Quellen bedeuten thermische Strahlung von interstellarer Materie (T $\approx$ 100 K oder weniger), die entweder durch Sternentstehung oder durch AGN erhitzt wird. Die AGN konnte man nicht direkt beobachten, weil sie vor der Interstellaren Materie “versteckt” waren [Peterson 1997]. Für Blazare wurde aber eine starke Koorelation zwischen *near-infrared* und γ-Strahlung vorgeschlagen [Xie et al. 1997], [Chapuis et al. 1999].

9.2 Radioquellen

Obwohl einige hellste Radioquellen mit Quasaren in Zusammenhang stehen, zählen zu den typischen starken Radioquellen die elliptischen Riesengalaxien. Zudem sind alle bekannten Blazare radio-laute Quellen. Kein einziges radio-leise Blazar ist bis jetzt gefunden worden, obwohl danach gesucht worden ist [Stocke et al. 1990]. Die γ-laut *EGRET* Blazaren, sind ebenfalls radio-laut. Zehn *EGRET* Blazaren mit Fluss$_\gamma > 10^{-6}$ cm^{-2} s^{-1} an der Energie E > 100 MeV haben alle mittleren Fluss$_{Radio} > 1.0$ Jy. Es wurde sogar gemeldet, dass der γ- und Radiofluss der *EGRET* Blazaren mit einem Vertrauensniveau von 99.998% korreliert [Mattox et al. 1996].

9.3 Röntgenquelle

Wenn irgendetwas charakteristisch für AGN ist, dann dass es sich bei allen um helle Röntgenquellen handelt, wenigstens bei niedriger Rotverschiebung. Prominentes Beispiel sind die XBL (*X-ray selected BL Lac objects*) Mrk 501, Mrk 421 und PKS 2155-304.

9.4 Die TeV-Überschüsse

- Bezüglich HGA 050906.91+050425.5 gibt es wahrscheinlich kein Objekt, das korrelieren könnte. Wenn man die Positionsgenauigkeit $\sim 20''$ von *ROSAT* in Betracht zieht, ist eine Korrelation mit der Röntgenquelle 1RXS J0508.5+0511 schwierig, aber nicht auszuschliessen. Es wurde gemeldet, dass diese Röntgenquelle ein radio-lauter AGN ist. Wenn man den Positonsfehler der Quelle GEV J0508+0504 bedenkt, ist es auch möglich, dass diese Quelle ebenfalls korrelieren könnte.

- Die Infrarotquelle IRAS 02481+6453 könnte mit HGA 025250.59+650422.8 gut korrelieren. Die Positionsgenauigkeit von *IRAS* hängt von der Größe, der Helligkeit und der spektralen Energieverteilung des Objekts ab, aber gewöhnlich ist die Genauigkeit besser als $20''$. In diesem Fall beträgt der Winkelabstand zwischen den beiden Positionen 4 arcmin.

- Mit einem Winkelabstand von 5 arcmin. könnte HGA 112128.8+212540.8 mit 1RXS J112143.0+212801 gut korrelieren.

- Mit einem Winkelabstand von 48 arcsec. gibt eine sehr gute Korrelation zwischen der Radioquelle GPSR 46.120+0.177 und HGA 191510.8+114836.0.

- Mit einem Winkelabstand von 4 arcmin. könnte HGA 191210.8+04008.78 mit der Infrarotquelle IRAS 19094+0356 gut korrelieren.

- *Canada-France-Hawaii telescope (CFHT)* ist eine hochauflösende optische Teleskop. CFHT hat die Positionen und Magnitude für 488 mögliche Quasaren bestimmit. Mit einem Winkelabstand von 2 arcmin könnte [CCH92] 1641.8+4136 mit HGA 164326.40+413122.8 gut korrelieren.

- Mit einem Winkelabstand von 5 arcmin. könnte HGA 115949.20+684915.6 mit BWE 1156+6903 gut korrelieren.

- Mit einem Winkelabstand von 4 arcmin. könnte HGA 112508.40+412446.8 mit FIRST J112447.7+412455 gut korrelieren.

- Mit einem Winkelabstand von 4 arcmin. könnte HGA 174326.40-302125.2 mit IRAS 17404-3019, 2RXP J174324.3-302100 und 2RXP J174324.0-302105 gut korrelieren.

Von den Quellen, die miteinander korrelierten, wurde keine optisch identifiziert. Deshalb ist es schwierig anzugeben, welche Objekte die Quelle der TeV-Überschüsse sein könnte. Jedoch wird in dieser Arbeit AGN vermutet.

Es wurde mehrfach erwähnt, dass das Hauptziel dieser Arbeit die Suche nach unbekannten TeV-Quellen ist. Wenn auch nach dem Maßstab der Simulation, Kapitel 7, keine unbekannten TeV-Quellen gefunden worden, gibt es immer noch neun Himmelspositionen die möglicherweise Quellen von TeV-Strahlung sein könnten. Besonders ist hier zu beachten, dass die Signifikanz und Robustheit aller TeV-Überschüsse größer als die von Objekte wie z.B. M87, Monocerus, Tycho, usw. ist, die *HEGRA* sehr viele Stunden beobachtet hat.

Selbstverständlich wäre der nächste Schritt die direkte Beobachtung dieser Himmelspositionen. Leider wurde *HEGRA* im September 2002 außer Betrieb gesetzt. Erfreulicherweise hat *HEGRA* ein Nachfolger, *HESS*. Fünf dieser neun Himmelspositionen, nämlich

- HGA 050906.9+050425.2

- HGA 112128.8+212540.8

- HGA 191510.8+114836.0
- HGA 191210.8+04008.78
- HGA 174326.4-302125.2

sind mit *HESS* beobachtbar. Hier bietet sich eine Gelegenheit die Anzahl der TeV-Quellen ein wenig zu vermehren.

Anhang

In diesem Anhang werden für die neun Himmelspositionen zusätzliche Abbildungen vorgelegt. Jede Abbildung enthält vier Himmelskarten, nämlich

- die Karte der ON-Region,
- die Karte der OFF-Region,
- die Überschuss-Karte
- und die Sugnifikanz-Karte.

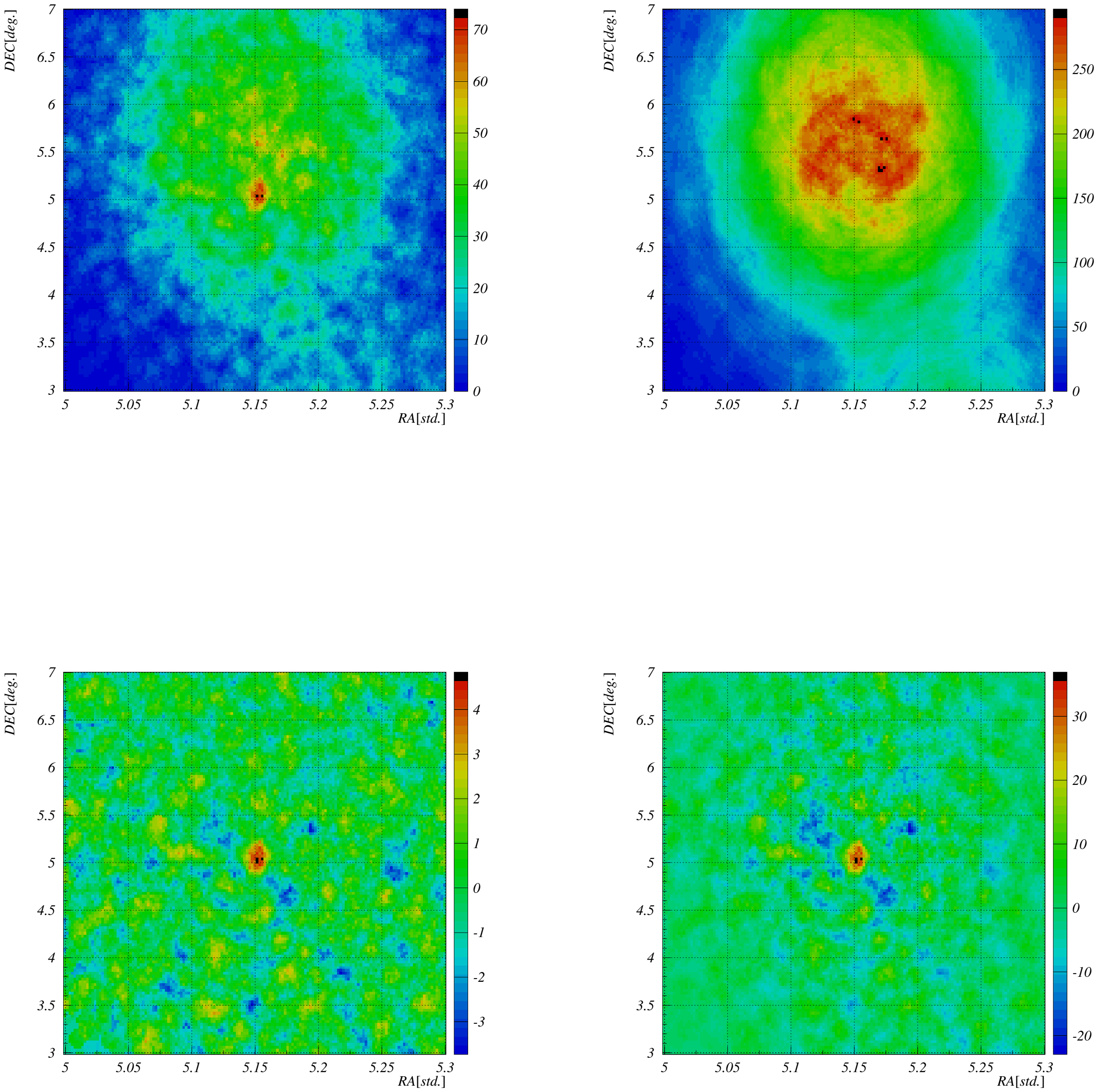


Abbildung 9.1: Im Uhrzeigersinn sind hier die ON-, OFF-, Überschuss- und Signifikanz-Karte der Himmelsposition HGA 050906.91+050425.5 dargestellt. Der Überschuss und die Signifikanz sind entsprechend die Formeln 6.4 und 6.6 bestimmt.

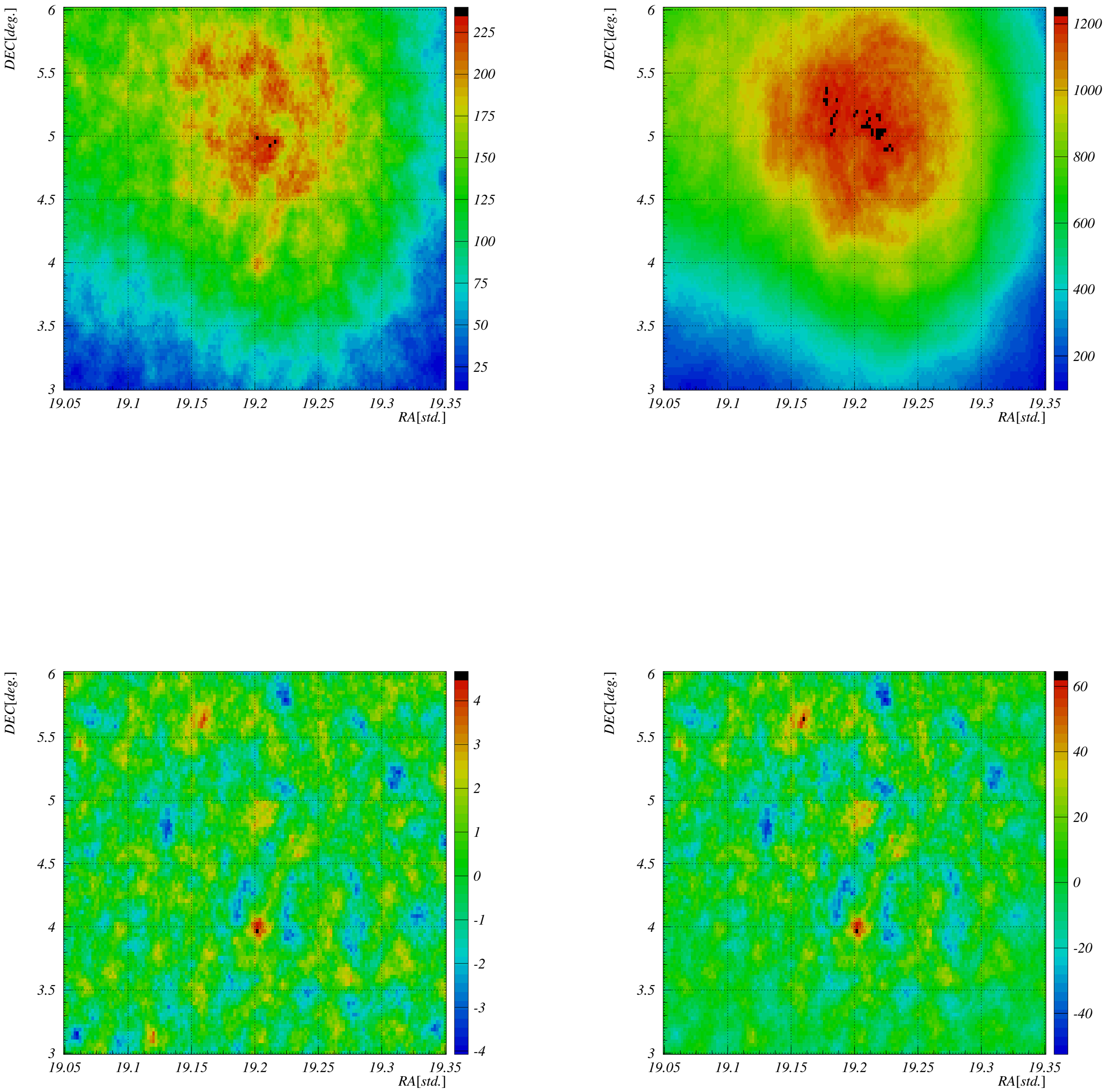


Abbildung 9.2: Im Uhrzeigersinn sind hier die ON-, OFF-, Überschuss- und Signifikanz-Karte der Himmelsposition HGA 191210.80+040008.78 dargestellt. Der Überschuss und die Signifikanz sind entsprechend die Formeln 6.4 und 6.6 bestimmt.

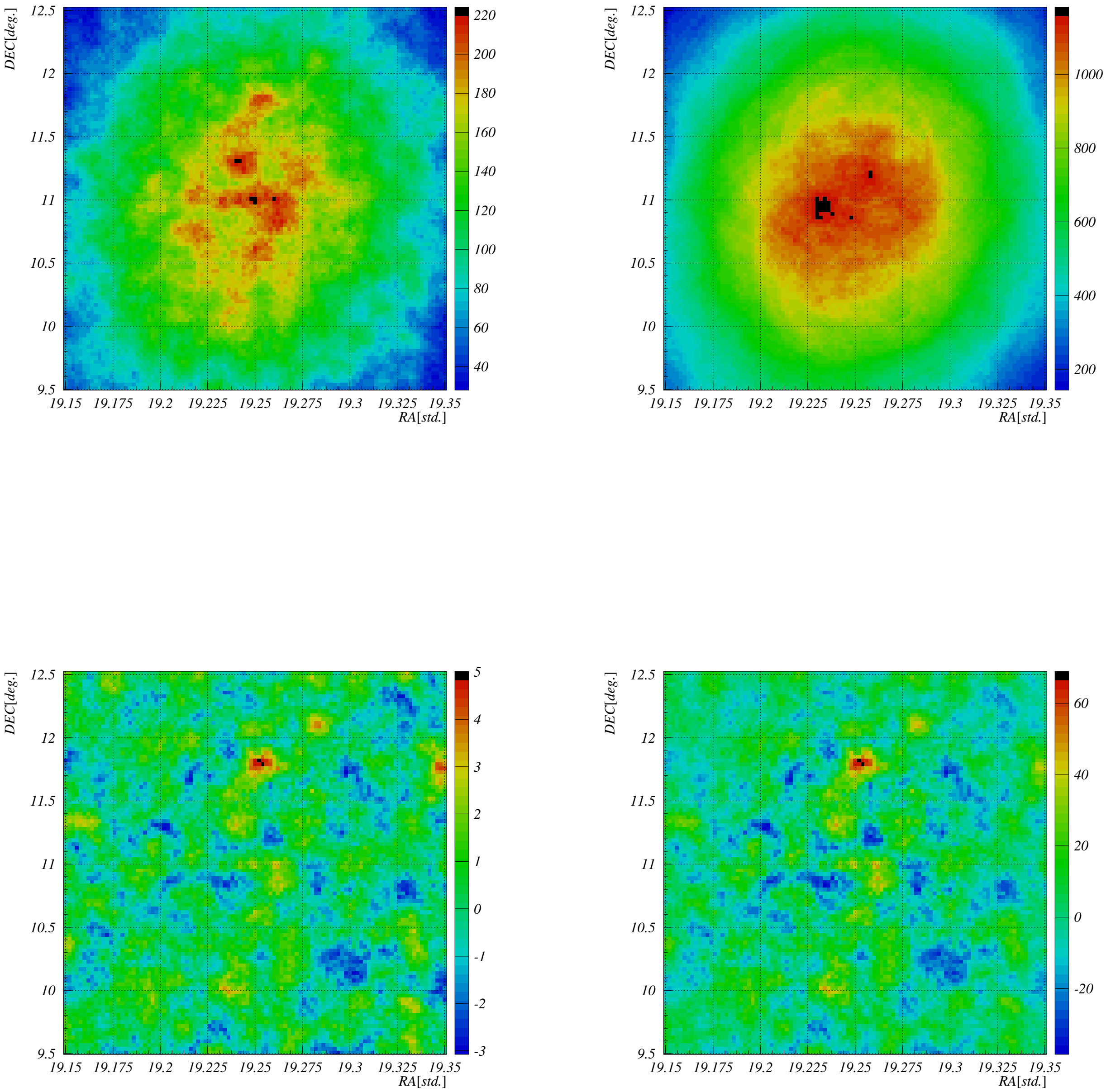


Abbildung 9.3: Im Uhrzeigersinn sind hier die ON-, OFF-, Überschuss- und Signifikanz-Karte der Himmelsposition HGA 191510.8+114836.0 dargestellt. Der Überschuss und die Signifikanz sind entsprechend die Formeln 6.4 und 6.6 bestimmt.

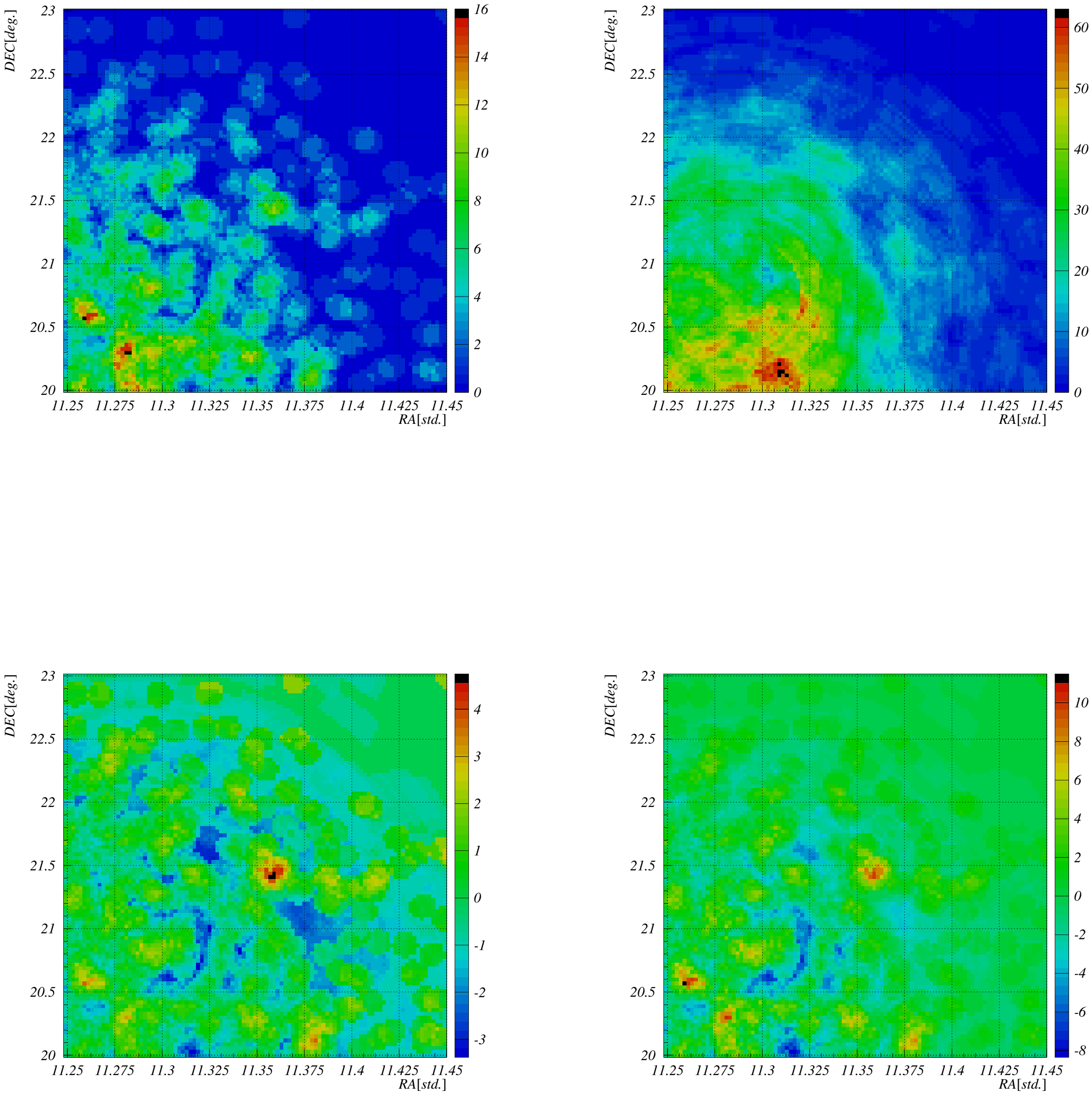


Abbildung 9.4: Im Uhrzeigersinn sind hier die ON-, OFF-, Überschuss- und Signifikanz-Karte der Himmelsposition HGA 112128.8+212540.8 dargestellt. Der Überschuss und die Signifikanz sind entsprechend die Formeln 6.4 und 6.6 bestimmt.

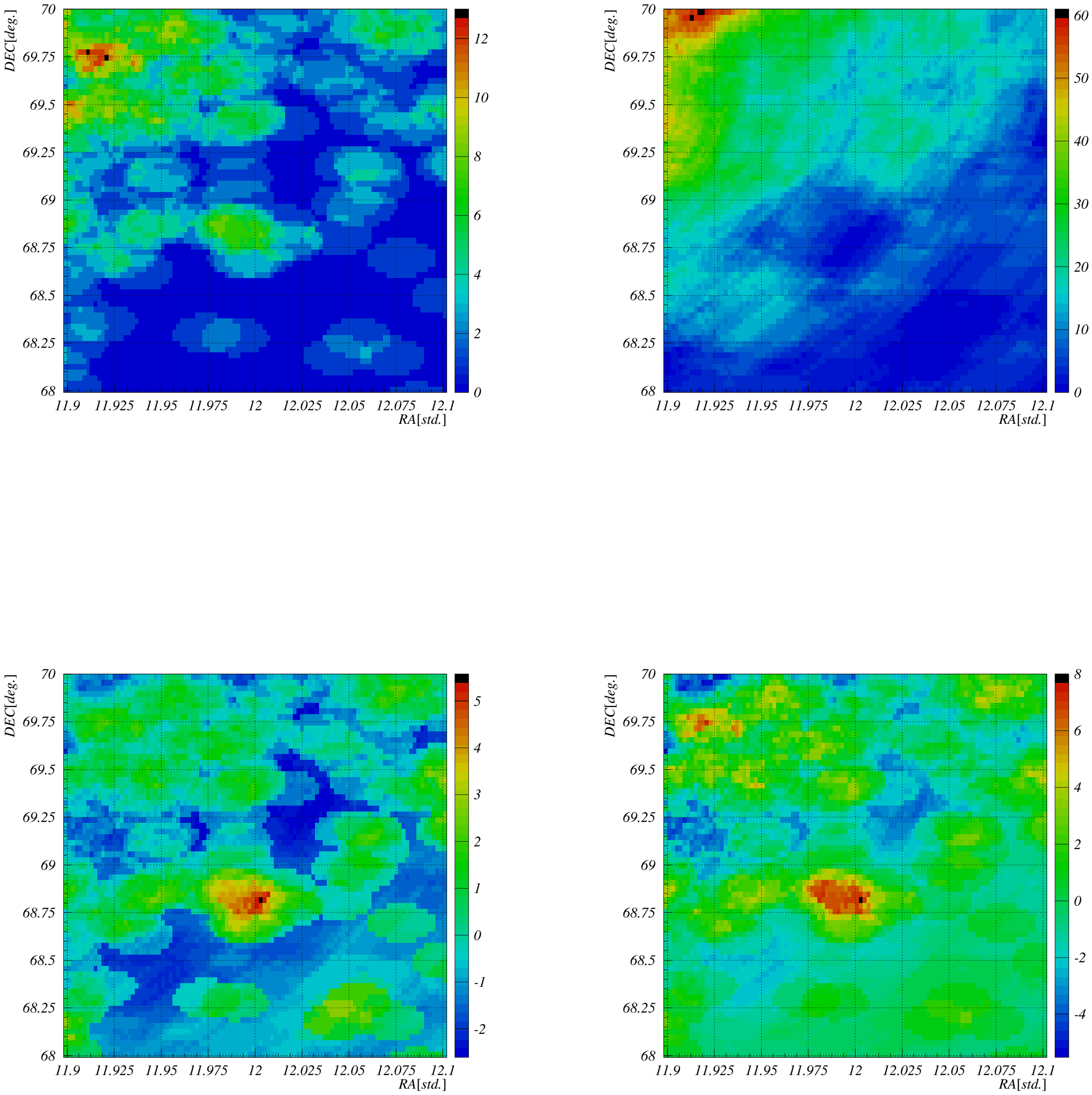


Abbildung 9.5: Im Uhrzeigersinn sind hier die ON-, OFF-, Überschuss- und Signifikanz-Karte der Himmelsposition HGA 115949.2+684915.6 dargestellt. Der Überschuss und die Signifikanz sind entsprechend die Formeln 6.4 und 6.6 bestimmt.

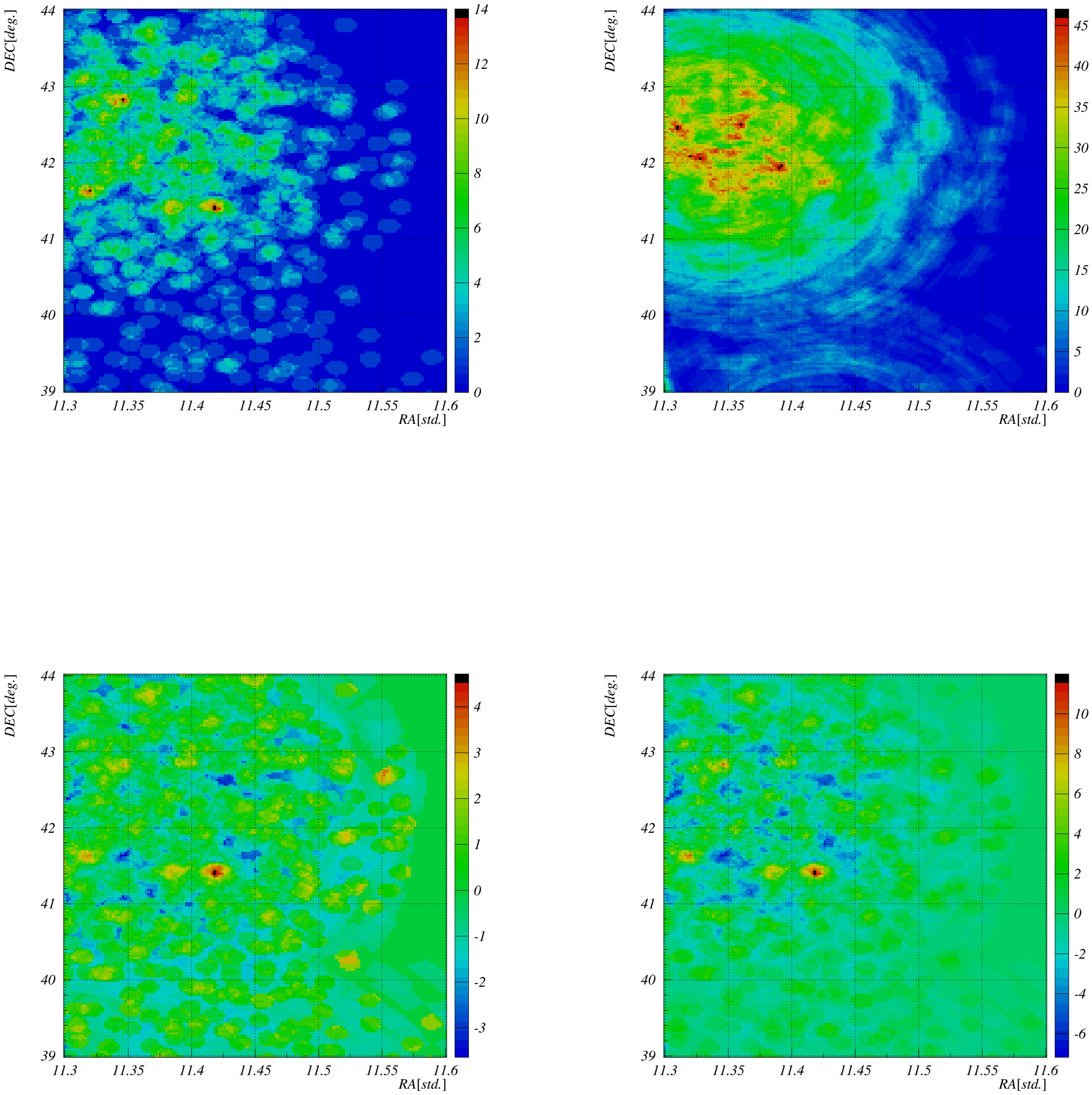


Abbildung 9.6: Im Uhrzeigersinn sind hier die ON-, OFF-, Überschuss- und Signifikanz-Karte der Himmelsposition HGA 112508.4+412446.8 dargestellt. Der Überschuss und die Signifikanz sind entsprechend die Formeln 6.4 und 6.6 bestimmt.

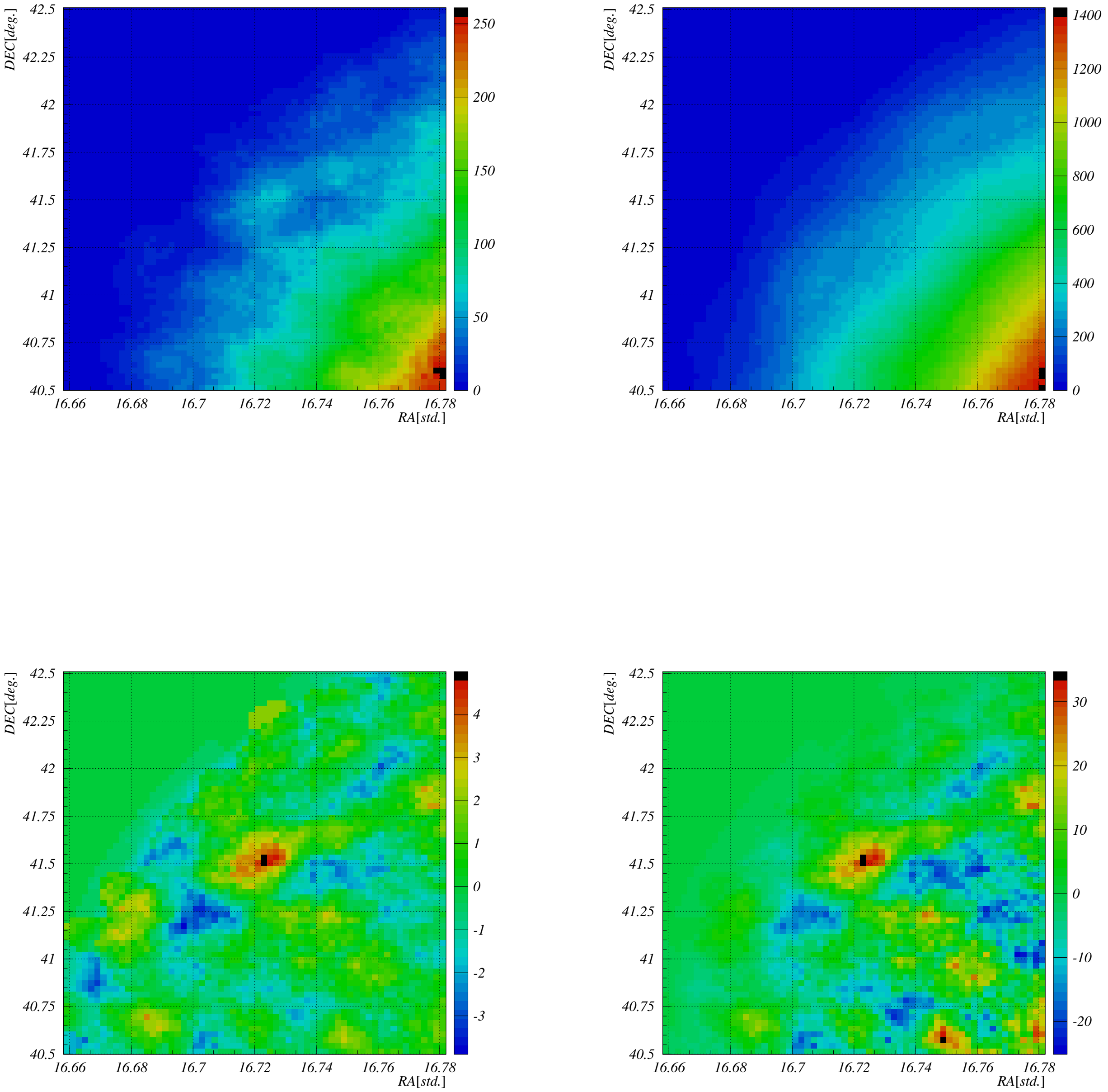


Abbildung 9.7: Im Uhrzeigersinn sind hier die ON-, OFF-, Überschuss- und Signifikanz-Karte der Himmelsposition HGA 164326.4+413122.8 dargestellt. Der Überschuss und die Signifikanz sind entsprechend die Formeln 6.4 und 6.6 bestimmt.

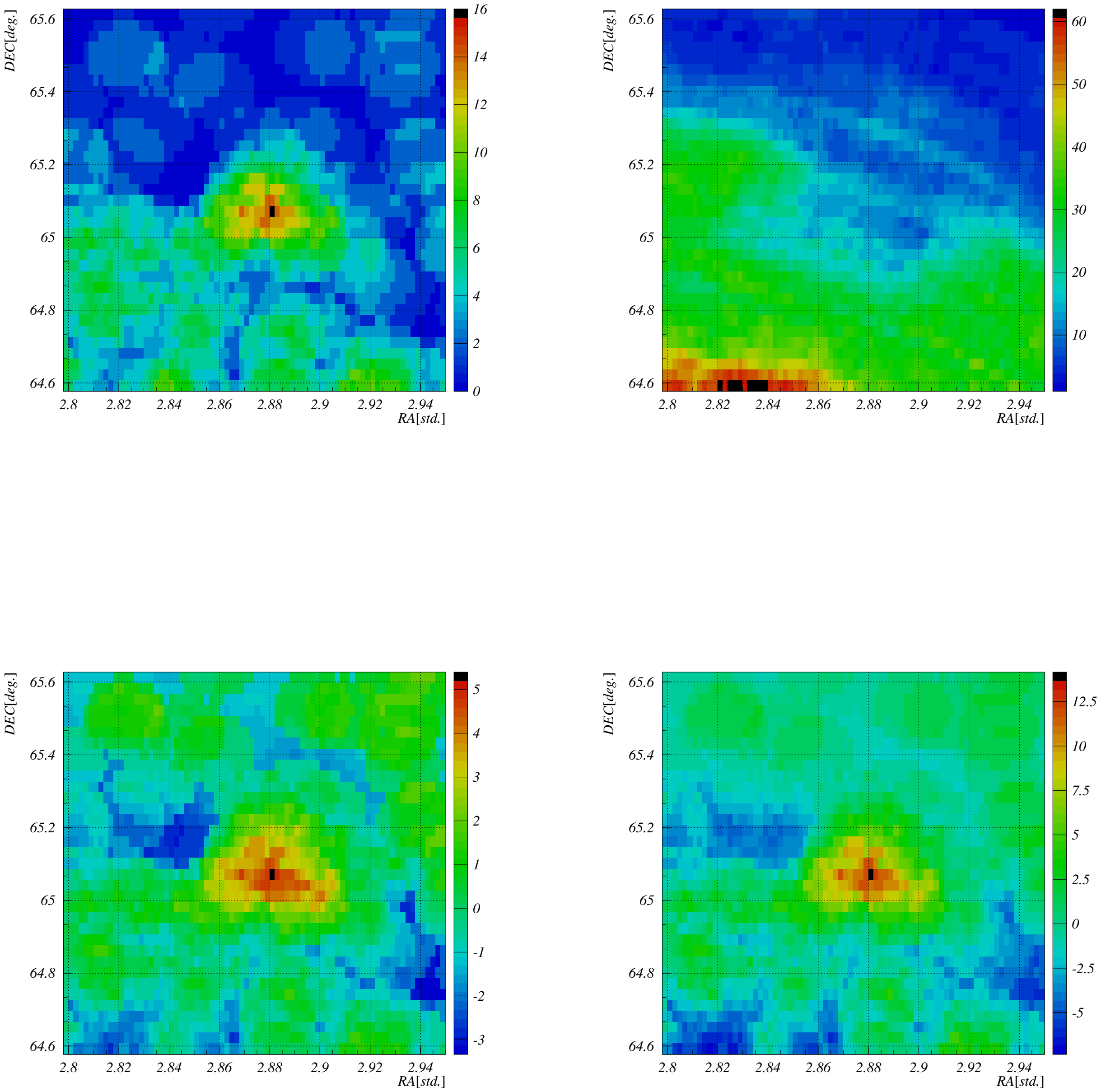


Abbildung 9.8: Im Uhrzeigersinn sind hier die ON-, OFF-, Überschuss- und Signifikanz-Karte der Himmelsposition HGA 025250.59+650422.8 dargestellt. Der Überschuss und die Signifikanz sind entsprechend die Formeln 6.4 und 6.6 bestimmt.

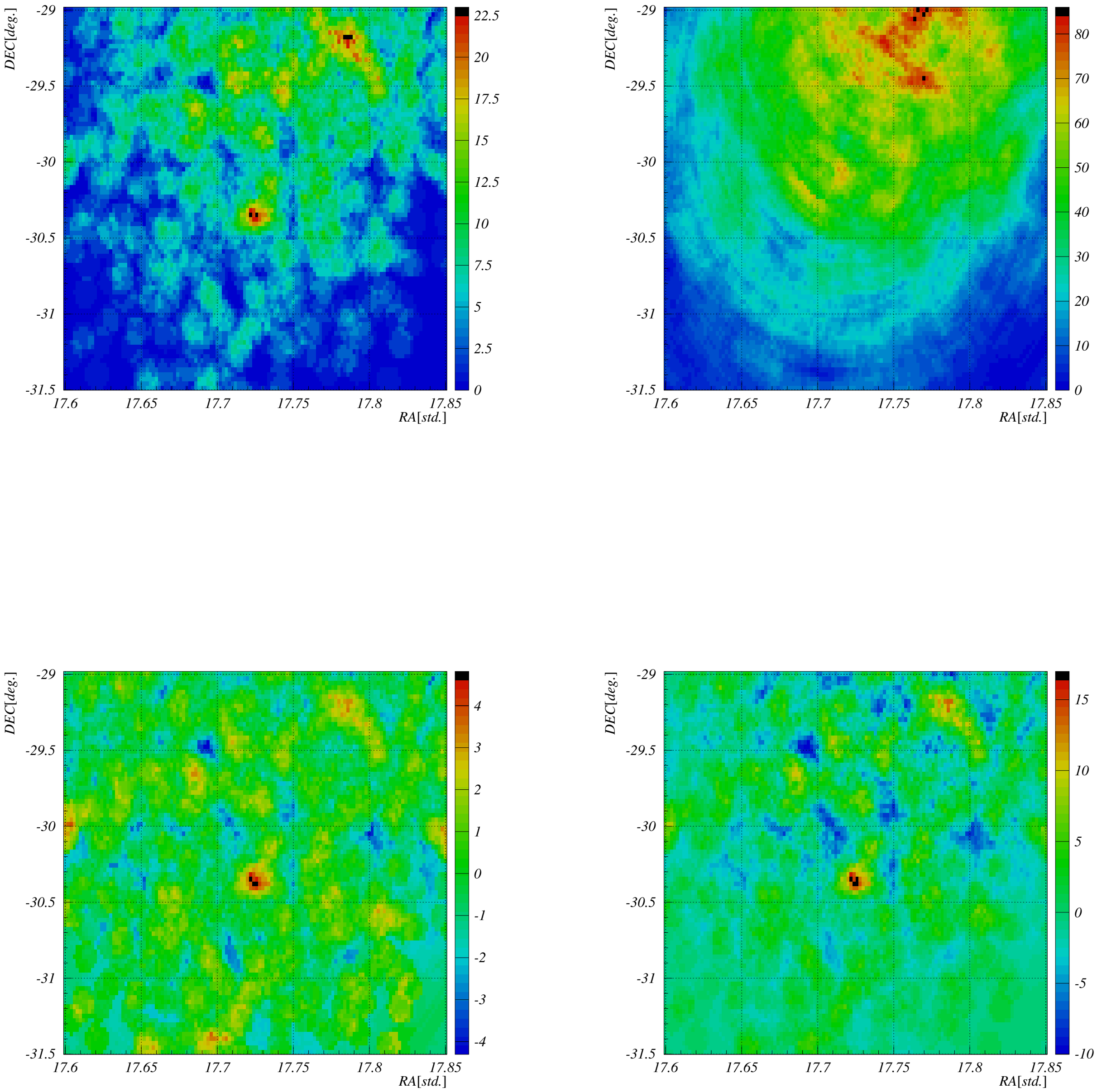


Abbildung 9.9: Im Uhrzeigersinn sind hier die ON-, OFF-, Überschuss- und Signifikanz-Karte der Himmelsposition HGA 174326.4-302125.2 dargestellt. Der Überschuss und die Signifikanz sind entsprechend die Formeln 6.4 und 6.6 bestimmt.

Literaturverzeichnis

[1] Aharonian, F., et al., 2001, A&A 370, 112.

[2] Becher, R.H, et al., 1999, ApJ, 450, 559.

[3] Bignami, G. F., et al., 1981, A&A 93, 71.

[4] Bottcher, M., & Dermer, C. D. 1998, ApJ, 499, L131.

[5] Brinkman, W., et al., 1997, A&A, 323, 739.

[6] Bulian, N., 1998, Astroparticle Physics, 8, 233.

[7] Catanese, M., et al. 1998, ApJ, 501, 616.

[8] Chadwick, P. M., et al. 1999, ApJ, 513, 163.

[9] Chadwick, P. M., et al., 1997, in Proc. 25th ICRC, ed. M. S. Potgeier, B. C. Raubenheimer, & D. J. van der Walt, 3, 189.

[10] Chapuis., C., et al., 1999, astro-ph/9905355.

[11] Cotton, W. D., et al., 1999, ApJSS, 125, 409.

[12] Crampton, D., et al., 1992, AJ, 104, 1706.

[13] Daum, A., 1997, Astroparticle Physics, 1, 1.

[14] Davis J. M., & Cotten E. S., 1957, Journal of Solar Energy 1.

[15] Douglas, J. N., et al., 1996, AJ, VolIII, No.5, 1945.

[16] Drury, L. O'C., 1983 , Rep. Prog. Phys 46, 973.

[17] Fichtel, C. E., et al., 1977, ApJ, 198, 163.

[18] Garwood, R. W., 1988, AJ, 96, 1655.

[19] Gray, A.D., et al., 1993, MNRAS, 264, 678.

[20] Gregory, P.C, et al., 1991, ApJSS, 75, 1011.

[21] Greisen, K., 1966, Phys. Rev. Lett. 16, 748.

[22] Hartman, R., et al., 1999, ApJSS, 123, 79.

[23] Hartman, R., Kniffen, D., Thompson, D., & Fichtel, C. 1979, ApJ, 230, 597.

[24] Helene, O., 1983, NIM, 212, 319.

[25] Hermann, G., 1996, Dissertation, MPI-Kernphysik.

[26] Hillas, A. M., et al., 1985, in Proc. 19th ICRC, 3, 445.

[27] Hofmann, W., 1999, ApJ, 12, 135.

[28] Horan, D., et al., 2002, ApJ, 571, 753.

[29] Hurley, K., et al., 1994, ApJ, 372, 652.

[30] Kifune, T., et al. 1995, ApJ, 438, L91.

[31] Konopelko, A., et al., 2002(a), HEAD Meeting, Albuquerque, B17.

[32] Konopelko, A., et al., 2002(b), J. Phys.G: Nucl.Part.Phys., 28, 2755.

[33] Kraushaar, W. L., et al., 1972, ApJ, 177, 341.

[34] Lamb, R. C., et al., 1997, ApJ, 488, 872.

[35] Li, T. & Ma, Y., 1983, ApJ, 272, 317.

[36] Longair, M. S., High Energy Astrophysics, Cambridge University Press, 1992.

[37] Mattox, J. R., et al., 1996, ApJ, 461, 396.

[38] Mayer-Hasselwander, H. A. et al., 1982, A&A, 105, 164.

[39] Mirabel, I. F., et al., 1994, Nature, 371, 46.

[40] Muraishi, H., et al., 1999, in Proc. 26th ICRC, ed. D. Kieda, 3, 500.

[41] Peterson, B., An Introduction of Active Galactic Nuclei, Cambridge University Press, 1997.

[42] Punch, M., et al., 1992, ApJ, 358, 477.

[43] Quinn, J., et al., 1996, ApJ, 456, L83.

[44] Reich, W., et al., 2000, A&A, 363, 141.

[45] Simpson, J. A., 1983, Annual Reviews of Nuclear and Particle Science, Vol. 33, 323.

[46] Soifer, B. T., et al., 1987, ARAA, 25, 187.

[47] Stocke, J. T., et al., 1990, ApJ, 348, 141.

[48] Swanenburg, B. N., et al., 1978, Nature, 275, 298.

[49] Tanimori, T., et al. 1998, ApJ, 497, L25.

[50] Totani, T. 1998, ApJ, 502, L13.

[51] Voges, W., et al., 1999, A&A, 349, 389.

[52] Weekes, T.C., et al. 1989, ApJ, 342, 379.

[53] Xie, G., et al., 1997, ApJ, 477, 114.

[54] Yoshikoshi, T., et al. 1997, ApJ, 487, L65.

[55] Zatsepin, G. T., and V.A. Kuz'min, 1966, JETP Lett. 4, 78.

Danksagung

Zuerst möchte ich mich bei allen bedanken, die mir bei dieser Arbeit auf unterschiedliche Art unterstützten.

Besonders danken möchte ich Herrn Prof. Dr. Werner Hofmann für die viele Unterstützung und für die Möglichkeit diese Arbeit durchführen zu können.

Mein Dank gilt allen der Heidelberger CT-Arbeitsgruppe, Prof. Dr. H. Völk, Dr. M. Panter, Dr. G. Hermann, Dr. K. Bernlöhr, Dr. A. Konopelko, Dr. G. Rowell, Dr. A. Kohnle, Dr. A. Heusler, Dr. C.A. Wiedner, Dr. H. Lampeitl, Dr. G. Pühlhofer, I. Jung, O. Bolz, S. Gillessen, A. Franzen und S. Funk für das freundliche Arbeitsklima und ihre Hilfsbereitschaft.

Weitehin möchte ich mich bei Frau J. Suppanz, Dr. T. Kihm, C. Peters, M. Döring, Dr. W. Benbow, Dr. J. Hinton, Dr. B. Khelifi und Dr. C. Masterson für die angenehme Arbeisatmosphäre herzlich bedanken.