

Spektroskopie und Rekonstruktion von Quellen-Morphologie mit HiSCORE

Masterarbeit

vorgelegt von
Ulrich Einhaus

Institut für Experimentalphysik,
Universität Hamburg

Hamburg im Oktober 2012



Gutachter:

1. Prof. Dr. Dieter Horns
2. Prof. Dr. Karen Hagner

Inhaltsangabe

0.1 Inhaltsangabe

Diese Arbeit wurde im Rahmen des HiSCORE-Projektes (Hundred-i Square-km Cosmic ORigin Explorer) erstellt, das ein in der Entwicklung befindliches Netzwerk von nichtabbildenden weitwinkligen Tscherenkowlichtdetektoren zur Erforschung der kosmischen und γ -Strahlung ist. Sie beschäftigt sich mit den zur Detektion von aus Luftschauern stammendem Tscherenkowlicht verwendeten Photomultipliern in Bezug auf ihre sphärische Akzeptanz. Des Weiteren werden Programme zur Simulation von erwarteten Ereignisraten und der Morphologie des Detektors anhand von Beispielen vorgestellt und auf diese Weise seine Eigenschaften hinsichtlich der Entdeckung von Quellen, der Unterscheidung von spektralen Eigenschaften sowie der Auflösung von Quellenmorphologien untersucht.

Abstract

0.2 Abstract

This thesis was created in the framework of the HiSCORE-project (Hundred·i Square-km Cosmic ORigin Explorer), which is a developping network of non-imaging wide-angle air-cherenkov detectors to investigate cosmic and γ -radiation. It studies the photomultiplier tubes used for the detection of Cherenkov light origing from air showers in terms of their spherical acceptance. Furthermore, programs for the simulation of expected event rates and morphology of the detector are presented with examples to investigate its properties regarding discovery of sources, differentiation of spectral characteristics as well as resolution of source morphology.

Inhaltsverzeichnis

0.1	Inhaltsangabe	2
0.2	Abstract	3
1	Einleitung	6
1.1	Astroteilchenphysik	6
1.2	HiSCORE	17
1.3	Ziele dieser Arbeit	20
2	Hardware	21
2.1	Verwendete technische Geräte	21
2.2	Sphärische Akzeptanz	24
2.3	Spannungsverlauf	32
2.4	Weiterentwicklung	36
3	Detektorsimulationen	37
3.1	Verwendete Software, bisheriger Stand	37
3.2	Simulationen zu Event Raten	40
3.3	Aufbau der Software	48
4	Ergebnisse der Simulationen	52
4.1	Allgemeine Darstellung von Spektren	52
4.2	Untersuchung von Absorption	61
4.3	Morphologie	63
5	Zusammenfassung und Ausblick	66
	Literaturverzeichnis	67
	Abbildungsverzeichnis	78

Tabellenverzeichnis	81
A Anhang	82

Kapitel 1

Einleitung

Die höchsten Energien, die weitesten Strecken, die exotischsten Partikel - die Astroteilchenphysik beschäftigt sich mit den Superlativen der physikalischen Forschung, es gibt mysteriöse, vielleicht spektakuläre *neue Physik* zu entdecken. Dies ist es, was Menschen antreibt, immer wieder alte Konventionen und etablierte Thesen über Bord zu werfen und sich den Wundern der Forschung zu stellen. Warum drehen sich Galaxien so? Woher kommt diese Strahlung? Warum expandiert das Universum? Im „Bermudadreieck“ zwischen Teilchenphysik, Astronomie und Kosmologie versucht die Astroteilchenphysik den großen Fragen ein Stück näher zu kommen.

1.1 Astroteilchenphysik

Dem Namen nach beschäftigt sich die Astroteilchenphysik mit der Wechselwirkung einzelner Teilchen kosmischen Ursprungs. Die erdgebundene Teilchenphysik hat eine lange Erfolgsgeschichte: Ausgehend von größeren Objekten wie Molekülen, kommend über das Atom und seine Substruktur in verschiedenen Modellen wie den von Rutherford (1911) [Rut11], Bohr (1913) [Boh13] oder dem quantenmechanischen Orbitalmodell basierend auf der Schrödingergleichung (1926) [Sch26], konnten immer kleinere Strukturen beschrieben werden. Es folgten weitere Entdeckungen, theoretische Vorhersagen und Nachweise von subatomaren Partikeln, etwa des Neutrons durch Chadwick (1932) [Cha32], des von Pauli 1933 vorhergesagten Neutrinos (1956) [RC56] oder der ersten Quarks mit dem Nachweis des Ω^- 1964 [B⁺64]. Mit Hilfe von Teilchenbeschleunigern wurden Partikel auf immer höhere Energien beschleunigt, um in Reaktionen neue Teilchen mit immer höheren Massen zu erzeugen sowie diese dann mit hochempfindlichen Detektoren nachzuweisen und genau zu vermessen. Neue Entwicklungen in diesem Gebiet sind der Nachweis des τ -Neutrinos 2000 mit

Hilfe des DONUT-Experiments am Fermilab [D⁺01], sowie aktuell (Sommer 2012) die Entdeckung eines neuen Bosons am LHC jeweils unabhängig durch die beiden Detektoren ATLAS [Col12a] und CMS [Col12b], das vorbehaltlich der nun laufenden Messungen (prognostizierte 30 fb⁻¹ bis Ende des Jahres) zur präzisen Vermessung der Eigenschaften das in den 1960ern vorgesehene Higgs-Boson [Hig64, EB64, GHK64] sein dürfte. Mit diesen beiden Teilchen sind dann sowohl fermion- als auch bosonseitig alle erwarteten Teilchen des Standardmodells der Teilchenphysik nachgewiesen.

Interessant ist nun, dass mit Ausnahme der Neutrinooszillationen auf der Erde keine Hinweise auf *neue Physik* gefunden wurden. In der Astrophysik finden sich jedoch diese mit dem Standardmodell sowie den vier Grundwechselwirkungen bislang nicht erklärten Phänomene, wie die Rotationskurven der Galaxien als Beleg für Dunkle Materie (Dark Matter, DM) oder die beschleunigte Expansion des Universums mit dem Erklärungsmodell der Dunklen Energie (Dark Energy, DE). Um solcherlei Phänomene untersuchen zu können, muss man zu erheblich höheren Energien als etwa die am LHC bislang erreichten 8TeV Schwerpunktsenergie oder irgendeiner mit heutiger Technik auf der Erde erreichbaren Energie gehen. Dies ist nur möglich mit unter kosmischen Extrembedingungen beschleunigten Teilchen.

Die These, dass solche Teilchen auf unsere Atmosphäre treffen, wurde Anfang des 20. Jahrhunderts entwickelt und 1912 vom österreichischen Physiker Victor Hess im Rahmen mehrerer Ballonfahrten mit von Günter & Tegetmeyer entwickelten Elektrometern bestätigt [Hes12]. Auf der 7. und letzten von der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften in Wien 1912 finanzierten Fahrt, die ihn über den Süden Brandenburgs führte, erreichte er eine maximale Höhe von 5350 Meter und maß mit zwei γ -Detektoren und einem β -Detektor die Strahlung. Wie bei allen Fahrten fand er in niedrigen Höhen zunächst eine leichte Abnahme der Strahlung, später wieder eine leichte Zunahme, was Messungen auf Türmen von Kollegen widersprach, die eine stärkere Abnahme der Strahlung gemessen hatten. In größerer Höhe detektiert Hess eine weitere deutliche Zunahme der Ionisation der Luft und damit der Strahlung. Er schlussfolgerte: „Die Ergebnisse der vorliegenden Beobachtungen scheinen am ehesten durch die Annahme erklärt werden zu können, dass eine Strahlung von sehr hoher Durchdringungskraft von oben her in unsere Atmosphäre eindringt“ ([Hes12], S.1090). Die Sonne hatte er bereits auf früheren Fahrten des Nachts und während einer partiellen Sonnenfinsternis als Quelle ausschließen können. 1913 und 1914 bestätigte Werner Kolhörster die Messungen mit Ballonfahrten auf bis zu 9300 Meter Höhe, bei denen er einen weiteren Anstieg der Ionisation messen konnte [Kol14].

Die gemessenen Überschüsse der Ionisation im Vergleich zum Boden sind in Abb.1.1 dargestellt, eine ausführliche Darstellung der Entdeckung findet sich zu ihrem 100. Jubiläum in [Wal12].

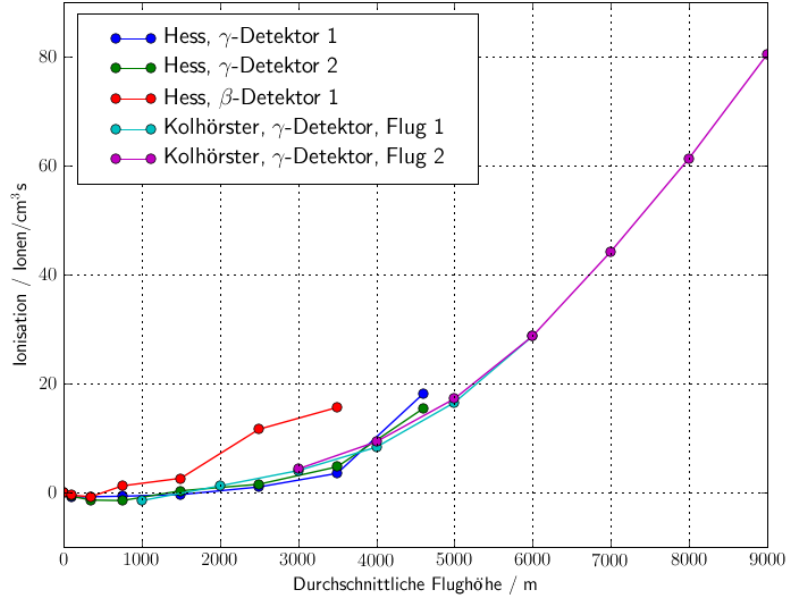


Abbildung 1.1: Ionisation der Atmosphäre nach Messungen von Hess und Kolhörster, Daten aus [Hes12] und [Kol14]. Dargestellt sind die Differenzwerte zwischen Flugdaten und Vergleichsmessungen am Boden.

1.1.1 Eigenschaften von kosmischer und γ -Strahlung

Die Entdeckung der kosmischen Strahlung fand lange Zeit nur unter den beteiligten Experten Beachtung, 1936 erhielt Victor Hess jedoch dafür den Nobelpreis. Im Laufe der folgenden Jahrzehnte wurde die kosmische Strahlung näher untersucht, so konnten etwa Werner Kolhörster und Walther Bothe zeigen, dass die Strahlung nicht nur aus γ -Quanten, also Licht besteht, sondern auch aus hochenergetischen geladenen Teilchen. Heute unterteilt man das damals noch als „Höhenstrahlung“ bezeichnete Phänomen in kosmische Gammastrahlung (gamma rays, γ Rs), das ist elektromagnetische Strahlung oberhalb von ca. 300 keV, und kosmische Strahlung (cosmic rays, CRs), die eine Teilchenstrahlung jenseits von typischerweise 1 MeV ist. CRs bestehen zu ca. 87% aus Protonen, zu 12% aus α -Teilchen und zu 1% aus schwereren Kernen, wobei die Häufigkeitsverteilung bis auf einzelne Ausnahmen etwa der solaren Elementhäufigkeit entspricht, vgl. Abb. 1.3 und [BEH09]. Auch wurde das Spektrum vermessen, man fand ein steil fallendes Potenzgesetz $dN/dE \propto E^{-\Gamma}$. 1958

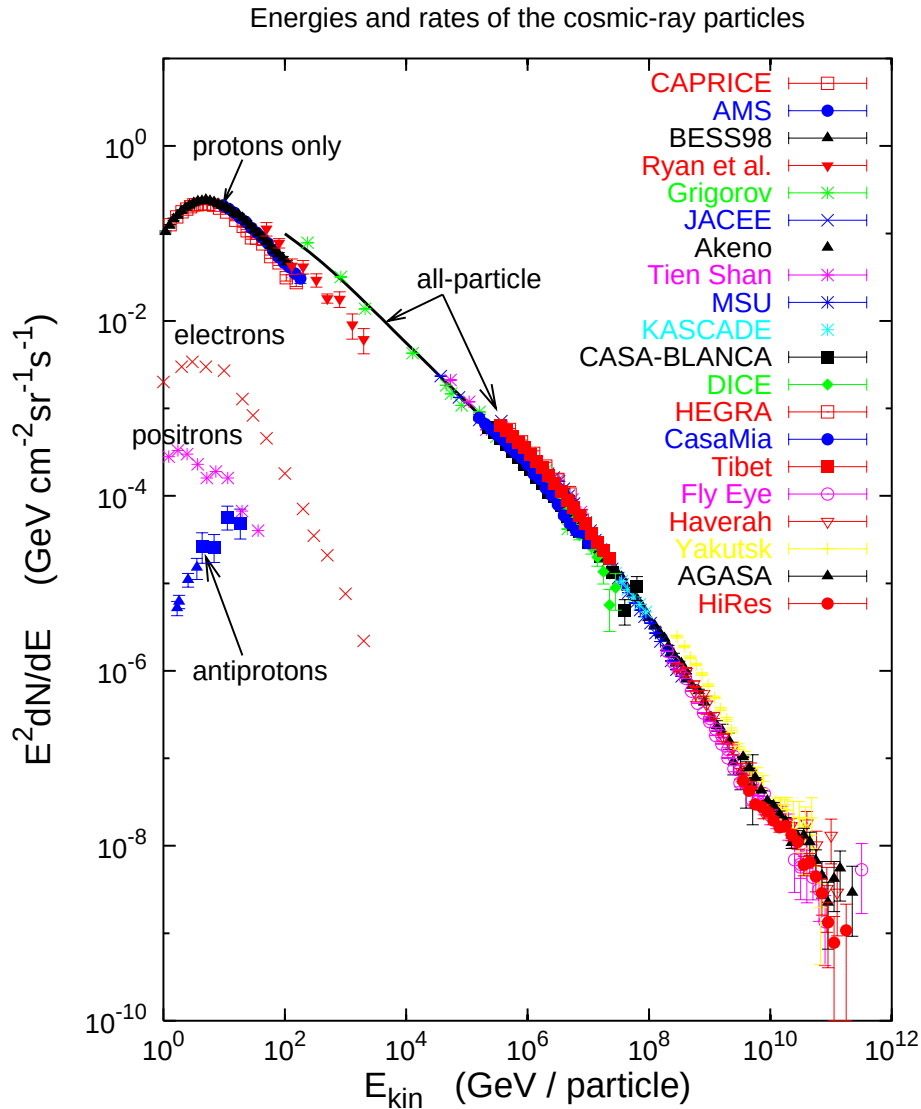
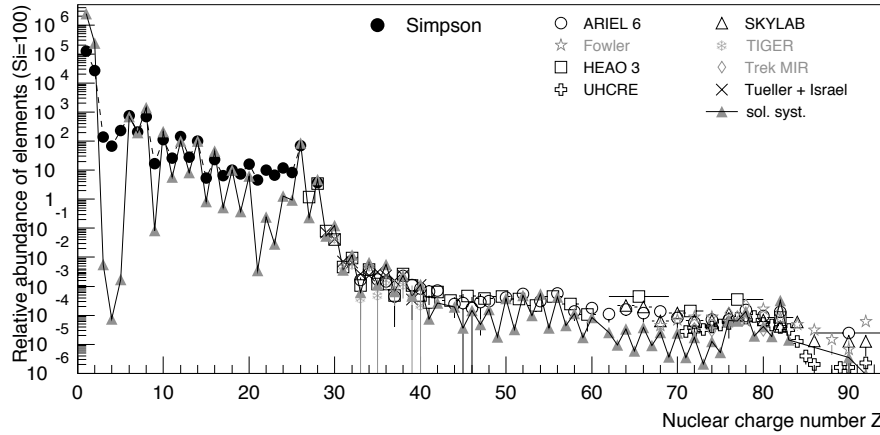


Abbildung 1.2: Spektrum der kosmischen Strahlung nach [Hil06]

wurde darin erstmals das sog. „Knie“ bei einigen PeV gefunden [VGD⁺60], in den 1990ern kam der „Knöchel“ bei einigen EeV dazu [BCD⁺93]. Auch hochenergetische Elektronen/Positronen und Neutrinos werden unter dem Begriff Astroteilchen zusammengefasst, jedoch sind beide recht schwer nachzuweisen, Elektronen, weil sie im Vergleich zu Hadronen deutlich schneller Energie in galaktischen Magnetfeldern verlieren, Neutrinos, weil sie nur schwach wechselwirken. Daher sind diese Leptonen weniger gut geeignet für Beobachtungen bei höchsten Energien.

In Abb. 1.2 ist der derzeitige Kenntnisstand des CR-Spektrums dargestellt. Man unterscheidet darin die verschiedenen Energiebereiche nach ihrem wechselnden Spektralindex Γ : Unterhalb von etwa 4 PeV ($4 \cdot 10^{15}$ eV) ist $\Gamma = 2,7$, es folgt hinter



Abbildungung 1.3: Elementhäufigkeitsverteilung der kosmischen Strahlung bei einer Energie von 1 GeV/Nukleon, nach [BEH09]

Knie $\Gamma = 3,1$ und ein zweites Knie bei ca. 400 PeV mit noch steilerem Spektrum. Bei etwa 1 EeV (10^{18} eV) wird das Spektrum am Knöchel wieder härter, $\Gamma < 3$, oberhalb von etwa 100 EeV folgt der sog. GZK-Cutoff, bei dem das Spektrum stark abfällt [BEH09]. Dieser Cutoff entsteht durch inelastische Streuung der CR an der kosmischen Mikrowellenhintergrundstrahlung (cosmic microwave background radiation, CMBR). Ab einer Energie von 60 EeV können Hadronen mit der energiearmen CMBR (Schwarzkörperstrahlung mit einer Temperatur von ca. 2,7 K) eine Δ^+ -Resonanz erzeugen, die dann in ein Nukleon und ein Pion zerfällt. Das Hadron, meist ein Proton, verliert dabei durchschnittlich 20% seiner Energie und kann weiterhin wechselwirken bis seine Energie unter die des Cutoffs gefallen ist. Der Cutoff ist benannt nach den Physikern Greisen [Gre66], Zatsepin und Kuzmin [ZK66], die dieses Ende des CR-Spektrums nach Entdeckung der CMBR durch Penzias und Wilson [PW65] postuliert hatten. Die Energiedichte der kosmischen Strahlung liegt bei etwa 1 eV/cm^3 , was vergleichbar ist mit der von sichtbarem Sternenlicht ($0,3 \text{ eV/cm}^3$), den galaktischen Magnetfeldern ($0,25 \text{ eV/cm}^3$) oder der CMBR ($0,25 \text{ eV/cm}^3$), und benötigt zur konstanten Erhaltung einen Energiezufluss von 10^{41} erg/s [BEH09].

Die CRs haben entsprechend ihrer energetischen Komponenten unterschiedliche vermutete Herkunftsorte: Niederenergetische Strahlung entstammt hauptsächlich der Sonne, extrasolare wird vom Sonnenwind weitgehend abgehalten. Die Sonne produziert auch Flares bis zu einigen 10 MeV mit Dauern von einigen Minuten bis Stunden [dW12]. Bei höheren Energien muss von einem Galaktischen Ursprung ausgegangen werden (Galactic cosmic rays, GCR; 'galaktisch' bezieht sich auf eine Galaxie, 'Galaktisch' konkret auf die Milchstraße). Galaktische CRs erreichen En-

ergien weit jenseits der 100 MeV. Der Energiebereich 30 GeV - 30 TeV wird dabei VHE genannt (very high energy), Energien oberhalb von 30 TeV UHE (ultra high energy) [Aha04]. Die CRs werden dabei von Galaktischen Magnetfeldern abgelenkt, was zu einem Einschluss der CRs innerhalb der Milchstraße führt, jedoch kann man die einzeln detektierten und in ihrer Ankunftsrichtung rekonstruierten Teilchen keiner Quelle mehr zuordnen. Dieser Effekt nimmt mit zunehmender Energie ab und im EeV-Bereich erreicht der Gyroradius der CR im Galaktischen Magnetfeld die Ausdehnung der Milchstraße, sodass die Teilchen aus der Galaxie entweichen können [BEH09]. Jenseits dieser Energie muss folglich von einem extragalaktischen Ursprung der Strahlung ausgegangen werden. Während die kosmische Strahlung weitgehend isotrop auf die Erde strahlt, trifft dies nicht für die Gammastrahlung zu. Da nur geladene Teilchen in den starken magnetischen und elektrischen Feldern der kosmischen Beschleuniger Energien jenseits der GeV erreichen, entstehen die γ Rs als Synchrotron- oder inverse Comptonstrahlung aus inelastischer Streuung der ursprünglich beschleunigten Teilchen, sowie, insbesondere bei höchsten Energien, aus dem Zerfall von Pionen, die Zwischenprodukte von starker Wechselwirkung der CRs sind. Dabei werden die γ Rs im Wesentlichen am Ort der Beschleunigung mit einer etwa eine Größenordnung geringeren Energie produziert. Da die Photonen in den kosmischen Magnetfeldern nicht abgelenkt werden, lassen sich dadurch die Beschleuniger nachweisen.

Mögliche Galaktische Quellen für UHE-Strahlung sind Supernova-Reste (supernova remnants, SNR) und Pulsarwinde (pulsar winds, PW). Erstere entstehen, wenn durch den Kernkollaps einer Supernova eine Druckwelle nach außen gesandt wird, die sich mit Überschallgeschwindigkeit ausbreitet und die Sternhülle absprengt. Diese wird dabei einige Jahrhunderte lang über ein Gebiet von typischerweise 3 pc ausgedehnt und auf Temperaturen von 10^7 bis 10^8 K aufgeheizt. Der so entstandene SNR hat meist eine Schalenform und strahlt in einem breiten Energieband. Pulsare sind Neutronensterne mit einem hohen Drehimpuls. Durch die geringe Größe bildet sich so ein enorm starkes Magnetfeld aus, zum Vergleich hätte ein aus der Sonne entstandener Neutronenstern einen Radius von $1,6 \cdot 10^4$ m bei einer unveränderten Masse von $2 \cdot 10^{30}$ kg und einer der Drehimpulserhaltung geschuldeten Rotationsperiode von 1 ms. Typische Pulsare haben Magnetfelder der Stärke 10^8 T, das entspricht einer Masse von einigen g/cm^3 *des Feldes*. Als Magnetare bekannte Varianten der Neutronensterne erreichen um einen Faktor 10^3 höhere Drehfrequenzen und Magnetfelder, also bis zu 10^{11} T, was folglich einigen kg/cm^3 Feldmasse entspricht. Steht nun die Magnetfeldachse des Pulsar nicht parallel zu seiner Drehachse, werden

aufgrund dieses Magnetfelds geladene Teilchen zu den Magnetpolen in Jets hinausbeschleunigt. Wir sehen folglich nur Pulsare, deren Magnetpole in Richtung der Erde gerichtet sind, und da sie sich zudem mit dem Pulsar mitdrehen, scheint dieser zu pulsieren.

Als extragalaktische Quellen kommen aktive galaktische Kerne (active galactic nuclei, AGN) in Frage. Das sind supermassive schwarze Löcher im Zentrum einer Galaxie, die gerade große Mengen Materie akkretieren und einen Teil davon mit ebenfalls starken Magnetfeldern als Jets senkrecht zur Akkretionsscheibe ausstoßen. AGN erscheinen punktförmig, sind jedoch durch ihre Spektren von Sternen unterscheidbar. Von den meisten AGN sehen wir das Breitbandspektrum der Akkretionsscheibe als Quasar (quasi stellar object). Ist einer der Jets innerhalb weniger Grad direkt auf die Erde gerichtet, sehen wir ein weitgehend spektrallinienfreies Spektrum, das die Akkretionsscheibe überstrahlt. Abhängig von ihrer zeitlichen Variabilität werden diese AGN unterschiedlich bezeichnet, an dieser Stelle soll Blazar (Neologismus aus 'BL Lacertae object' und 'OVV quasar') als Sammelbegriff genügen. Es gibt weitere Typen von AGN und generell zentralen galaktischen supermassiven schwarzen Löchern, diese senden keine oder kaum hochenergetische Strahlung aus.

Andere Möglichkeiten sind das sog. top-down-Modell, das von der Erzeugung hochenergetischer Teilchen beim Zerfall schwererer Partikel, meist DM, ausgeht, Erzeugung in Binärsystemen von stellaren kompakten Objekten großer Massen (Neutronensterne, stellare schwarze Löcher) oder kollidierende stellare Winde von schweren Sternen [HH09].

1.1.2 Detektoren für kosmische und γ -Strahlung

Um kosmische (Gamma-) Strahlung zu detektieren, gibt es verschiedene Möglichkeiten. Lange wurden, wie schon von Hess, Ballons zur Messung genutzt, mittlerweile gehören auch Satelliten-Experimente wie COS-B oder aktuell das Fermi Gamma-ray Space Telescope (FGST) mit dem Large Area Telescope (LAT) zu den üblichen Astroteilchendetektoren. Diese ermöglichen zwar eine direkte Detektion der Teilchen, bieten jedoch für höchste Energien eine zu kleine Fläche. Während Fermi-LAT bei seiner oberen Messgrenze von 300 GeV noch etwa ein Teilchen pro m^2 und s erwartet, sind es bei 1 PeV nur noch eines pro m^2 und Jahr, und bei etwa 10 EeV eines pro km^2 und Jahr (vgl. Abb. 1.2). Dies zeigt deutlich, dass große Detektorflächen benötigt werden, um UHE-Strahlung zu detektieren. Dies kann nur mit bodengestützten Teleskopen erreicht werden, wobei dann jedoch aufgrund der Atmo-

sphäre keine direkte Detektion mehr möglich ist. Zudem reduziert die wachsende Energie die Unterscheidungsmöglichkeit der einfallenden Strahlung: Unterhalb von 1 GeV lassen sich noch Isotope mit Satellitendetektoren auflösen, Ballons sind im TeV-Bereich in der Lage, einzelne Elemente zu unterscheiden. Im PeV-Bereich reduziert sich die Genauigkeit auf die Unterscheidung von Elementgruppen mit bodengestützten Detektoren und bei höchsten Energien wird es schwierig zwischen leichten und schweren Primärteilchen, also Photonen oder Hadronen zu differenzieren [BEH09].

Die hochenergetischen Teilchen wechselwirken bei Eintritt in die Atmosphäre mit Atomkernen der Luft und produzieren dabei Sekundärteilchen. Dies setzt sich so lange kaskadenförmig fort, bis die mittlere Energie nicht mehr ausreicht, um neue Teilchenpaare zu bilden. In Luft ist dies bei einer mittleren Energie von etwa 84 MeV der Fall, dann beginnt der Schauer auszusterben. Man unterteilt Schauer in drei Komponenten, eine hadronische, eine elektromagnetische und eine myonische. Für einfallende CR sind die Sekundärpartikel zunächst hadronische Teilchen aus starker Wechselwirkung, hauptsächlich Pionen, die dann z. T. in Myonen und Photonen zerfallen und so die weiteren Komponenten im Schauer etablieren. Die elektromagnetische Komponente besteht im Wesentlichen aus einer Kaskade von Photonen, die Elektron-Paarbildung verursachen, die wiederum mit Bremsstrahlung Photonen erzeugen. Die hadronische Komponente tritt daher bei primären γ Rs erst spät und schwach auf, vgl. [Ham12] und [Gri01]. Die Schauer produzieren dabei Tscherenkowstrahlung [Che34] in Bewegungsrichtung, da die energiereichen Sekundärteilchen sich schneller als mit der Mediumslichtgeschwindigkeit durch die Atmosphäre bewegen. Auch wenn die Schauerteilchen in Wasser eindringen, wird Tscherenkowlicht erzeugt, dessen Spektrum im blauen und nahen UV-Bereich sein Maximum hat. Zudem wird vom Schauer sowohl die Atmosphäre zu Fluoreszenz angeregt, deren Licht sich in alle Richtungen ausbreitet, sowie Radiostrahlung emittiert.

Bei den bodengestützten Detektoren gibt es verschiedene grundsätzliche Typen, mit denen kosmische (Gamma-) Strahlung detektiert wird: Imaging Air Cherenkov Telescope (IACT), non Imaging Air Cherenkov Telescope (nIACT) und non Imaging Water Cherenkov Telescope (nIWCT). Ein IACT ist ein abbildendes Teleskop, das auf eine kleine Region des Himmels schaut (Größenordnung: einige Grad Durchmesser) und das Licht mit einem meist segmentierten Spiegel auf den eigentlichen Detektor wirft, typischerweise ein CCD-Target oder ein PMT-Array. Dadurch kann der Luftschauer eines sich in Richtung des Teleskops bewegenden Primärteilchens abgebildet werden. Dagegen bestehen nIACTs aus vielen einzelnen Stationen mit Detek-

toren (meist PMTs), die über einen weiten Bereich am Boden verteilt sind und einen relativ großen Himmelsbereich beobachten (Größenordnung: 1 sr). Mit einer einzelnen Station kann man nicht ausmachen, aus welcher Richtung der Schauer kam, wenn er den Detektor auslöst. Jedoch lässt sich diese aus der Ankunftszeitverteilung des Lichtsignals über das gesamte Stationsarray rekonstruieren, ebenso wie andere Parameter des Schauers. Dieselbe Richtungsrekonstruktion benutzten nIWCTs, die allerdings nicht Luft, sondern Wasser als Tscherenkowlicht emittierendes Medium nutzen: Die Detektoren (wieder in der Regel PMTs) befinden sich aus Schauerrichtung jenseits einer Wasserschicht. Die Schauerteichen müssen zwar die optischen dicht Wassertankwand durchdringen, was einerseits eine höhere Schauerenergie erfordert, andererseits aber eine durchgehende Beobachtung ermöglicht. Im Gegensatz dazu können die atmosphärischen Detektoren nur in Dunkelheit und bei (relativ) wolkenfreiem Himmel arbeiten, da das Tscherenkowlicht andernfalls von Sonne oder Mond überstrahlt würde (und die PMTs durchbrennen würden), bzw. die Wolken das Schauerlicht absorbieren.

Des Weiteren kann man mit Fluoreszenzlichtteleskopen die Schauer beobachten, was es ermöglicht, sie von der Seite zu sehen und die Schauerentwicklung zeitaufgelöst nachzuverfolgen, sowie die Radioemissionen der Schauer mit Radioantennen detektieren. Letztere können rund um die Uhr arbeiten, während das schwache Fluoreszenzlicht nur in klaren Nächten zu sehen ist und man es zudem ggf. vom Tscherenkowlicht des Schauers unterscheiden muss, das im selben Spektralbereich liegt.

Wichtige Schritte zum Verständnis insbesondere der γ -Strahlung werden seit 1966 am Whipple-Observatorium („The Mount Hopkins Observatory“, 1981 umbenannt in „Fred Lawrence Whipple Observatory“ (FLWO)) in Amado, Arizona (USA), gemacht. Nach der Installation des 10-Meter Whipple-Teleskopes 1968 [FHRW68] kamen im Laufe der Jahre einige kleinere, meist optische Teleskope dazu. Zudem wurde 2007 am FLWO dann VERITAS installiert [H⁺06, H⁺08], beide sind IACTs. Mit dem Whipple-Teleskop konnte mit 100 GeV bis 10 TeV ein neuer Energiebereich zur Quelldetektion erschlossen und mehrere TeV-Quellen entdeckt werden, so etwa 1989 TeV-Strahlung vom Krebsnebel [W⁺89] oder 1992 von der aktiven Galaxie Markarian 421 als erste extragalaktische Quelle [P⁺92]. Auf diesem Erfolg aufbauend wurde im „Observatorio Roque de los Muchachos“ auf Gran Canaria (Spanien), das 1985 eingeweiht inzwischen über mehr als ein Dutzend Teleskope verfügt, zunächst zwischen 1992 und 1996 das HEGRA-Experiment (High-Energy-Gamma-Ray Astronomy) errichtet, ein nIACT. Bis zu seinem Ende 2002 untersuchte HEGRA [A⁺93] den VHE-Himmel im Bereich $10^{12} - 10^{16}$ eV und fand dort neue Quellen,

wie γ Rs von der Riesengalaxie M87 [A⁺03] oder vom SNR Cassiopeia A [A⁺01]. Als Nachfolger von HEGRA wurde auf Gran Canaria das MAGIC-Experiment (Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescopes, also IACT, [A⁺12f]) errichtet, das 2009 fertiggestellt wurde, sowie als erster VHE-Detektor auf der Südhalbkugel die H.E.S.S.-Teleskope (High Energy Stereoscopic System, zu Ehren von Victor Hess, [Hes12], ebenfalls IACT) im Khomas-Hochland in Namibia, die seit 2002 Daten nehmen und 2012 als H.E.S.S. Phase II um das bislang weltgrößte Spiegelteleskop LCT (Large Cherenkov Telescope) erweitert wurden. Parallel dazu wurde wiederum in den USA am Fenton Hill Observatorium nahe Los Alamos, New Mexiko, das Milagro-Experiment (span.: Wunder) als nIWCT errichtet [A⁺04b], das von 2001 bis 2008 betrieben wurde. Sein Nachfolger HAWC (High Altitude Water Cherenkov Experiment, ebenfalls nIWCT) ist im Bau befindlich [A⁺12b]. Weitere Detektoren, die TeV-Quellen erstmals gefunden haben, sind das GT-48 Tscherenkowteleskop [VZK⁺94] am CrAO (Crimean Astrophysical Observatory), die Tscherenkowteleskope der Potchefstroom-Universität von Südafrika (z.B. [dRN⁺88]), das CANGAROO-Experiment (Collaboration of Australia and Nippon (Japan) for a GAMMA Ray Observatory in the Outback, [T⁺98, M⁺12]) in Australien sowie der Utah Seven Telescope Array Detektor (USA) mit dem Fund eines BL Lacertae-Objektes [Nis99].

Nach den Pioniertaten brachten vor allem die Folgeexperimente Erfolge, also VERITAS, MAGIC und H.E.S.S., wobei letzteres allein über die Hälfte der heute bekannten TeV-Quellen entdeckte [WH12] und mit seiner Abrasterung der Galaktischen Ebene [A⁺06c] den Katalog der bekannten Quellen massiv erweiterte, was Raum für andere Detektoren gibt, um diese weiter zu untersuchen. Insbesondere ist mit CTA (Cherenkov Telescope Array) ein weiteres IACT mit größerer Fläche und noch deutlich besserer Sensitivität geplant [AAA⁺11].

Ein weiterer wichtiger Detektor für Astroteilchen ist das Pierre-Auger-Observatorium (kurz Auger, benannt nach Pierre Auger, der 1938 die ausgedehnten Luftschauer entdeckte) in der Pampa Amarilla in Argentinien [Man03]. Es wurde 1992 entworfen und hat mehrere Komponenten: Der Oberflächendetektor (surface detector, SD) ist ein nIWCT und besteht aus 1600 Wassertankstationen, die über 3000 km² über die Hochebene verteilt sind und jeweils 12 m³ hochreines Wasser enthalten. Aufgrund der großen Distanz zwischen je 2 Stationen von 1500 m, und da nicht atmosphärisches Tscherenkowlicht, sondern der Teilchenschauer selbst die Detektorebene erreichen muss, arbeitet der SD bei sehr hohen Energien, etwa im Bereich 10¹⁷

- 10^{20} eV. Für den gleichen Energiebereich ausgelegt ist der Fluoreszenzdetektor (FD), der aus 27 (abbildenden) Teleskopen an 4 Standorten am Rand des SD-arrays besteht, die über das SD-array schauen und das bei der Luftschauerentwicklung entstehende Fluoreszenzlicht detektieren. Der FD erhält mit HEAT (High Elevation Auger Telescope) eine Erweiterung zu niedrigen Energien um eine Größenordnung, indem HEAT in einem steileren Winkel nach oben schaut und so Schauer detektieren kann, die weniger Energie haben und somit weniger tief in die Atmosphäre eindringen. HEAT schaut dabei über ein Infill-array, in dem zusätzliche Stationen des SD mit geringerem Abstand zueinander stehen, was ebenfalls die Detektionsgrenze zu niedrigen Energien erweitert. Auf einer Fläche von 25 km^2 nimmt dabei der Stationsabstand in Stufen auf ein Viertel ab, man nennt so einen Aufbau ein 'graded array'. Im Bereich des Infill-arrays befinden sich mit AMIGA (Auger Muons and Infill for the Ground Array) zudem 61 Myondetektoren unter der Erde, die Vetos auf die Schauerdetektion geben können und helfen, zwischen CR und γ R zu unterscheiden. Des Weiteren misst AERA (Auger Engineering Radio Array) mit 150 Radioantennen auf der Auger-site, die ebenfalls in einem graded array angeordnet sind, die Radioemissionen der Schauer. Durch Hybridmessungen aller Detektortypen kann dadurch die Rekonstruktion verbessert werden. Das Pierre-Auger-Observatorium ist somit eines der vielseitigsten Observatorien mit seinen Möglichkeiten zur Erweiterung von Detektionstechniken.

1.1.3 Ziele

Die Astroteilchenphysik ist heute das Feld zwischen Astronomie, Kosmologie und Teilchenphysik und es gibt hier wie in keinem anderen Gebiet der Physik fundamental neue Physik zu entdecken gibt, eben aufgrund der (indirekt) zugänglichen Energien. Insbesondere erforscht sie die Anfänge des Universums, etwa in Hinblick auf die Natur und Eigenschaften von Neutrinos und der Dunklen Materie und ihre jeweiligen Effekte auf die Strukturbildung. Mit Hilfe von Neutrinos ist zudem eine Vorhersage einer Galaktischen Supernova in der Größenordnung von einigen Stunden möglich, da die Neutrinos früher aus der hochdichten Kernkollapsmaterie entkoppeln als die Photonen. Das ermöglicht es dem Netzwerk SNEWS [url12] bei einem entsprechenden Signalausschlag der angeschlossenen Neutrinoexperimente (Super-K, LVD, SNO und AMANDA), diese Information zu verbreiten, damit verfügbare Teleskope auf dieses sehr seltene Ereignis (im Durchschnitt eine Galaktische Supernova alle ca. 50 Jahre) gerichtet werden können. Informationen über Neutrinos werden von diesen Experimenten im Rahmen der Astroteilchenphysik im Moment

hauptsächlich aus solaren Neutrinos gewonnen, die Einblick in den Fusionsprozess der Sonne sowie in die Neutrinooszillationen erlauben. Des Weiteren können mit geeigneten Detektoren die kosmische und γ -Strahlung in Hinblick auf Quellen und ihr Spektrum beobachtet werden, was Rückschlüsse auf die Natur der Quellen und ihre Eigenschaften als Höchstenergie-Beschleuniger zulässt. Andere Ziele der heutigen astroteilchenphysikalische Forschung sind die Lebensdauer von Protonen und die Implikationen für die Entwicklung des Universums, Gravitationswellen und ihre Quellen sowie exotische Partikel wie Axionen und ihre Wirkung auf die kosmische und γ -Strahlung [Ber07, AE].

1.2 HiSCORE

HiSCORE, kurz für Hundred-i Square-km Cosmic ORigin Explorer, ist ein geplantes nIACT und besteht aus einem Array aus vielen einzelnen Detektorstationen, die über eine Fläche in der Größe von 1 km^2 (engineering array) bis hin zu einigen 100 km^2 mit einem Stationsabstand in der Größenordnung von 150 m verteilt sind. Jede Station hat dabei 4 PMTs, die Tscherenkowlicht von Luftschauern detektieren. Über jedem PMT ist ein sog. Winston-Cone, ein Lichtsammelkegel platziert, der die Lichtsammelfläche um einen Faktor 4 erhöht, wobei der Öffnungswinkel auf etwa $0,59 \text{ sr}$ eingeschränkt wird. Pro Station gibt es 4 PMTs, da so die Sammelfläche nochmal um 4 größer ist als bei einem PMT und man durch einen sog. Clipped Sum Trigger (CST) eine substantielle Rausch- und Afterpulsingunterdrückung erreicht. Dabei werden die Signale der 4 PMTs jeweils bei einer für ein zu detektierendes Ereignis typischen Spannung U_{Clip} abgeschnitten (clip) und addiert (sum). Der Trigger löst aus, wenn das summierte Signal (fast) $4 \cdot U_{Clip}$ erreicht, d.h. wenn alle 4 PMTs einer Station gleichzeitig ein relevantes Ereignis melden. Da Rauschen durch Hintergrundlicht (night sky background, NSB) meist nur einzelne PMTs betrifft, wird es so gut unterdrückt. Das gilt auch für sog. Afterpulsing, das das wiederholte Auftreten von Nachschwingungen eines einzelnen Signalpeaks in einem PMT bezeichnet, was (ohne CST) leicht zu Mehrfachtriggern einzelner Ereignisse führen kann. Ausgelesen werden die Signale von DRS4-Boards, Details dazu s. Kap. 2.1.3.

Die PMTs, die Winston-Cones sowie die Elektronik sind in einer Aluminiumbox untergebracht, die mit einem Deckelmechanismus geöffnet und geschlossen werden kann. Da HiSCORE nur mondarmen Nächten messen kann, registriert eine Photodiode die herrschende Helligkeit. Des Weiteren gibt es Messsonden für Temperatur,

Feuchtigkeit und Öffnungszustand des Deckels, die Teil der Slow-Control sind, deren Aufgaben die Deckelsteuerung, die Versorgung der PMTs und ihrer Elektronik sowie der Kontakt mit dem zentralen Datennahmesystem (data acquisition system, DAQ) sind. Der gesamte Aufbau ist in Abb. 1.4 aufgeführt.

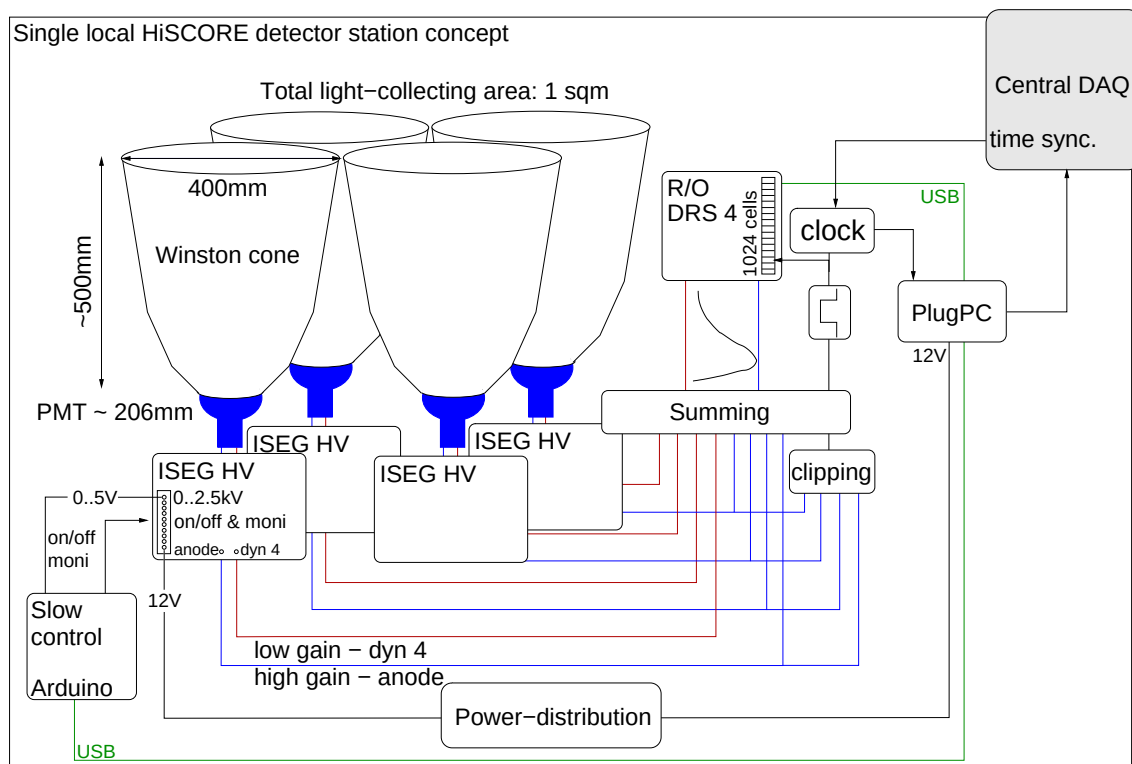


Abbildung 1.4: Konzept einer HiSCORE-Station, aus [THH⁺12]

Das finale Design für HiSCORE ist noch nicht vollends evaluiert, sowohl für die einzelnen Stationen, als auch für das Array. So wird zur Zeit das hinsichtlich der Gesamtsensitivität des Detektors beste Gitterstruktur berechnet, ein hexagonales graded Array ist der derzeit beste Kandidat. Auch gibt es die Idee, die einzelnen PMTs einer Station einige Meter auseinander zu stellen, um einen zusätzlichen lokalen Trigger bezüglich der Ankunftszeit zu erhalten. Die bisherige Sensitivität ist in Abb. 1.5 gegeben, dort noch für ein quadratisches lineares Array mit einer Kantenlänge von 150 m zwischen 2 Stationen.

Ziele von HiSCORE sind dabei die Suche nach dem Ursprung der kosmischen Strahlung, insbesondere bei Energien des Knies. Dabei wird HiSCORE sowohl die Spektren über einen Energiebereich von 100 TeV bis 1 EeV auflösen, als auch die Zusammensetzung der Teilchen untersuchen und so Rückschlüsse auf diverse ungelöste Themen

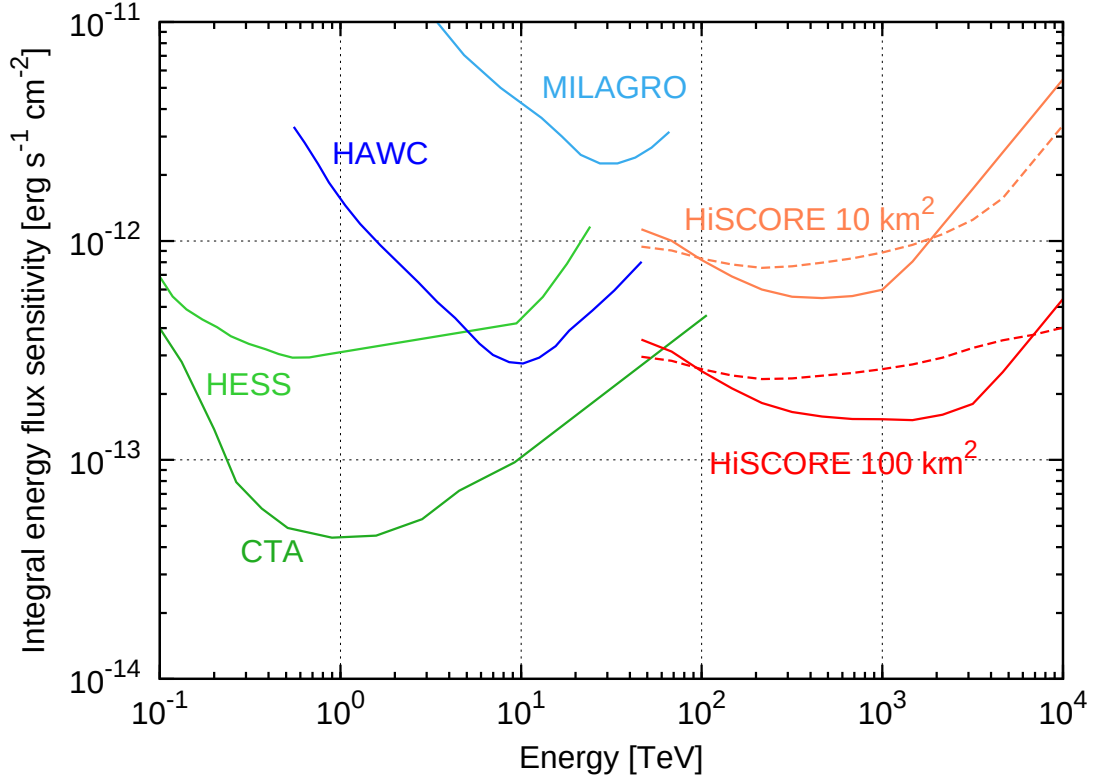


Abbildung 1.5: Sensitivität von HiSCORE, aus [Ham12] S. 146

erlauben: den Proton-Proton-Wechselwirkungsquerschnitt bei höchsten Energien, die Suche nach Quark-Gluon-Plasma in Luftschauern, die Suche nach Axionen im Galaktische Magnetfeld, Lorentzinvarianzverletzung sowie schwere DM (WIMPzillas) als Quelle von kosmischer Strahlung.

Aktuell befindet sich das HiSCORE-Engineering-Array auf dem Gelände des Tunka-133-Detektors in Tunka, Sibirien im Aufbau. Eine erste Teststation wurde im April 2012 aufgestellt, im Oktober 2012 kommen 4 weitere im Rahmen einer Expedition dazu. Mit diesen sind Tests zu den Grundfunktionen und zum Design möglich, aber auch schon erste Messungen in Koinzidenz mit Tunka-133. Geplant ist zudem der Aufbau einiger Stationen, ggf. auch ein Engineering-Array auf der Auger-Site in Argentinien. Wo das geplante 100+km²-Array aufgebaut werden soll, ist noch offen. Der aktuelle Stand, sowie nähere Daten und Hintergrundinformationen zu HiSCORE sind in [THH⁺11, THH⁺12] zu finden.

1.3 Ziele dieser Arbeit

Zunächst sollen die Kernkomponenten des HiSCORE-Experiments, die Photomultiplier untersucht werden. Nach Messungen von Rayk Nachtigall [Nac11] ist offen, wie stark die sphärische Akzeptanz eines einzelnen PMT schwankt, was eine notwendige Information für die Rekonstruktion von Luftschauern ist. In einem zweiten Teil soll eine Simulation des Detektors programmiert werden, um Vorhersagen über die Leitungsfähigkeit von HiSCORE zu erlauben, was sowohl Spektren als auch Morphologie von potentiellen Quellen einschließt. Mit dieser Simulation sollen Quellen evaluiert werden, die mit HiSCORE signifikant gesehen werden, ein Erwartungshorizont für ein Detektorfeld in Tunka errechnet und das anguläre Auflösungsvermögen des Detektors anhand von Beispielmorphologien gezeigt werden.

Kapitel 2

Hardware

Der erste Teil der Arbeit sind Messungen der verwendeten Photomultiplier (PMTs). Zu diesem Zweck wurde von Rayk Nachtigall im Rahmen seiner Diplomarbeit [Nac11] ein PMT-Messstand aufgebaut. Innerhalb einer annähernd lichtdichten Holzbox wird der PMT in eine dafür konstruierte Halterung eingebaut. Auf der Seite der Kathode ist ein drehbar gelagerter Bogen angebracht, in den Leuchtdioden (LEDs) eingesetzt werden können, die den PMT beleuchten (vgl. Abb. 2.1). Der azimuthale Winkel des Bogens und damit der LEDs kann durch ein Stellrad von außen eingestellt werden, der Zenitwinkel nur durch Umstecken der LEDs in den dafür vorgesehenen Löchern im Bogen und bei offener Box. Des Weiteren sind auch die meisten benötigten Kabel durch in die Boxwand eingebaute Steckverbindungen lichtdicht implementiert, unter anderem BNC, LEMO und SHV. Für zusätzliche Verbindungen steht eine Öffnung bereit, in die eine passabel dichte Klappe eingesetzt werden kann (vgl. Abb. 2.2). Der gesamte Aufbau ist schematisch in Abb. 2.3 dargestellt.

Es werden zwei Messungen durchgeführt:

1. Messung der Sphärischen Akzeptanz des PMT 9352KB von Electron Tubes
2. Messung der Spannungsabhängigkeit des PMT R5912 von Hamamatsu

2.1 Verwendete technische Geräte

2.1.1 PMTs

Drei Photomultiplier stehen zur Verfügung: Der Electron Tubes 9352KB (ETP) mit einem Durchmesser von 20 cm, 6 Dynoden und einer Verstärkung (gain) von 10^4 bei 1300 V Versorgungsspannung, der Hamamatsu R5912 (HP1) mit einem Durchmesser

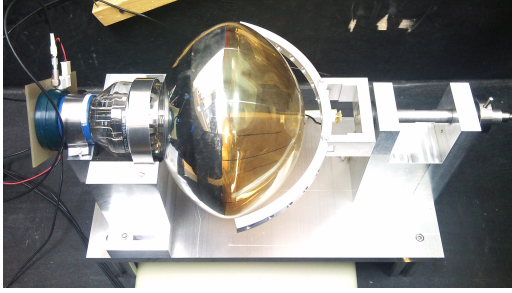


Abbildung 2.1: Draufsicht der offenen Box: Zu sehen ist der eingebaute PMT mit drehbarem Bogen rechts, aus [Nac11].

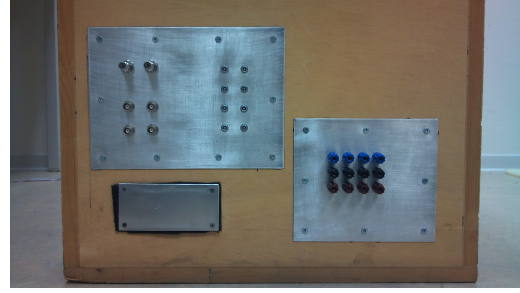


Abbildung 2.2: Frontansicht der Box: Zu sehen sind die lichtdichten Anschlüsse, die durch die Boxwand gelegt sind, aus [Nac11].

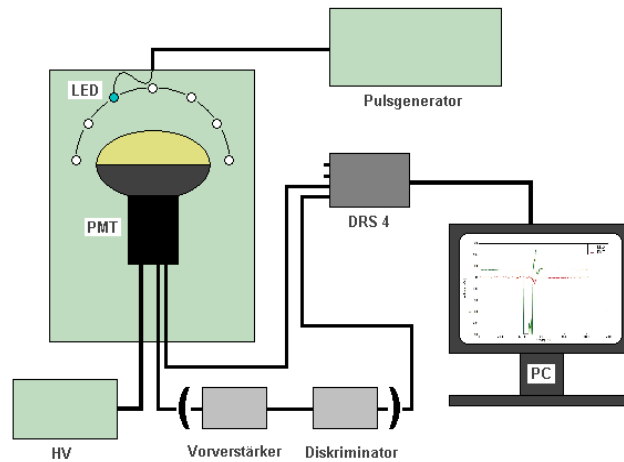


Abbildung 2.3: Aufbauschema des Teststandes, aus [Nac11].

von 20,2 cm, 10 Dynoden und einem gain von 10^7 bei 1500 V und der Hamamatsu R7081 (HP2) mit einem Durchmesser von 25,3 cm und gleichem gain bei ebenfalls 10 Dynoden. Die Datenblätter aller PMTs sind in Anhang A angefügt.

2.1.2 Basen

Zum Betrieb der PMTs werden Basen benötigt, elektronische Boards auf einem zum PMT passenden Kunststoffsockel, die mit einer Versorgungsspannung den PMT mit Hochspannung ausstatten und das Messsignal vom PMT nehmen. Verwendet wer-

den: für den ETP das iseg-Board PHQ9352 mit einem B20-Sockel, das speziell für den ETP und das HiSCORE-Projekt entwickelt wurde; und für die Hamamatsu-PMTs die Basis E7694-01 von Hamamatsu (HamB). Die iseg-Basis (isegB) wird mit 12V Versorgungs- und 5V Regelungsspannung versorgt und transformiert diese hoch, was gegenüber der HamB, die die angelegte Hochspannung an den PMT weitergibt, im späteren Betrieb den Vorteil bietet, dass die Anlage nur mit niedriger Spannung betrieben werden und man nicht für die PMTs zusätzlich eine Hochspannungsversorgung einrichten muss. Des Weiteren nimmt die HamB nur das Signal der Anode ab, während man bei der isegB noch das Signal einer der Dynoden (überlicherweise der vorletzten) mit auslesen kann, wodurch man eine unabhängige gain-Bestimmung durchführen kann.



Abbildung 2.4: Die iseg-Basis: Das iseg-Board auf einem B20-Sockel, aus [Nac11].

2.1.3 DRS4-Evaluationboard

Die elektronische Verarbeitung des Signals geschieht im DRS4-Evaluationboard, das vom Paul-Scherrer-Institut (PSI in Villigen, Schweiz) entwickelt wurde. Es ist ein Switched Capacitor Array (SCA) und „DRS“ steht dabei für "Domino Ring Sampling". Das von der jeweiligen Basis empfangene Signal wird in einem kontinuierlichen Kreislauf aus 1024 Bins gespeichert, wobei die einzelnen Bins zwischen 2 und 0,2 Nanosekunden entsprechen können, was einer Abtastrate von 0,5 bis 5 Gigasamples pro Sekunde (GS/s) entspricht. Die maximale Triggerrate des Boards hängt dabei im Wesentlichen von seiner Auslesefrequenz von maximal etwa 500 Hz ab.

2.1.4 Funktionsgenerator und LEDs

Zur Produktion des Signals wird ein BNC BL-2 Pulsgenerator verwendet, der eine im Bogen eingesetzte LED mit einem Signal versorgt. Die Spannung kann dabei zwischen 0% und 100% der Maximalspannung des Generators variiert werden, eine

Abhängigkeit der Luminosität der LEDs von ihrer Versorgungsspannung wurde von Benjamin Ehlers untersucht ([Ehl11]) und ist in Abb. 2.5 zusammengefasst. Bei etwa 89% erreicht die LED ihr Leucht-Maximum, steigert man die Spannung weiter, sinkt die abgegebene Lichtmenge sogar wieder. Eine dauerhaft zu hohe Spannung kann zudem die LED beschädigen.

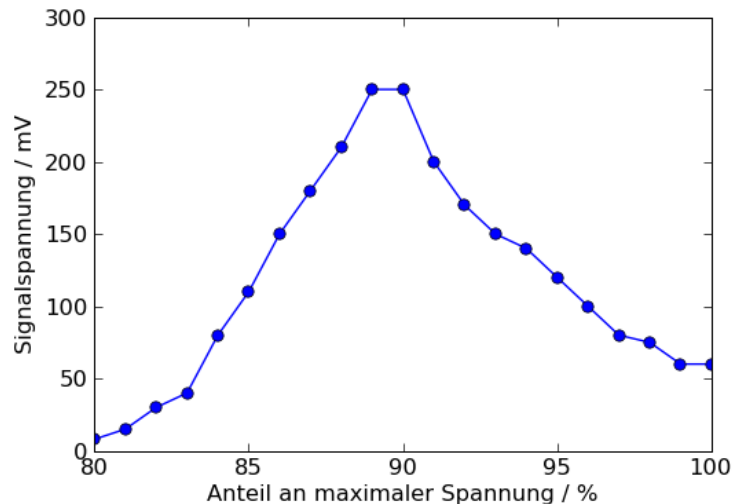


Abbildung 2.5: Spannungsabhängigkeit der Luminosität der verwendeten LEDs; Daten aus [Ehl11].

2.1.5 Weitere Geräte

Zur Spannungsversorgung stehen zwei OLTRONIX B202 (max. 20V) sowie für die Hochspannung ein CAEN N1470 (max. 8kV) zur Verfügung. Letzterer wird im Rahmen der zweiten Messung auch (erfolgreich) auf seine grundlegende Funktionstüchtigkeit und Eignung hin geprüft. Der Pulsgenerator BNC BL-2 erzeugt das Signal für die LEDs und mit dem digitalen Oszilloskop TDS 3032 von Tektronix lassen sich die Signale auch direkt beobachten.

2.2 Sphärische Akzeptanz

Aufgrund der inneren Geometrie eines PMT ist im Allgemeinen das Antwortsignal auf eine bestimmte einfallende Lichtmenge vom Ort auf der Kathode abhängig, den das Licht trifft. Diese Unterschiede in der sphärischen Akzeptanz werden für den ETP ausgemessen. Die isegB versorgt den ETP wie oben beschrieben mit Hochspannung und nimmt neben dem Signal der Anode auch das der 5. Dynode ab. Das Signal

wird dann über LEMO-Kabel an das sich außerhalb der Box befindliche DRS4-Evaluationboard weitergegeben. Zur Produktion des Signals wird eine LED in den Bogen gesetzt und über ein LEMO-Kabel vom Funktionsgenerator mit einzelnen, wenige Nanosekunden langen Pulsen mit 45 Hz versorgt. Das abgegebene Pulssignal ist zum Vergleich in Abb. 2.6, aufgenommen mit dem Oszilloskop, dargestellt.

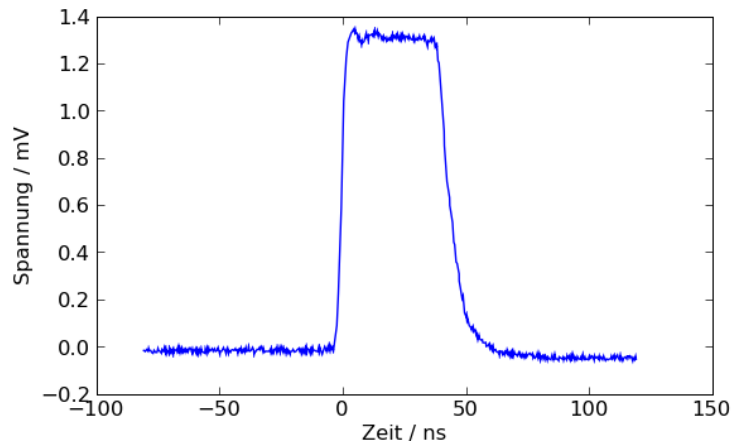


Abbildung 2.6: Das vom Funktionsgenerator erzeugte Signal, das an die LED weitergegeben wird, aufgenommen mit einem Oszilloskop.

Mittels des Bogens (s. Abb.2.1) wird dann der Ort der LED über der Oberfläche des PMT verändert. Da die außen angebrachte Skala eine Variation des Azimuth zwischen $+90^\circ$ und -90° relativ zur Waagerechten ermöglicht, wird pro Steckplatz über diese 180° gemessen. Dabei wird zunächst die in der Draufsicht rechte Seite des PMT von außen nach innen vermessen, dann die linke von innen nach außen. Der Azimuthwinkel wird dabei in Schritten von 10° , für kleine Zenitwinkel teilweise 20° oder 30° (vgl. die entsprechenden Abbildungen) abgerastert. Da die LED zum Wechsel des Zenitwinkels im Bogen umgesteckt werden muss, muss dafür der PMT jeweils neu gestartet werden, was ein Einschwingen zur Folge hat. Dieses Verhalten wurde von Rayk Nachtigall in seiner Diplomarbeit ([Nac11]) beobachtet und quantifiziert, vgl. Abb. 2.7.

Es zeigt sich, dass man wenige Stunden nach Einschalten des PMT warten sollte, bis dieser sich auf ein stabiles Gain-Niveau eingestellt hat, um sicher zu gehen etwa 5 Stunden. Auch sieht man an dieser Messung, dass der Gain über mehrere Tage auch ohne Neustart des PMT nicht konstant ist, was in der Arbeit ([Nac11]) auf Netzschwankungen und damit Änderungen in der Spannungsversorgung des PMT zurückgeführt wird. Diese Effekte machen eine Referenzmessung notwendig: Eine

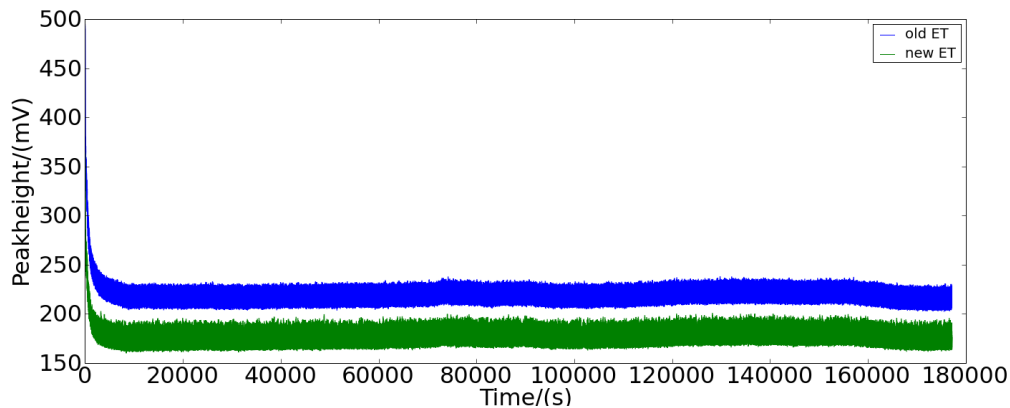


Abbildung 2.7: Langzeitmessung des ETP mit einer LED, zu sehen sind die Signale von Anode und Dynode. Aus [Nac11].

zweite LED wird an einem konstanten Ort relativ zum PMT angebracht, also am einfachsten im mittleren Steckplatz des Bogens, welcher sich auf der Rotationsachse befindet. Nach jedem Neustart, bzw. zu jeder Messreihe wird nun mit der zweiten LED eine Referenzmessung durchgeführt, mit der die Messdaten der ersten kalibriert werden.

Der vom PMT aus dem Lichtsignal produzierte Peak wird vom DRS4-Board an einen Computer weitergegeben und mit dem Programm `drs_exam.cpp` von Stefan Ritt ausgelesen, ein Beispielpeak ist in Abb. 2.8 dargestellt. Mit weitergehender Software in Python können dann als Messgrößen aus diesem Peak der Spannungs-Maximalwert und das Integral der Spannungskurve jeweils über dem Rauschmittel extrahiert werden. In der Auswertung zeigt sich, dass beide Messgrößen sich sehr ähnlich verhalten. Bei einer Messzeit von jeweils 600 s und einer Signalfrequenz von 45 Hz erhält man etwa 27.000 Ereignisse pro Messpunkt. Betrachtet man diese als Histogramm (vgl. Abb. 2.9), so kann man darüber eine Gaußkurve legen und bekommt zusätzlich zum arithmetischen Mittel noch ein Gaußmittel. Auch in diesem Fall sind beide Größen (Peakwert und Integralwert) sehr ähnlich.

Das Ergebnis der Messung der sphärischen Akzeptanz ist in Abb. 2.10-2.12 dargestellt. Zu sehen ist eine Draufsicht auf die Oberfläche des PMT, die in entsprechenden Schritten abgerastert wurde. Die Farbskala gibt die relative Signalhöhe nach der Kalibrierung wider, wobei die erste Messung (äußerer rechter Halbring) als Kalibrationsbasis genommen wird. Nach Messung der rechten Seite wird festgestellt, dass bei Messung des jeweils entsprechenden linken Halbrings der Messwert am Überlappungspunkt (Messpunkte auf der Senkrechten durch den Mittelpunkt) deutlich

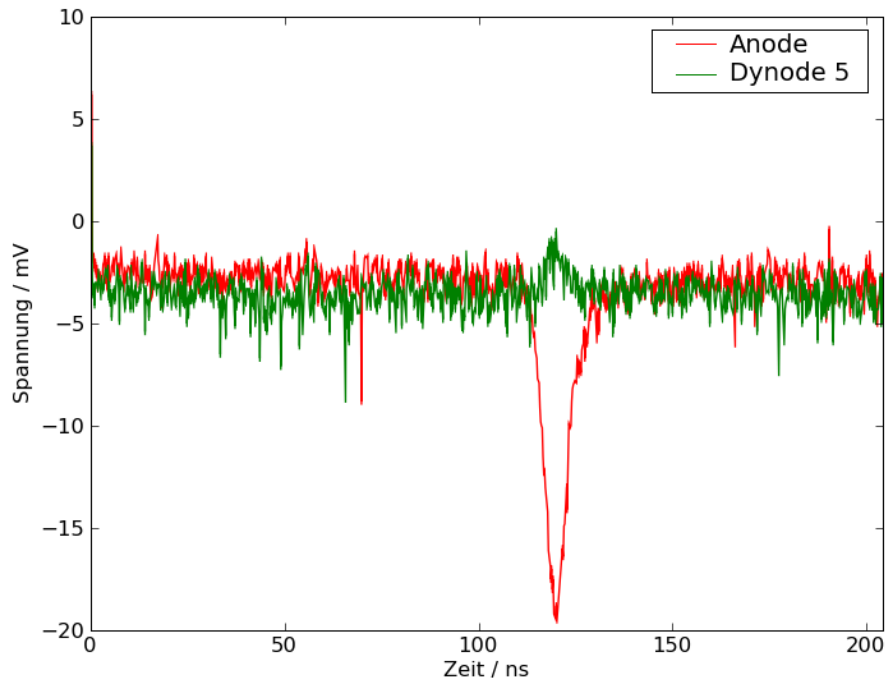


Abbildung 2.8: Messsignal des PMT: einzelner Peak am Messpunkt r7_0 (äußerer rechter Ring, Mitte)

vom vorherigen Messwert abweicht, und zwar immer nach unten. Da die Referenz-LED im Vergleich konstante Werte liefert, muss die Mess-LED im Verlauf der Messung offenbar schwächer geworden sein, was sehr wahrscheinlich durch einen stark beschleunigten Alterungsprozess der LED zu erklären ist, da diese permanent unter Spannung im Plateaubereich steht. Dieser Spannung ist auch die Referenz-LED ausgesetzt, jedoch vergleichsweise kürzer. Die Überlappungspunkte der Messungen der rechten und linken Seite werden daher als zusätzliche Kalibration genutzt, wodurch wenigstens die Werte innerhalb der einzelnen Ringe vergleichbar bleiben.

Nichtsdestoweniger stehen wegen dieser Leistungsabnahme die Messwerte der unterschiedlichen Ringe nicht in einem berechenbaren Verhältnis zueinander und sind daher fehlerhaft. Man kann jedoch feststellen, dass entsprechend der Erwartungen der Gain außen geringer ist als im Zentralbereich der Kathode, da das Signal im Laufe der Messung der rechten Seite größer wird, was eben konträr zur Leistungsabnahme ist. Insbesondere der massive Abfall des Gain im äußeren linken Halbring kann nicht in dem Ausmaß mit einer geringeren LED-Leuchtkraft erklärt werden. Da die Messung eines einzelnen Halbrings im Vergleich mit der Zeitspanne der Alterung

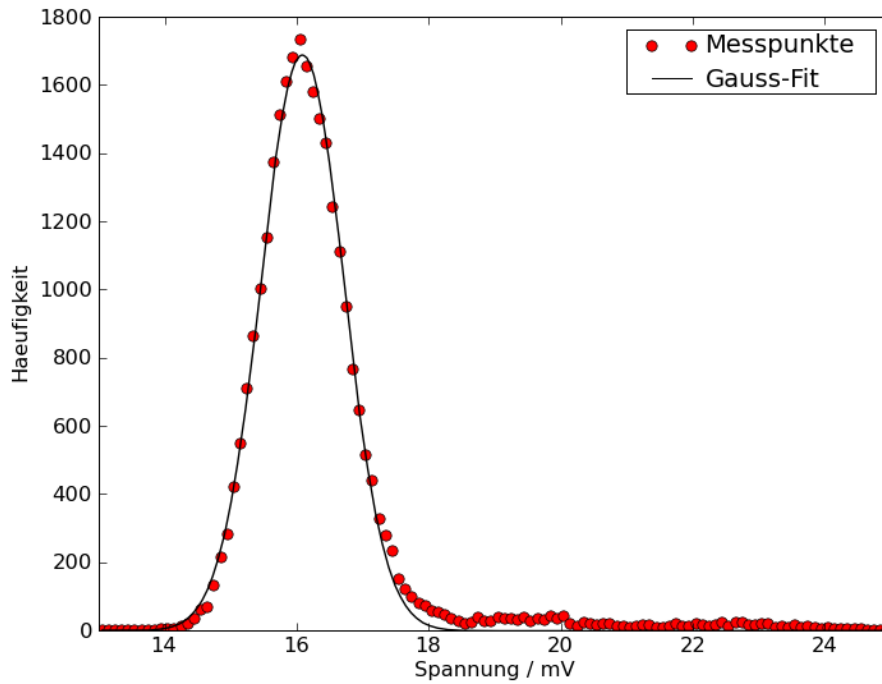


Abbildung 2.9: Histogramm der Häufigkeiten der Peakmittelwerte im Messpunkt r7_0 (äußerer rechter Ring, Mitte)

zudem relativ kurz ist, sind auch die gemessenen Variationen des Azimuthalwinkels korrekt. Dabei kann man auf der rechten Seite sogar die abschwächende Wirkung der Metallfinger auf der Oberfläche des PMT (jeweils im 30° -Abstand) erkennen. Verglichen wird diese Messung mit einer vorhergehenden desselben PMT in der Arbeit von Rayk Nachtigall [Nac11], die in Abb. 2.13 zu sehen ist. Die Beobachtungen aus dieser Arbeit zur Inhomogenität des Gains bezüglich der PMT-Oberfläche können damit bestätigt und präzisiert werden.

Die Unterschiede über den Zenitwinkel sollen mit einer genaueren Messung unter Verwendung eines Lichtwellenleiters (LWL) und ggf. von Laserlicht nochmal vermessen werden, die sich zur Zeit in der Entwicklung befinden (s.u.).

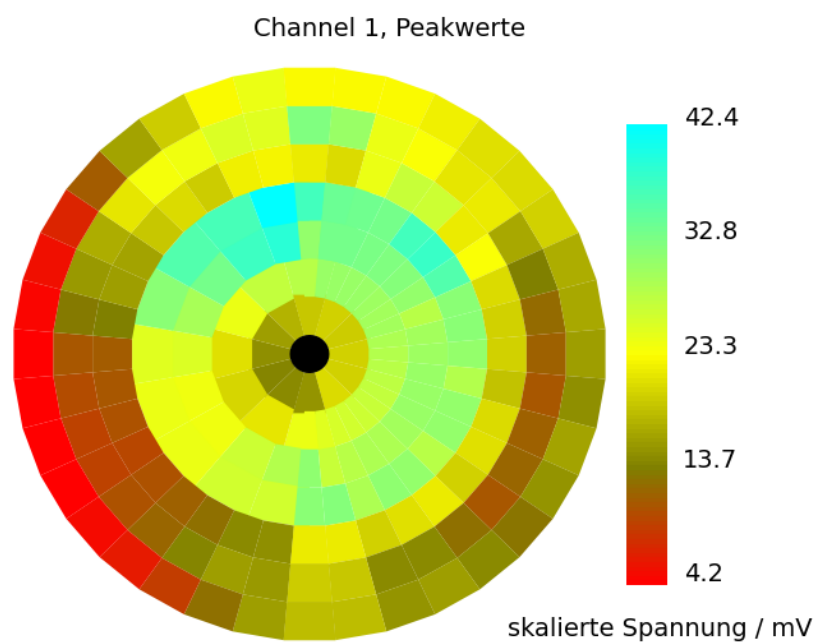


Abbildung 2.10: Ergebnis der Messung der sphärischen Akzeptanz: Anodensignal, gaußgemittelte Peakwerte.

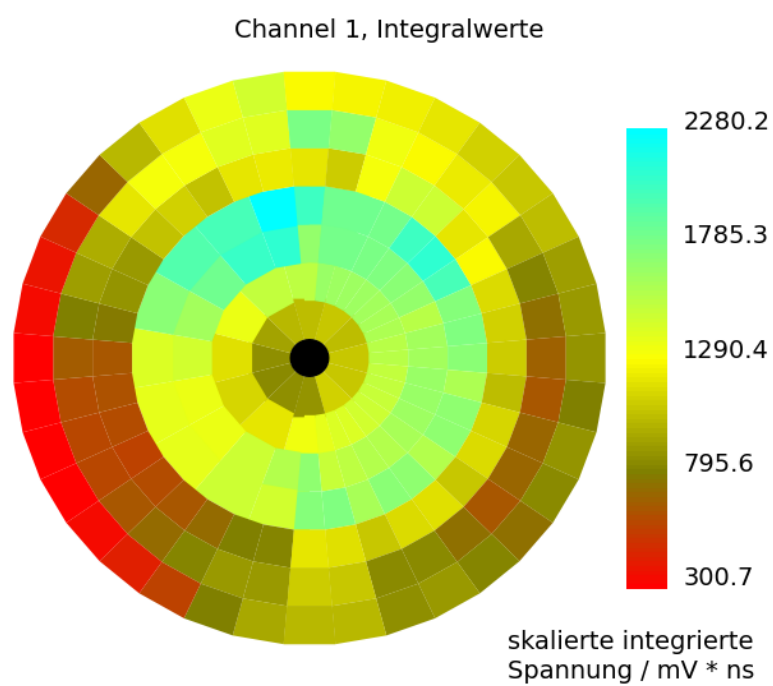


Abbildung 2.11: Ergebnis der Messung der sphärischen Akzeptanz: Anodensignal, gaußgemittelte Integralwerte.

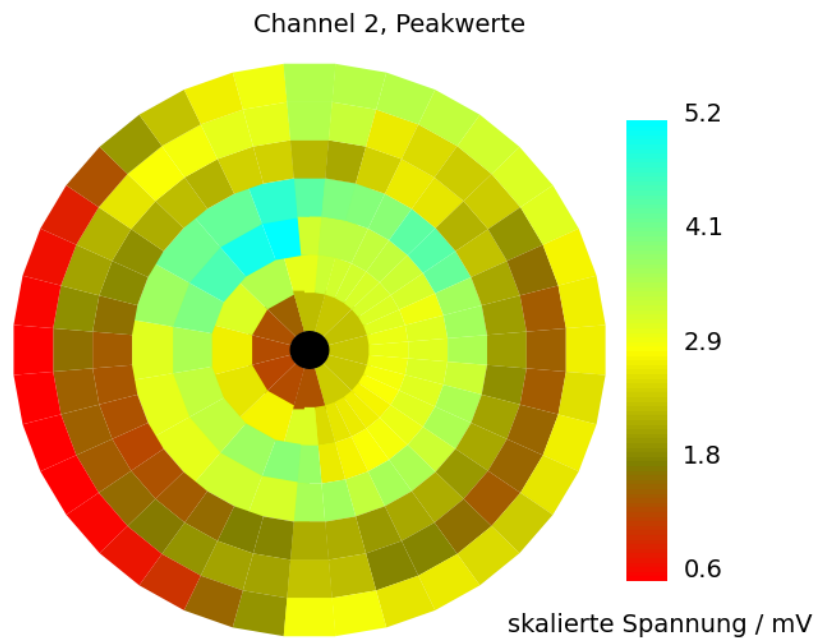


Abbildung 2.12: Ergebnis der Messung der sphärischen Akzeptanz: Dynodensignal, gaußgemittelte Peakwerte.

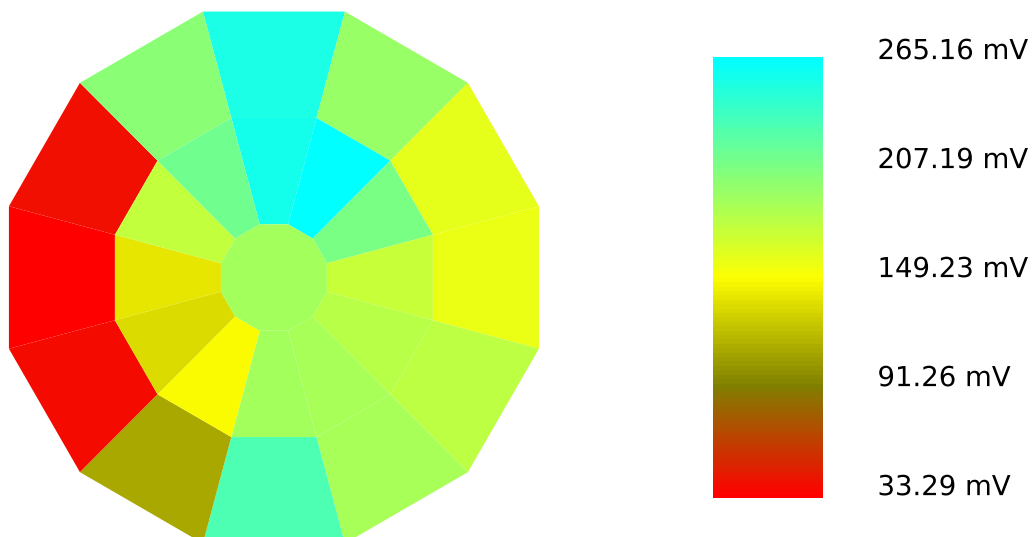


Abbildung 2.13: Ergebnis der Messung der sphärischen Akzeptanz aus der Arbeit [Nac11].

2.3 Spannungsverlauf

Sowohl der HP1 mit der neuen Basis (HamB) als auch der CAEN N1470 sollen auf Funktionstüchtigkeit geprüft werden, weshalb mit ihnen eine grundlegende Messreihe durchgeführt wird. Nacheinander werden die Kanäle 0 bis 3 des HV-Generators über die HamB an den HP1 angeschlossen. Da die Box über eine SHV-Buchse verfügt, ist keine Unterbrechung notwendig, und der Versuch kann in kurzer Zeit durchgeführt werden. Pro Kanal wird die Hochspannung auf 1000 V, 1200 V und 1400 V eingestellt, darüber übersteigt das Signal die Möglichkeiten des DRS4 und Senkung des Eingangssignals erhöht das relative Rauschen, was das Ausgangssignal bei zu großer Spannung unkenntlich macht. Die Messdaten sind in Tab. 2.1 zusammengefasst. Aufgelistet sind die Peakspannung und der Integralwert unter dem Peak (jeweils über dem Rauschmittel) und die Standardabweichung, die man aus der gaußschen Näherung des Histogramms erhält. Zudem sind die Zahlen aller, d.h. vom DRS4-Board getriggerten Events enthalten, im Vergleich mit denen, die nach einem Software-Trigger (Integralwert mindestens halb so groß wie Durchschnitt) als "echte" Ereignisse angesehen werden können.

Kanal	\ U_{PMT}	1000 V	1200 V	1400 V
0	P	-64.44 ± 7.03	-208.1 ± 22.7	-368.9 ± 59.2
	I	-4184 ± 395	-11699 ± 1207	-18733 ± 2803
	E	5507 / 6049	4759 / 7119	2122 / 14006
1	P	-55.90 ± 6.61	-207.8 ± 22.2	-372.9 ± 60.3
	I	-3645 ± 363	-11689 ± 1169	-18761 ± 2728
	E	5531 / 6036	4773 / 7055	2273 / 13920
2	P	-51.17 ± 6.34	-200.1 ± 22.3	-365.1 ± 55.5
	I	-3347 ± 332	-11255 ± 1176	-18394 ± 2704
	E	5562 / 6054	4809 / 7066	2155 / 13813
3	P	-47.80 ± 6.04	-195.2 ± 22.1	-348.1 ± 55.8
	I	-3145 ± 331	-10976 ± 1164	-17631 ± 2510
	E	5533 / 6028	4871 / 7045	2257 / 13788

Tabelle 2.1: Ergebnisse der Messung des Spannungsverlaufs mit dem HP1.

P: Peakspannung / mV ; I: integrierte Spannung / mV·ns (jeweils gaußgemittelt und mit entsprechender Standardabweichung); E: Events (als echte Peaks identifizierte / getriggerte).

Die Daten entsprechen den Erwartungen: Mit steigender Versorgungsspannung nimmt die Verstärkung des PMT stark zu, was sich nicht nur an der Signalstärke, sondern

auch an der wachsenden Zahl falscher Triggerevents zeigt. In diesem Versuch zeigt sich am im Laufe der Messung kontinuierlich abnehmenden Absolutwert der Messungen bei jeweils gleicher Versorgungsspannung auch, dass der Gain direkt nach dem Start des PMT über die Zeit deutlich abnimmt, da die Messung ohne die oben angemerkte Wartezeit durchgeführt wird. Als Referenz wird dieses Verhalten für den HP1 explizit vermessen, dies ist in Abb. 2.14 dargestellt. Filtert man die Daten und fügt noch einen Fit hinzu (Abb. 2.15), so kann man mit diesem die Daten aus Tab. 2.1 relativieren und erhält Tab. 2.2. Im Filter werden zunächst alle Ereignisse weggeschnitten, die offenbar zum breiten Rauschband um $10^3 \text{mV}\cdot\text{ns}$ gehören, für die ersten 5000 Ereignisse (bis etwa 120 s) heißt das unterhalb von $10^4 \text{mV}\cdot\text{ns}$, für die folgenden unterhalb von $5 \cdot 10^3 \text{mV}\cdot\text{ns}$. Dann wird für jeden Datenpunkt aus den jeweils maximal 100 vorherigen Punkten der Mittelwert gebildet und der Datenpunkt nur zugelassen, wenn er innerhalb von $\pm 50\%$ um diesen Mittelwert liegt.

Der Fit für $t < 75\text{s}$ folgt der Gleichung

$$U_{int}(t) = 2,69 \cdot 10^4 \text{mV} \cdot \text{ns} \cdot 10^{-2,23 \cdot 10^{-3} \text{Hz} \cdot t}, \quad (2.1)$$

für $75\text{s} < t < 600\text{s}$ der Gleichung

$$U_{int}(t) = 2,10 \cdot 10^4 \text{mV} \cdot \text{ns} \cdot 10^{-7,48 \cdot 10^{-4} \text{Hz} \cdot t}. \quad (2.2)$$

Kanal	\ U _{PMT}	1000 V	1200 V	1400 V
0	P	-64.44 ± 7.03	-283.5 ± 30.9	-617 ± 99
	I	-4184 ± 395	-15936 ± 1644	-31373 ± 4694
1	P	-65.21 ± 7.71	-298.1 ± 31.8	-658 ± 106
	I	-4252 ± 423	-16766 ± 1677	-33086 ± 4811
2	P	-62.86 ± 7.79	-302.2 ± 33.7	-678 ± 103
	I	-4112 ± 408	-16999 ± 1776	-34158 ± 5021
3	P	-61.83 ± 7.81	-310.1 ± 35.1	-681 ± 109
	I	-4068 ± 428	-17457 ± 1851	-34477 ± 4908

Tabelle 2.2: Relativierte Ergebnisse der Messung des Spannungsverlaufs mit dem HP1.

P: Peakspannung / mV ; I: integrierte Spannung / mV·ns (jeweils gaußgemittelt und mit entsprechender Standardabweichung).

Da die Einzelmessungen jeweils 30 s lang sind (plus Umsteckzeit etc.), wird bei der Korrektur zwischen dem ersten und zweiten Wert Gl. 2.1 verwendet, für alle

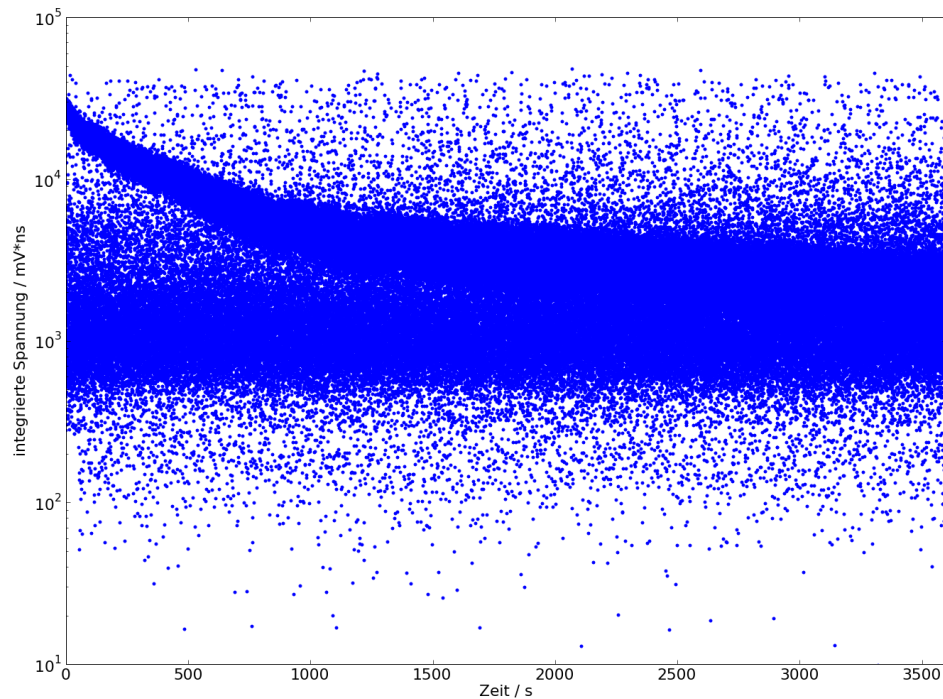


Abbildung 2.14: Messung der Zeitabhängigkeit des Antwortsignals des HP1 bei gleichbleibendem Eingangssignal.

weiteren Gl. 2.2. Man sieht, dass dieses Vorgehen für die ersten Messungen, bei 1000 V, sinnvoll erscheint, bei den weiteren bei höheren Spannungen die Gain-Abnahme jedoch überkompensiert. Dies liegt vermutlich am wiederholten Reset des PMT, der zu jeder Messung zum Wechseln des Kanals kurz von der Hochspannung getrennt wird, wodurch er auf der gedachten Kurve in Abb. 2.15 immer wieder nach links bzw. oben geschoben wird.

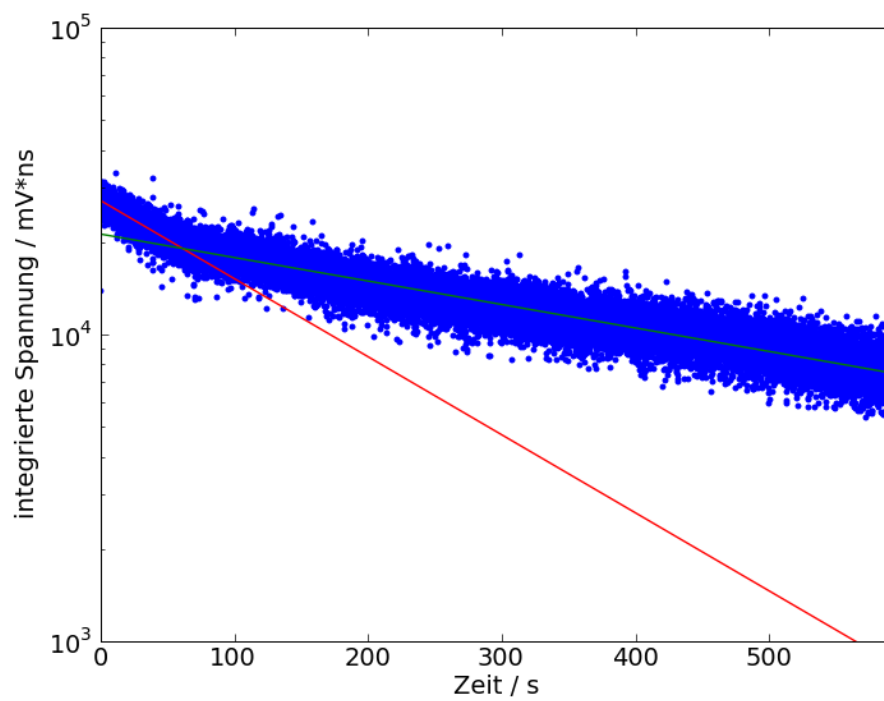


Abbildung 2.15: Daten aus Abb. 2.14 gefiltert und mit einem Fit versehen.

2.4 Weiterentwicklung

Bei der Messung der sphärischen Akzeptanz wurde die verwendete LED kontinuierlich schwächer, vermutlich aufgrund von Alterserscheinungen in Folge der zu hohen angelegten Spannung. Zudem ist unklar, wie die Abstrahlcharakteristik der LED ist und wie sie sich auf die Messung auswirkt. Da die LED im Bogen drehbar gelagert ist, ist nicht zuordbar, in welcher Orientierung sie jeweils auf den PMT zeigt. Daher könnte man eine beispielsweise mit einer CCD-Kamera gemessene Abstrahlcharakteristik nicht aus den PMT-Messdaten herausrechnen. Des Weiteren wird der Abstand des Bogens und somit der LED von der Photokathode mit wachsendem Zenitwinkel-Absolutwert kleiner, obwohl gerade dies durch die angepasste Form vermieden werden sollte. Außerdem ist die Form des Bogens nur auf den ETP angepasst und bei den Hamamatsu-PMTs ist die Entfernung der LED vom PMT noch deutlich stärker vom Zenitwinkel anhängig.

Zwei Möglichkeiten ergeben sich so zur Vermeidung von Fehlern aufgrund des Abstands und der Abstrahlcharakteristik: Zum Einen kann paralleles Licht verwendet werden, am einfachsten realisiert durch eine Laserdiode. Dies hätte jedoch den Nachteil, dass aufgrund der hohen Intensität Filter zur Abschwächung des Laserlichtes eingebaut werden müssten, was wegen des begrenzten Raums zwischen Bogen und PMT schwierig würde. Zum Anderen lässt sich die Abstandabhängigkeit vermeiden, indem die Lichtquelle direkt auf der Fotokathode platziert wird. Dies kann mit Hilfe eines Lichtwellenleiters (LWL) realisiert werden, der mittels einer Feder auf die Glasoberfläche gedrückt wird, eine Filzschicht vermeidet Beschädigungen. Die Halterung der Feder wird am Bogen angebracht. Der LWL kann dann (ggf. durch eine zusätzliche Bohrung) aus der Box herausgeführt werden, sodass sich die Lichtquelle außerhalb befinden kann. Dies ermöglicht einen Wechsel der Lichtquelle im laufenden Betrieb, oder auch die Verwendung von Laserlicht mit passendem Filtersystem.

Letzteres wurde in Auftrag gegeben und befindet sich derzeit noch in der Entwicklung.

Des Weiteren gibt es die Idee, statt eines Bogens mit Löchern und somit diskreten möglichen Zenitwinkeln einen Bogen zu verwenden, auf dem die Halterung des LWL in einem Schlitten fährt. Auf diese Weise wäre auch die Variation des Zenitwinkels von außerhalb und somit während des laufenden Betriebs möglich.

Kapitel 3

Detektorsimulationen

In diesem Kapitel werden die verwendeten und geschriebenen Programme erklärt, erzielte Ergebnisse dargelegt sowie physikalisch eingeordnet.

3.1 Verwendete Software, bisheriger Stand

Die entwickelte Software baut auf den Detektorsimulationen auf, die bisher für HiSCORE entwickelt wurden. Diese verwenden als Input Luftschauerdaten der Software CORSIKA [HKC⁺98] mit ihrer IACT-Erweiterung [Ber08], die den gesamten Luftschauer mit seinen Teilchenreaktionen simulieren und so das bei den Stationen ankommende Tscherenkovlicht berechnen. Mit `sim_score` [THH⁺10] wird der Detektor simuliert, der diese Informationen weiter zu einem Detektorsignal verarbeitet. Dabei müssen die geometrische Akzeptanz der Stationen, insbesondere die der Winston-Cones und die wellenlängenabhängige Akzeptanz der PMTs ebenso berücksichtigt werden wie die Abtastrate der Ausleseelektronik und die Hardware-Trigger. Man erhält einen Datensatz, der im besten Fall vergleichbar sein sollte mit den im späteren Experiment erhaltenen Daten. Aus diesen werden mit Hilfe der Software `reco_score` [HTH09] die Luftschauer rekonstruiert und, da man diese ja kennt, mit dem Original verglichen. Dies dient einerseits der Verbesserung der Rekonstruktion, aber auch um prinzipielle Unsicherheiten zu parametrisieren. So erhält man als Kenndaten des Detektors jeweils energieabhängig die effektive Fläche für verschiedene Akzeptanzschnitte, die Winkelauflösung, die Energieverschiebung und Parameter zur Unterscheidung von γ R und CR (gamma/hadron separation, GHS).

Man unterscheidet begrifflich zwischen instrumentierter Fläche, effektiver Fläche und Flächeneffizienz: Die instrumentierte Fläche A_{tot} ist der Bereich, der von den

Detektorstationen insgesamt abgedeckt wird, für das HiSCORE Engineering Array also $1\text{km}^2 = 1\text{km} \cdot 1\text{km}$. Dies ist ein (im Gegensatz zu den anderen beiden) energieunabhängig fixer Wert; die instrumentierte Fläche wird auch die „nominelle“ oder auch nur „Fläche“ genannt. Die Flächeneffizienz bezeichnet die Wahrscheinlichkeit, einen Schauer einer bestimmten Energie zu detektieren. „Detektieren“ ist dabei ein offener Begriff und man hat für verschiedene Trigger- und Rekonstruktionsebenen verschieden große Flächeneffizienzen. Für ausreichend hohe Energien deckt der Schauer immer genug Stationen ab, sodass praktisch jeder simulierte Schauer detektiert wird. Die Flächeneffizienz ϵ_{area} ist der Quotient aus effektiver und instrumentierter Fläche und hat typischerweise einen Wert zwischen 0 und 1. Die effektive Fläche A_{eff} ist dann das Produkt aus Fläche und Flächeneffizienz:

$$A_{eff} = \epsilon_{area} \cdot A_{tot} \quad (3.1)$$

Es gibt dabei verschiedene Akzeptanzschnitte, so kann man etwa testen, ob der Schauer überhaupt energiereich genug ist, um eine einzelne Station zu triggern, was für die meisten Schauer ab etwa 25 TeV gilt. Für eine Rekonstruktion der Richtung benötigt man jedoch mindestens 3 getriggerte Stationen, man schneidet also Ereignisse weg, die in weniger als 3 Stationen gleichzeitig auftraten. Da hochenergetische Schauer, die knapp außerhalb der geometrischen nominellen Fläche des Detektors niedergehen, ebenfalls noch einige Stationen triggern können, liegt aufgrund dieser Randeffekte die Flächeneffizienz bei diesen Schnitten, die nur ein Triggern der Stationen erfordern, bei 100 TeV und aufwärts schon deutlich über 1. Der nächste folgende Schnitt (Cut B) behandelt dann die Rekonstruktion der Schauerparameter, also des Kernorts, der Richtung und der Energie. Da hier die meisten Ereignisse mit Kernort außerhalb des Arrays herausfallen, sinkt die Flächeneffizienz für hohe Energien auf etwa 1. Mit Hilfe der Parameter der simulierten Signale an den Stationen, wie etwa der Signalansteigezeit (signal rise time), oder der rekonstruierten Eindringtiefe des Schauers kann man versuchen, statistisch γ Rs und CRs zu trennen. Bei diesem Gamma-Hadron-Schnitt (Cut C) wird etwa ein Drittel der γ Rs fälschlich ausgemustert, die Zahl der Hadronen jedoch noch stärker reduziert, etwa um über Hälfte bei Protonen, bis hin zu 90% bei Eisenkernen, vgl. Abb. 3.1.

Neben der Flächeneffizienz wird auch die Winkelauflösung für spätere Simulationen benötigt. Auch dabei wird zwischen den echten Werten des Primärteilchens in der Monte-Carlos-Simulation (MC-Werte) und den rekonstruierten verglichen: Für eine gegebene MC-Energie wird die Abweichung der rekonstruierten von der MC-

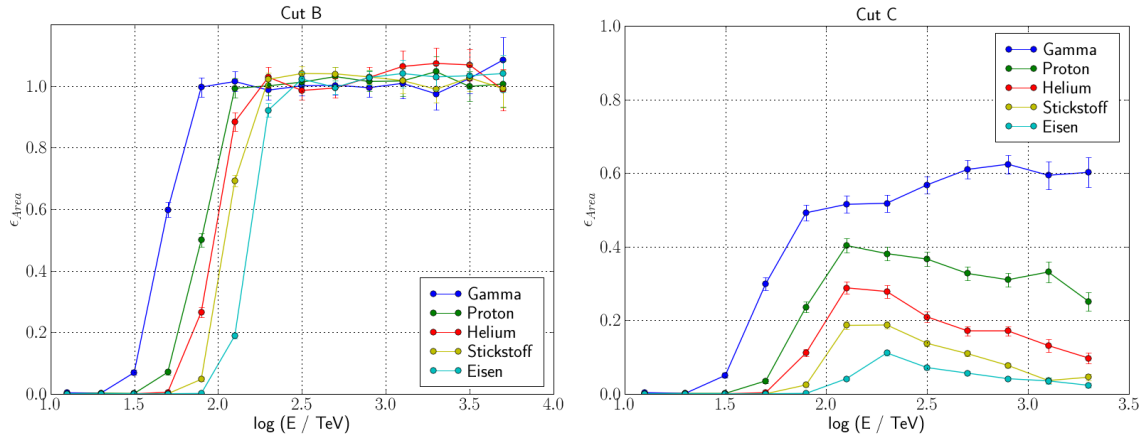


Abbildung 3.1: Flächeneffektivitäten von HiSCORE, berechnet mit `reco_score`, vgl. [Ham12] S. 143. Links für Rekonstruktionsschnitt, rechts mit Gamma-Hadron-Separation.

Einfallsrichtung des Schauer als Histogramm aufgetragen und die 1-sigma-Umgebung bestimmt, die dann die Winkelauflösung bei dieser Energie ist. Das bedeutet, dass 68% aller rekonstruierten Richtungen innerhalb der Winkelauflösung mit den MC-Richtungen übereinstimmen. Es gibt auch eine Winkelauflösung für eine 90%- und eine 95%- (2-sigma) Umgebung, die aber für die hier vorgestellten Simulationen keine Rolle spielen. Die Auflösung ist dabei natürlich abhängig von der relativen Messzeit-Ungeauigkeit (Jitter) der beteiligten Stationen, sie wurde für eine perfekte Zeitsynchronisation (0 ns) sowie für 1 ns und 2 ns jitter berechnet, s. Abb. 3.2.

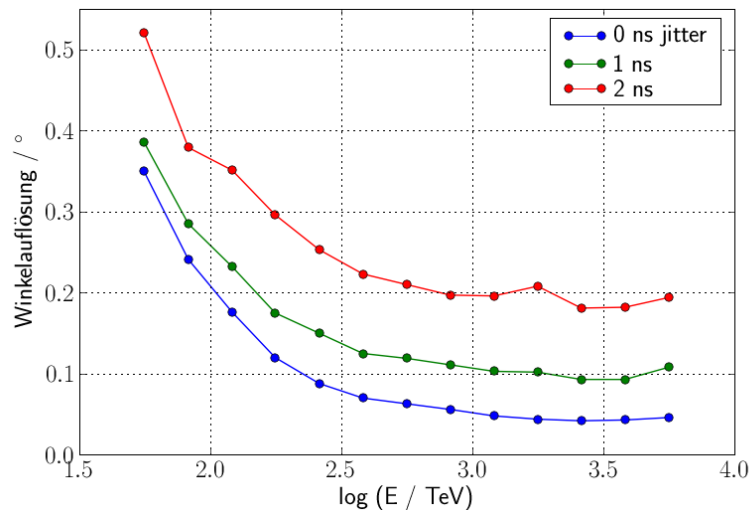


Abbildung 3.2: Winkelauflösung von HiSCORE, berechnet mit `reco_score`, vgl. [Ham12] S. 112. Unterhalb von 50 TeV wird die Winkelauflösung drastisch schlechter und schnell größer als 2° .

Der dritte wichtige Parametersatz ist die Energieantwortfunktion (energy response function, ERF). Sie gibt histogrammiert an, um wie viel die rekonstruierte Energie eines Ereignisses von der echten Energie abweicht. Zu Details zum Datenformat und der Verarbeitung dieser Information siehe unten, eine Darstellung der ERF ist in Abb. 3.3 gegeben.

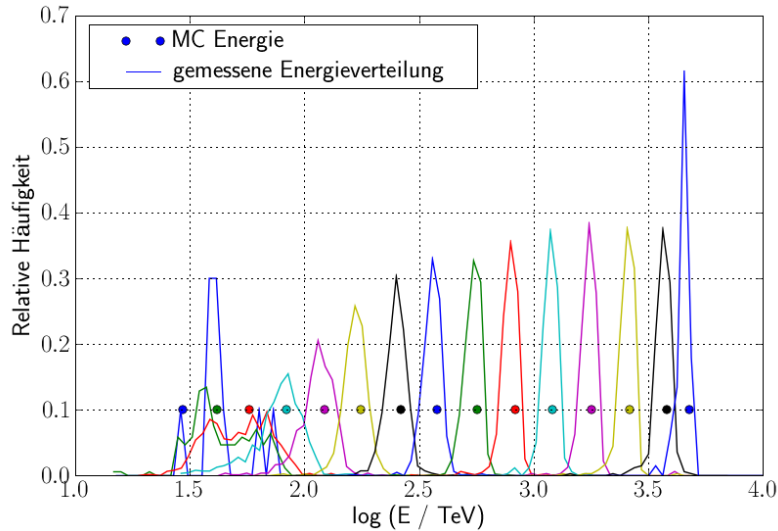


Abbildung 3.3: Energieantwortfunktion (ERF) von HiSCORE, berechnet mit reco_score.

Die in der vorliegenden Arbeit entwickelte Software nimmt nun diese Kenndaten und simuliert daraus das von HiSCORE gesehene Spektrum einer gegebenen Quelle. Eine volle Simulation mit CORSIKA und sim_score wäre zwar präziser, aber erheblich zeitaufwändiger. Dagegen lassen sich unter Verwendung der gefilterten Parameter effektive Spektren einzelner Quellen in weniger als einer Sekunde bis maximal einige Hundert Sekunden (hauptsächlich abhängig von simulierter Fläche und Messzeit) berechnen.

3.2 Simulationen zu Event Raten

In diesem Kapitel sollen nun der Aufbau und die Funktionsprinzipien der entwickelten Programme dargelegt werden.

3.2.1 Spektrenmultiplikation

Eine erste Annäherung an Event Raten besteht darin, das Spektrum einer Beispielquelle zu nehmen und dieses mit der Flächeneffizienz von HiSCORE zu multiplizieren. Dies ist das einfachste Grundprinzip und wird auch später bei gleichzeitig aktiven spektralen Eigenschaften angewandt, in Abb. 3.4 wird es grafisch veranschaulicht. Auf dieser Basis kann man zunächst einige einfache Berechnungen zu erwarteten Ereignissen anstellen, diese sind in Abb. 3.5 wiedergegeben:

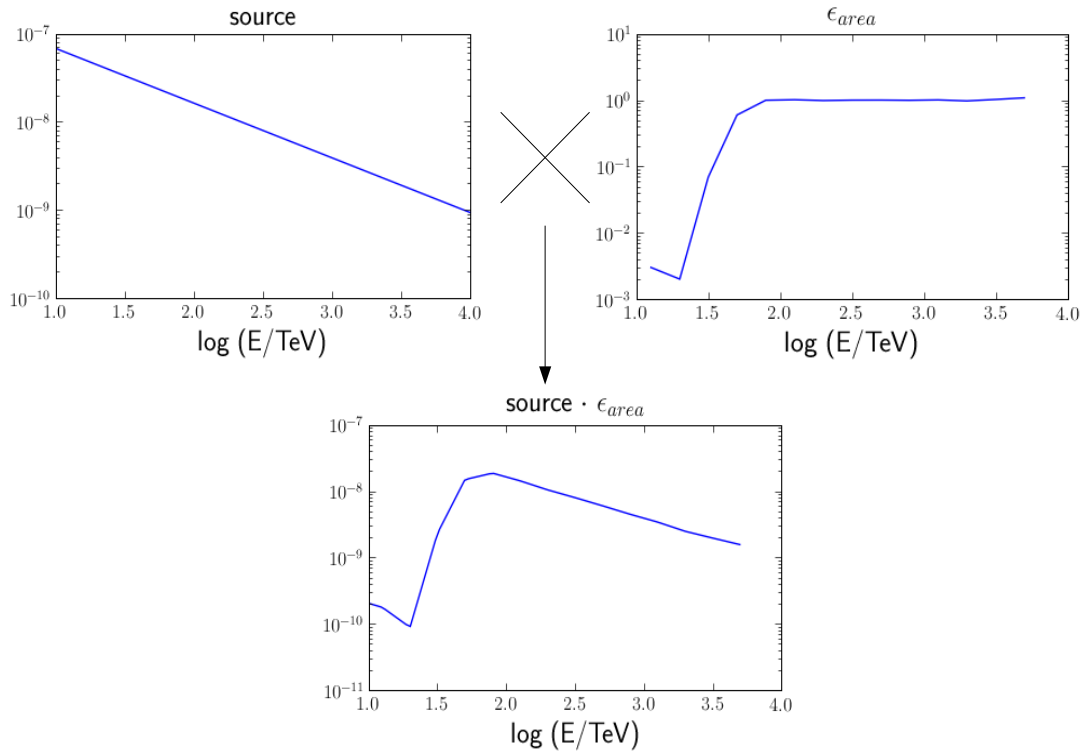


Abbildung 3.4: Schema der Funktionsweise der Spektrenmultiplikation

Das differentiellen Quellspektrum ('Datenpunkte'; hier wurden HESS-Daten von J1708-410 verwendet) wird mit einem Potenzgesetz gefittet ('Datenfit') und in den gewünschten Energiebereich hinein extrapoliert und die Flächeneffizienz (' ϵ_{area} ') wird interpoliert (' ϵ_{area} Interpolation'). Die beiden dann stetigen Größen werden multipliziert, woraus man die differentielle Beobachtungsrate des Detektors (' $\epsilon_{area} \cdot \text{Datenfit}$ ') erhält. Diese kann nun integriert werden, entweder bin-weise ('Integral (bins)'), sodass man dann nicht mehr Teilchen pro TeV, sondern Teilchen pro logarithmischem bin hat, oder bis unendlich ('Integral (inf)'; in der Abb. 3.5 aus numerischen Gründen bis $10^{3,8}$ TeV, daher nähert sich die Kurve der 'integral (bins)'

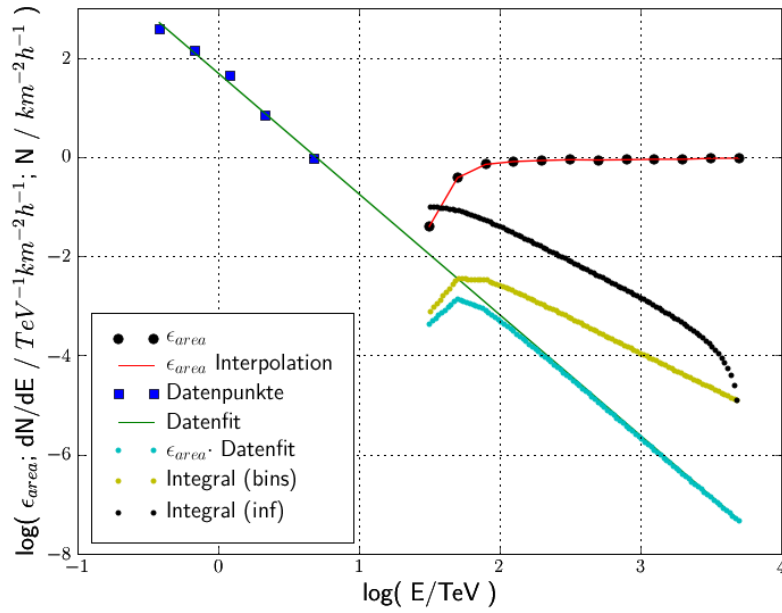


Abbildung 3.5: Ergebnisse der Spektrenmultiplikation

Kurve an), um anzuzeigen, wie viele Ereignisse man oberhalb der entsprechenden Energie erwartet.

Der nächste Schritt ist die Einbindung der Energy Response Function (ERF). Diese liegt gerade nicht als Spektrum vor, sondern als energieabhängige Verteilungsfunktion der Energieverschiebung. Die wahre Energie der GRs ist dabei histogrammiert, eingeteilt in *globale* Energie-bins. Für jedes dieser globalen bins gibt es nun eine eigene Verteilungsfunktion, die abhängig von der Energie die Häufigkeit angibt, dass die wahre Energie um diesen Energiewert verschoben detektiert wird. Da die Verteilungsfunktion nicht kontinuierlich, sondern wieder als Histogramm gegeben ist, ist sie eingeteilt in *lokale* Energie-bins. Zur Anwendung auf das obige Ereignisspektrum histogrammiert man dieses zunächst gemäß der in der ERF gegebenen globalen bins. Dann wird bin-weise integriert, um die Ereignisse pro bin (N_i) zu erhalten. Nun verteilt man die Ereignisse in einem globalen bin mit der für dieses bin gültigen ERF (P_i) auf die Ziel-bins. Die Gesamtzahl der Ereignisse in einem Ziel-bin (N_j) ist dann die Summe der aus allen globalen bins in dieses Ziel-bin verteilten Ereignisse, vgl. Abb. 3.6, kurz:

$$N_j = \sum_i N_i \cdot \int_{bin_j} P_i(E) dE \quad (3.2)$$

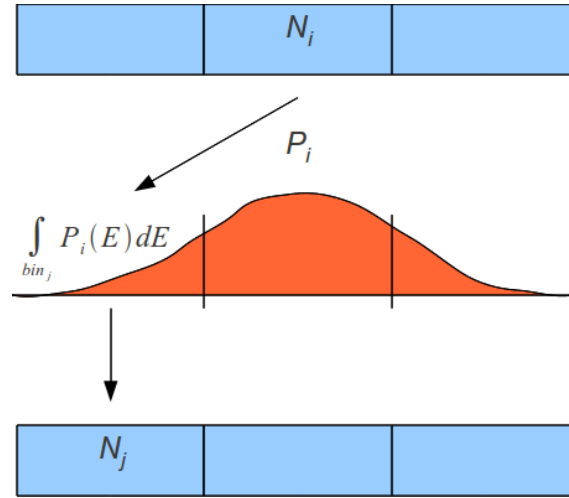


Abbildung 3.6: Schema der Funktionsweise der Energy Response Function

In den Abb. 3.7 und 3.8 ist die Wirkung der ERF veranschaulicht: Auf ein Spektrum angewandt, das einem unendlich langen Potenzgesetz entspricht, verändert sich nichts, wie im mittleren Teil von Abb. 3.7 zu sehen ist. Im oberen und unteren ist das Ausgangsspektrum abgeschnitten - unterhalb von $10^{1.7}$ TeV und oberhalb von $10^{3.7}$ TeV wurden keine Ereignisse simuliert. Dadurch werden die Ereignisse, die bei 10^2 TeV einen scharfen Peak bilden, ausgeschmiert und bins unterhalb dieser Energie werden befüllt, man sagt, die Ereignisse lecken zu niedrigen Energien heraus. Dieser Effekt tritt bei einem Simulationsschnitt immer auf und auch beim schnellen Anstieg der Flächeneffizienz zwischen 10 und 100 TeV, daher muss man sehr vorsichtig bei der Interpretation der niedrigen Energien sein. In Abb. 3.8 sieht man den Effekt eines Cut-Offs im Spektrum (in diesem Fall ein exponentieller Cut-Off bei 100 TeV), mathematisch also einer Abnahme der Steigung in doppelt-logarithmischer Darstellung: In die bins hoher Energie werden mehr Ereignisse verteilt, als von dort kommen, da sie überproportional gering besetzt sind - die Ereignisse lecken zu den hohen Energien.

Aus diesen Arbeitsschritten lassen sich nun erste Event Raten simulieren. In Abb. 3.9 sind die erwarteten γ -Ereignisse für den Krebsnebel (Crab, Spektrum: $2,83 \cdot 10^{-7} \cdot (\frac{E}{\text{TeV}})^{-2,62} \text{TeV}^{-1} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$, aus [A⁺04a]) für verschiedene Detektorgrößen (1km^2 / 10km^2 / 100km^2) und Zeitspannen (pro Sekunde / in 200h, was etwa einem Jahr Beobachtungszeit für eine durchschnittliche Quelle bedeutet) zusammen mit der verwendeten Flächeneffektivität dargestellt. Die Werte geben die im Mittel erwarteten Ereignisse im jeweiligen Energiebin wieder, ihre Summe also die Gesamtzahl an

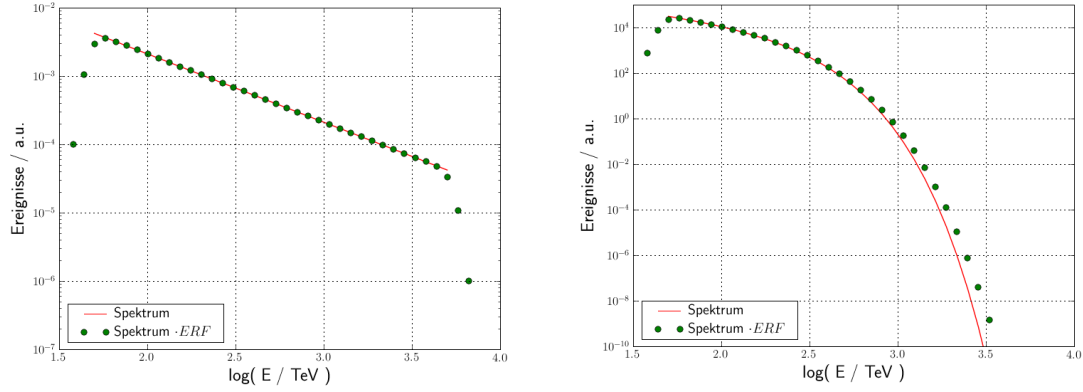


Abbildung 3.7: Wirkung der ERF auf ein Spektrum gemäß eines linearen Potenzgesetzes
 Abbildung 3.8: Wirkung der ERF auf ein Spektrum gemäß eines Potenzgesetzes mit exponentiellem Cutoff

Ereignissen.

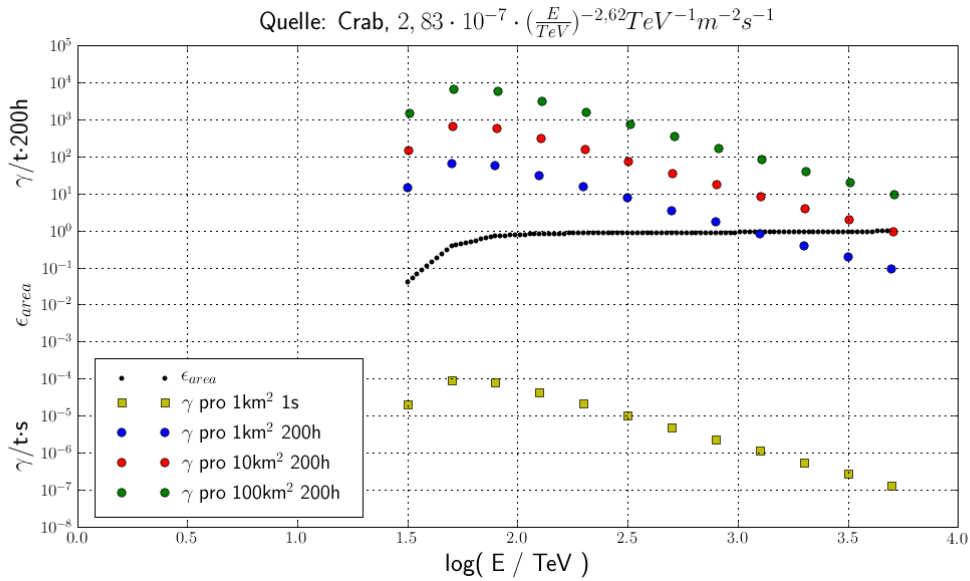


Abbildung 3.9: Im Mittel erwartete Ereignisse vom Krebsnebel für verschiedene Detektorgrößen

Am Himmel sieht man jedoch nicht nur die gesuchten Gammaereignisse, sondern eine hohe Zahl an Hintergrundereignisse, hauptsächlich CRs. Diese lassen sich in der Rekonstruktion nur schlecht von γ Rs trennen, daher benötigt man eine große Exposition, um ein signifikantes Signal zu detektieren. Die CRs, oder auch 'Hadronen', werden ebenfalls simuliert, als Grundlage dient das von Hörandel in [Hö03]

berechnete Spektrum. Sie werden dabei nach ihrer Ordnungszahl Z in vier Gruppen eingeteilt, Wasserstoff/Protonen (H) mit $Z=[1]$, Helium (He) mit $Z=[2;3]$, Stickstoff (N) mit $Z=[4;14]$ und Eisen (Fe) für alle restlichen Elemente, $Z=[15;92]$. Das Hadronnspektrum, sowie als Vergleich das Krebsnebelspektrum (aus [A⁺04a]) sind in Abb. 3.10 dargestellt. Da die CRs isotrop auf die Erde treffen, ist ihr Fluss abhängig vom Raumwinkel des Beobachtungsfensters. Für HiSCORE wird für höhere Energien eine Winkelauflösung von etwa $0,1^\circ$ erreicht, daher wurde dieser Wert hier für das Beobachtungsfenster der Hadronen verwendet.

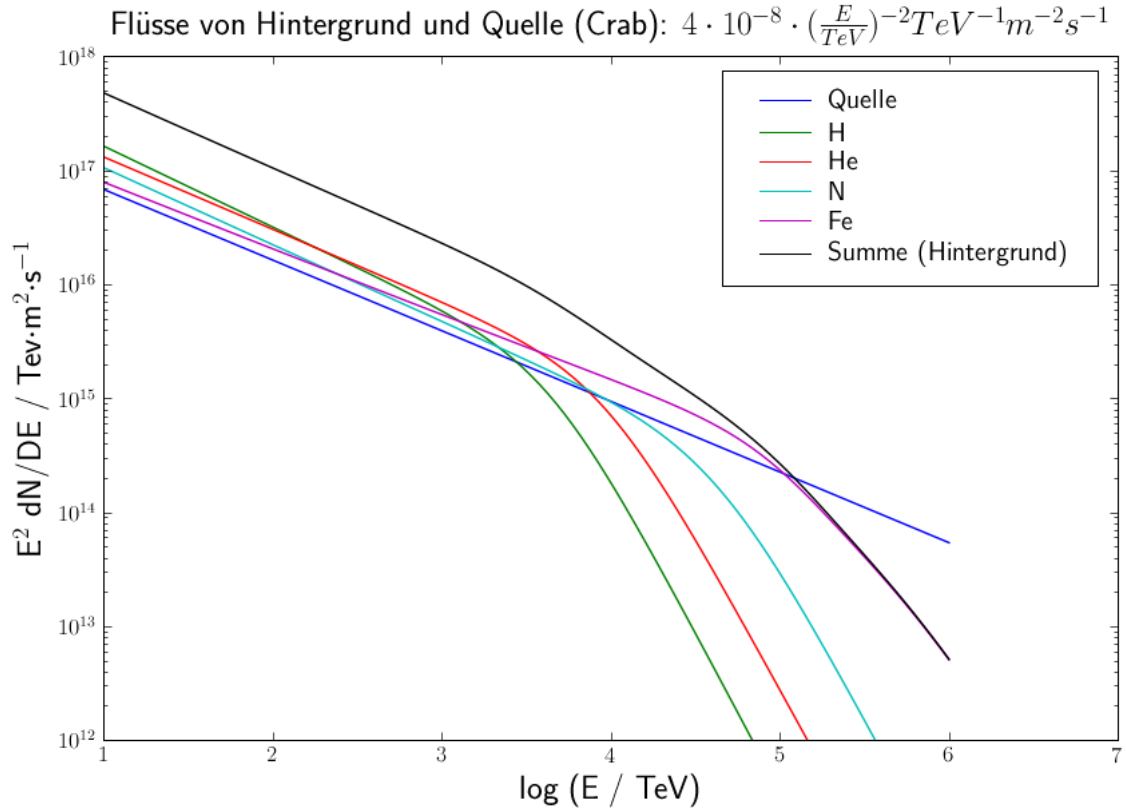


Abbildung 3.10: Erwartete Hintergrundereignisse im Raumwinkel $0,1^\circ$ im Vergleich mit dem Krebsnebelspektrum aus [A⁺04a]

3.2.2 Ereignislisten

Bei den bisherigen Rechnungen wurden einige Aspekte außen vor gelassen: Es kommen nie mittlere Anzahlen Teilchen auf die Erde, sondern um den Mittelwert Poisson-verteilte. Die Winkelauflösung ändert sich mit der Energie. Zudem bleibt die Frage, ob eine Quelle nun tatsächlich mit einer Signifikanz von 5σ detektiert wird. Dies soll in einem zweiten großen Schritt zusammen mit den Ereignislisten (event lists) einge-

führt werden. Die Idee der Ereignislisten ist, nicht mit Spektren zu arbeiten, sondern sich Listen aus einzelnen Teilchen zu erzeugen, wobei jeder Eintrag gerade der Energiewert eines Teilchens ist. Dazu werden zunächst gemäß dem Spektrum zufällig verteilte Energien erzeugt, ihre Gesamtzahl ergibt sich aus dem poissonverteilten Integral des Spektrums. Die erste Liste gibt also die wahre Energie der Teilchen wieder (true event list / tel). Im Rahmen dieser Arbeit wurde aus dem bekannten Fundus der TeV-Quellen (vgl. [WH12]) eine Liste von Beispielquellen zusammengestellt. Die entsprechenden Paper geben für die Quellen jeweils das Spektrum oder den Spektralindex zusammen mit einer Flussnormierung an, aus der das Spektrum berechnet werden kann. Dieses geht jeweils entsprechend des Detektionsbereichs bis zu einigen TeV und wird für die Extrapolation wahlweise als gleichbleibend angesehen oder (sofern nicht ohnehin vorhanden) mit einem exponentiellen Cutoff versehen, also mit einem Faktor $\exp(\frac{E}{E_C})$ oder $\exp(\sqrt{\frac{E}{E_C}})$, wobei E_C die Cutoff-Energie ist. Diese liegt typischerweise im Bereich einiger bis einiger hundert TeV.

Für jedes Teilchen wird nun gemäß des Flächeneffektivitätswertes ausgewürfelt, ob es detektiert wird; was übrig bleibt, bildet die Ereignisliste nach Flächen (Flächen event list, früher fälschlich: folded event list / fel). Dann wird jedes verbleibende Teilchen um eine entsprechend der für seine Energie geltenden ERF ausgewürfelte Energie verschoben, daraus erhält man die Liste der gemessenen Energien der Ereignisse (measured event list / mel). Zur tel kommt ggf. die Absorption hinzu: Bei Galaktischen Quellen kann eine Absorption berechnet werden, um die das Quellspektrum reduziert ist. Da die Absorption erst im TeV-Bereich effektiv wird, unterliegen die bisher von anderen Experimenten im GeV-Bereich gemessenen Daten nicht der Absorption und können als praktisch unabsorbiert gelten, sodass das jeweilige Absorptionsspektrum einfach auf das extrapolierte Spektrum angerechnet werden kann. Die in dieser Arbeit verwendeten Absorptionsspektren wurden von Andreas Maurer im Rahmen seiner Doktorarbeit berechnet, vgl. [MBRH]. Da die Absorption wieder als Spektrum vorliegt, kann es mit dem Quellspektrum multipliziert werden, um damit die tel zu berechnen.

Interessant ist nun der Vergleich mit den CRs: Aus der Kombination von Quellereignissen und Hintergrund ergibt sich ein Gesamtspektrum aus einer bestimmten Richtung, das dann mit dem bloßen Hintergrund verglichen wird. Dazu wird eine Quellregion der Größe Ω_{ON} , die sog. ON-Region bestimmt und eine Vergleichsregion der Größe Ω_{OFF} , die sog. OFF-Region, die keine Quelle enthält. Der Quotient aus beiden

Raumwinkeln wird mit α bezeichnet:

$$\alpha = \Omega_{ON} / \Omega_{OFF}. \quad (3.3)$$

Ω_{ON} ist dabei abhängig von der Winkelauflösung, um eine gleichbleibende Zahl an Quellereignissen zu erzielen. Zur Vereinfachung wird im Programm die ON-Region mit der Größe der 1-sigma-Winkelauflösung angenommen, oder (im Falle einer ausgedehnten Quelle) mit der tatsächlichen Größe der Quelle, je nach dem, was größer ist. Auf diese Weise sieht man bei einer Punktquelle immer 68% der erwarteten Ereignisse der Quelle sowie eine Menge an Hintergrundereignissen, die der 1-sigma-Winkelauflösung entspricht. Bei ausgedehnten Quellen gilt dies, solange die Winkelauflösung größer als die Quelle ist, andernfalls wird (vereinfachend) angenommen, dass man praktisch alle Ereignisse der Quelle sieht und einen Hintergrund entsprechend der Quellausdehnung. Dieser Faktor 100% für die γ Rs ist für hohe Energien und große Quellen eine gute Näherung, aber allgemein nicht korrekt, und lässt sich noch verbessern.

Ω_{OFF} bezeichnet die Größe einer frei wählbaren, jedoch notwendigerweise quelfreien Region, die gleichzeitig mit der Quelle beobachtet wird. Da in dieser OFF-Region der Hintergrundfluss abgeschätzt wird, der (pro Raumwinkel) als gleich mit dem Hintergrund in der Quellregion angenommen wird, sollte sie möglichst groß sein, um den statistischen Fehler zu verringern. Bei vielen IACT-Experimenten wird als OFF-Region der Ring gewählt, den eine 360° um das Kamera- / Beobachtungsfensterzentrum gedrehte ON-Region aufspannt (natürlich ohne die ON-Region selbst), da so eine radiale Abhängigkeit der Kameraakzeptanz ignoriert werden kann und eine azimuthale Akzeptanzabhängigkeit meist gering ist. Wie in Kap. 2 gezeigt, ist die sphärische Akzeptanz bei den HiSCORE-PMTs deutlich variabel, und zwar sowohl von der radialen, als auch von der azimuthalen Komponente. Dies kann durch eine präzise Vermessung der PMTs mit Kalibration der Messdaten oder auch statistisch durch eine randomisierte Aufstellung der PMTs ausgeglichen werden, muss jedoch bei der Wahl der Vergleichsregion berücksichtigt werden.

Bei einer bestimmten Messung erhält man so in der ON-Region eine Anzahl an Ereignissen N_{ON} , die sich aus Quelle N_γ und Hintergrund $N_{Had,ON}$ zusammensetzt, sowie in der OFF-Region eine Anzahl $N_{Had,OFF}$, die nur Hintergrund ist. Die Anzahl an Quellereignissen über dem Hintergrund, also der Exzess N_{Ex} ist dann:

$$N_{Ex} = N_\gamma + N_{Had,ON} - \alpha \cdot N_{Had,OFF}. \quad (3.4)$$

Da die Ereigniszahlen pro Zeit als poissonverteilt angenommen werden können, gehen die jeweiligen Fehler ΔN mit der Wurzel der Anzahl. Durch Fehlerfortpflanzung erhält man:

$$\begin{aligned}\Delta^2 N_{Ex} &= \Delta^2 N_\gamma + \Delta^2 N_{Had,ON} + \alpha^2 \cdot \Delta^2 N_{Had,Off} \\ &= N_\gamma + N_{Had,ON} + \alpha^2 \cdot N_{Had,OFF}.\end{aligned}\tag{3.5}$$

Für den spektral aufgelösten Exzess lassen sich dann nach [LM83] (Gl. 17) ein Signifikanzspektrum sowie eine Gesamtsignifikanz berechnen, mit der die Quelle über dem Hintergrund zu sehen ist.

3.3 Aufbau der Software

Es folgt eine Auflistung und Beschreibung der wesentlichen Komponenten und Programme der erstellten Software.

Die ersten Spektrenmultiplikationen wurden mit dem Modul Teilchenzahl angefertigt, das sich bereits in die zwei Teile Teilchenzahl_M.py ('Meta') und Teilchenzahl_c.py ('callable'/'aufrufbar') unterteilt. In Teilchenzahl_M.py wählt man die gewünschten Parameter, in dem Fall spezifische Quellen aus einer Datenbank sowie Berechnungsoptionen aus und ruft damit die .main()-Routine des zuvor importierten Teilchenzahl_c auf.

Für komplexere Berechnungen zu Spektren wurden Tool_M.py und Tool_c.py kreiert. Während die Übergabe der Informationen zur Quelle explizit relativ frei gestaltet ist, müssen die Flächeneffizienzen und ERFs für γ Rs und CRs genauen Datenformaten entsprechen. Die Spektren werden dann mit diesen Parametern verrechnet, entsprechende Ereignisspektren simuliert und nach Gl. 3.4 und 3.5 mit den Hadronen zu Exzessspektren zusammengestellt. Es folgen diverse Plot-Möglichkeiten.

Der Wechsel zu Ereignislisten als nächstem Schritt wurde mit Eventrates_M.py verwirklicht. Zum Auswürfeln der Spektren sollte ein hochwertiger Randomgenerator verwendet werden, in diesem Fall das TRandom3-Modul von PyROOT, eine python-Schnittstelle für das in der Teilchenphysik verbreitete ROOT. Da dieses jedoch offenbar mit der show()-Funktion des Plotpakets matplotlib kollidiert und zum Programmabsturz führt, wurde die Randomisierung ausgelagert. Für die Errechnung der Ereignislisten tel, fel und mel sind so die Programme Gen_tel.py, Gen_fel.py, Calc_fel.py und Calc_mel.py entstanden, die mit Systemaufrufen einer virtuellen

Shell gestartet werden (`os.system()`). 'Gen' steht dabei für die Generierung einer Ereignisliste aus einem parametrisierten Spektrum, während 'Calc' für die Kalkulation einer Ereignisliste aus einer vorhergehenden verwendet wird. Die Datenübergabe erfolgt durch Zwischenspeicherung der Ereignislisten sowie der Berechnungsparameter mit Hilfe des Pakets `pickle`. Auch hier sind verschiedene Plot-Möglichkeiten gegeben.

Um die diversen mit der Zeit hinzugekommenen Features zu strukturieren und für die Nutzer einen einfachen Umgang mit der Software zu gewährleisten, wurde das Programm nochmal neu geschrieben, diesmal als Graphical User Interface (GUI, grafische Benutzerschnittstelle). `ER_GUI.py` erzeugt dabei mittels des Tkinter-Pakets lediglich das GUI und stellt den Zugriff auf `ER_GUI_c.py` her, in dem alle weiteren Funktionen zur Verfügung gestellt werden. So ist es möglich, auch ohne das GUI mit `ER_GUI_M.py` auf die `_c.py`-Datei zuzugreifen, um etwa automatisiert Schleifen von Eingabeparametern durchzurechnen. `ER_GUI_c.py` ruft dabei weiterhin die PyROOT-Programme auf, da aufgrund des GUI der `show()`-Befehl nunmehr obligatorisch ist. Zum automatisierten Plotten der berechneten Ereignislisten werden dennoch wieder Programme über einen Systemaufruf aktiviert, da andernfalls das GUI so lange blockiert wäre, wie jeder einzelne erstellte Plot offen wäre. Zentrales Element sind die Exzessplots, deren Berechnung auch am vergleichsweise längsten dauern, da der Hintergrund jedes mal neu berechnet wird (was noch optimiert werden kann). Die Exzessdaten werden dabei in eigenen Klassen (aus `Klassen.py`) strukturiert und automatisch nummeriert gesichert. Die Liste der gesicherten Exzesse sowie Details zu jedem einzelnen können mit `show_signi_saves.py` angezeigt werden. Des Weiteren wurde in `SCORE_Sources.py` eine Liste von potentiell interessanten Quellen auf Basis des TeV-Katalogs der Uni Stanford ([WH12]) erstellt, die man in der GUI auswählen kann.

Zuletzt wurde mit `Morpho_GUI_test.py` ein Programm zur Darstellung der Morphologie von ausgedehnten Quellen erstellt. Auch hier wird `ER_GUI_c.py` importiert, um Ereignislisten zu erstellen und auf diesen arbeiten. Darüber hinaus werden neben den Energien auch die Herkunftsrichtungen der Primärteilchen ausgewürfelt sowie, im Falle der γ R, mit der Winkelauflösung als Breite gaussisch verteilt. Zur Darstellung werden die Ereignisse wiederum gaussisch geglättet.

Jedes der vorgestellten Programme importiert neben den erwähnten Modulen auch immer `Imports.py`, das seinerseits eine umfassende Sammlung von potentiell benötigten python-Paketen sowie einige nützliche selbst verfasste Definitionen enthält. In `ER_Imports.py`

sind zudem die Pfade der zwischengespeicherten Ereignislisten zusammengefasst.

Die Software ist im DESY-Netzwerk verfügbar, unter <https://svnsrv.desy.de/desy/hiscore/> (die hier vorgestellte Software im Verzeichnis `software/event_rates/`) kann die jeweils aktuelle Version der Dateien heruntergeladen und ausgeführt werden.

Das GUI ist das zentrale Werkzeug dieser Arbeit, es soll anhand Abb. 3.11 näher vorgestellt werden. In der ersten Zeile kann man das Spektrum der zu simulierenden Quelle eingeben. Dies ist möglich als python-typische lambda-Funktion, aber auch als Liste von Energie- und Flusswerten oder auch als Pfad zu einer Datei in der diese Informationen liegen. Als nächstes kann man die Flächeneffizienz und die ERF seines Detektors auswählen. Da diese jeweils abhängig sind von den zu simulierenden Teilchen (γ R, CR unterteilt in H, He, N und Fe), kann man die Pfade zu den Referenzdateien einzeln eingeben oder für alle Teilchen generisch, sofern sich die Dateien nur in der entsprechenden Endung unterscheiden. Die jeweiligen Endungen werden durch den Button „[CR-Typ] zeigen“ angezeigt. Es folgen die Auswahl des gewünschten Energiebereichs in logarithmischen Einheiten von TeV, die Auswahl von Dateien für die Absorption der Quelle und die Winkelauflösung des Detektors, sowie der Größe der Quelle am Himmel. Die voreingestellten Dateien sind die aktuellen Parameter für HiSCORE, bei der Absorption ist mit „Bsp.dat“ eine Null-Absorption angegeben. Das Pop-up-Menü rechts oben stellt die in `SCORE_Sources.py` gesammelten Spektren zur Auswahl. Wählt man eines davon, wird automatisch das Spektrum, die Quellgröße, die zugehörige Absorptionsdatei (falls vorhanden) sowie die auf der Tunka-Site erwartete Messzeit pro Jahr eingestellt. Letzteres basiert auf einer Berechnung von D. Hampf für verschiedene potentielle HiSCORE-Standorte [Ham12], S. 159. Das Programm ist dabei so ausgelegt, dass nicht nur HiSCORE damit simuliert werden kann, sondern ein beliebiger Detektor, sofern er über die angegebenen Parameter verfügt (und diese in den entsprechenden Datenformaten vorliegen). Man kann dann auswählen, welche Teilchen simuliert werden sollen, und bei den γ R, welcher Ereignislistentyp. Bei den Hadronen wird immer die `mel` berechnet. Unten links lassen sich dann noch die Gesamtfläche des Detektors und die gewünschte Messzeit ändern. Mit dem Button „Berechnen“ startet man die Simulation, mit „Plot“ werden die simulierten Ereignislisten unter Berücksichtigung der ausgewählten Parameter unter „Partikel“ und „Plotoptionen“ angezeigt. Der wichtigste Teil ist der „Exzess“-Button, hier wird eine volle Simulation von Quelle mit Hintergrund durchgeführt und der Exzess berechnet und angezeigt. Mit dem Wahl des α -Parameters legt man das Verhältnis von Quellregion zu umgebendem Vergleichs-

hintergrund fest. In der Textzeile am unteren Rand des GUI wird der aktuelle Status des Programms angezeigt, Details zu den Berechnungen werden in der aufrufenden Konsole widergegeben. Der „Speichern“-Button ist vorgesehen für eine (noch nicht implementierte) Sicherung der gerade eingestellten Parameter, „Ende“ schließt das GUI.

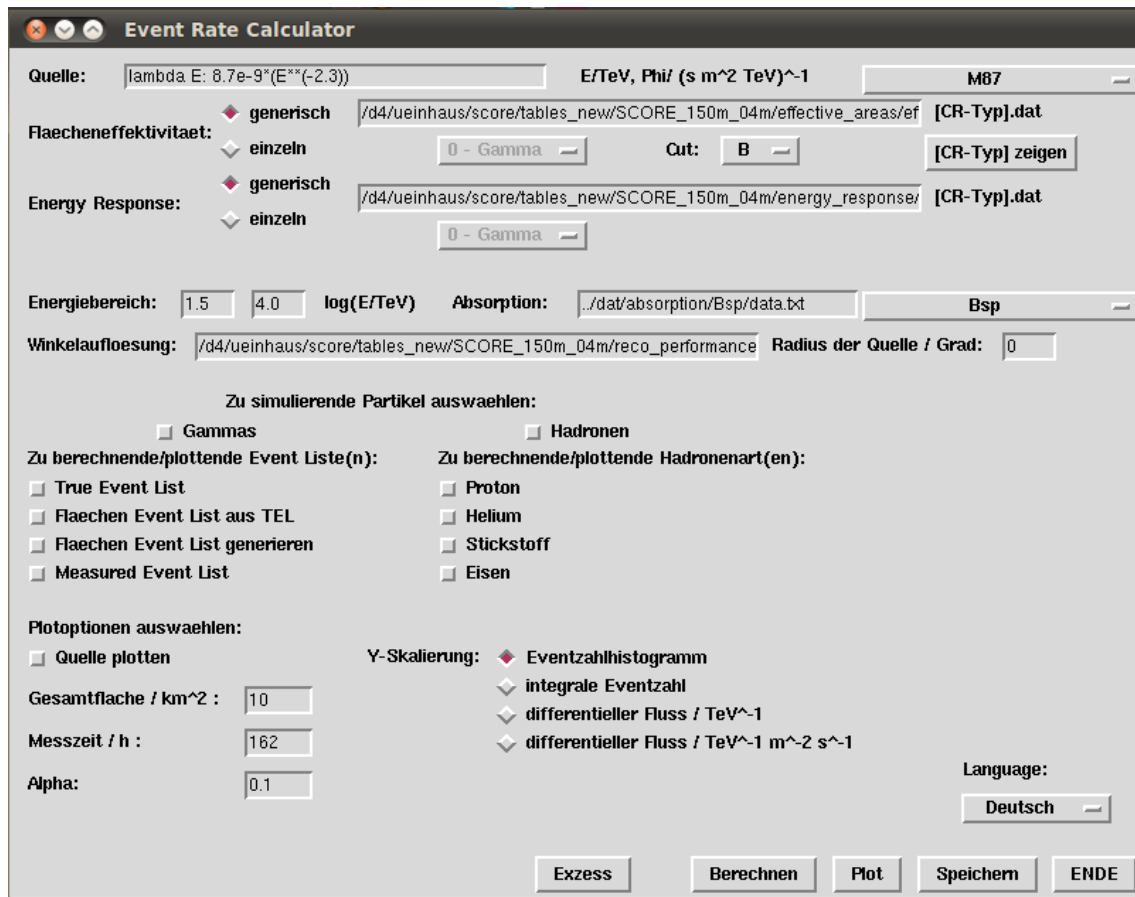


Abbildung 3.11: Erscheinungsbild der grafischen Benutzerschnittstelle (GUI), sie erlaubt Zugriff auf die erstellten Simulationen. Zu näheren Erläuterungen s. Text.

Kapitel 4

Ergebnisse der Simulationen

4.1 Allgemeine Darstellung von Spektren

In Abb. 4.1 sieht man links zunächst die totalen errechneten Ereigniszahlen der verschiedenen Listen in Abhängigkeit von der Energie für das simulierte Spektrum $\phi(E) = 2,83 \cdot 10^{-7} \cdot (\frac{E}{TeV})^{-2,62} \text{ TeV}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ des Krebsnebels aus [A⁺04a] mit einem 10 km²-Array und 200 h Beobachtungszeit. Die Anzahl gilt dabei jeweils für das markierte logarithmische Bin. Da hier der Cut B verwendet wurde, unterscheiden sich tel und fel nur bei geringen Energien voneinander. Die mel liegt teilweise über der fel, da zwischen beiden die Gesamtzahl der Ereignisse unverändert bleibt, die Binbreite der mel jedoch etwas größer ist, da hier Ereignisse zu niedrigen Energien hiauslecken und die gleich Anzahl Bins sich so über einen größeren Energiebereich ausdehnt. Um diesen Effekt zu vermeiden, teilt man durch die Binbreite und erhält so in Abb. 4.1 rechts das differentielle Spektrum. Da hier Cut C zugrunde gelegt wurde, ist die fel kleiner als die tel. Zum Vergleich wurde das verwendete Spektrum eingefügt, es stimmt erwartungsgemäß mit der tel überein.

200 Stunden für die Messzeit ist dabei eine Angabe zur Größenordnung, in der HiSCORE typischerweise pro Jahr eine Quelle im Sichtfeld hat, vgl. auch Tab. 4.2. Generell gilt, dass die in den Exzessspektren berechneten Signifikanzen mit der Wurzel der Fläche und Beobachtungszeit wachsen, sodass man aus den gegebenen Beispielen leicht auf Alternativwerte schließen kann.

Dazu sind zum Vergleich in Abb. 4.2 die Hadronen für 10 km² und 200 h dargestellt, links für Cut B und rechts für Cut C, was ihr Zahl deutlich verringert. Auffällig ist das einzelne Eisenereignis zwischen 10^{3.5} und 10⁴ TeV im rechten Teil. Auch wenn

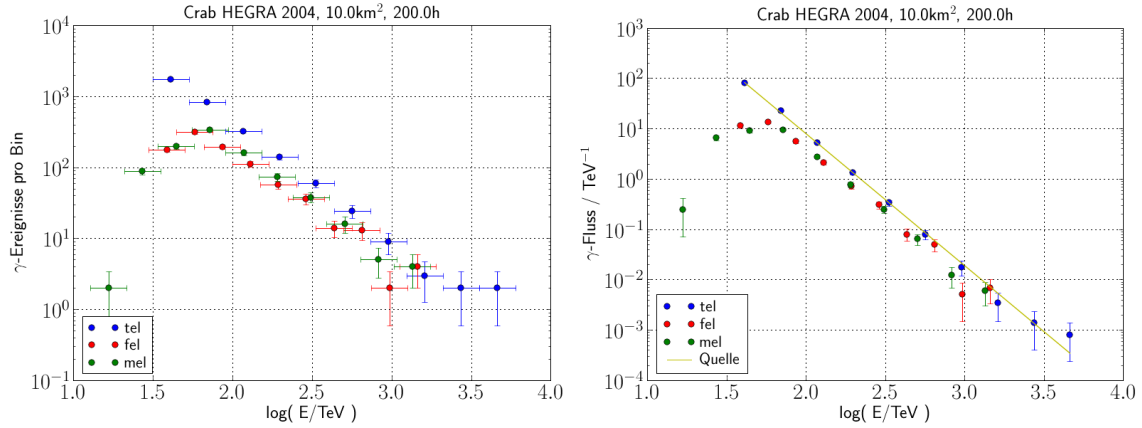


Abbildung 4.1: Errechnete Ereignislisten für das Spektrum des Krebsnebels aus [A⁺04a]. Links: Totale Ereigniszahlen pro markiertem Bin. Rechts: Differentielle Anzahl im Vergleich mit dem Quellspektrum.

man in diesem Fall von einer statistischen Schwankung ausgehen könnte, weil es eben nur ein einzelnes Element ist, dürfte dies aufgrund des drastisch abnehmenden Spektrums und der zusätzlich gegen 0 gehenden Flächen bei Cut C nicht vorkommen. Auch bei späteren Simulationen, insbesondere den Exzessspektren kamen diese einzelnen Peaks in den höchsten Energiebins vor, wobei sich die Hadronen bei den Exzessspektren in der Regel gut annihilieren. Auch nach intensiver Suche konnte der Grund für diese Anomalie nicht gefunden werden, die Integrationsroutine von PyROOT könnte jedoch bei der spektralen Verteilung der Ereignisse auf unvorhergesehene Art mit den großen Binbreiten der Histogramme bei den hohen Energien umgehen.

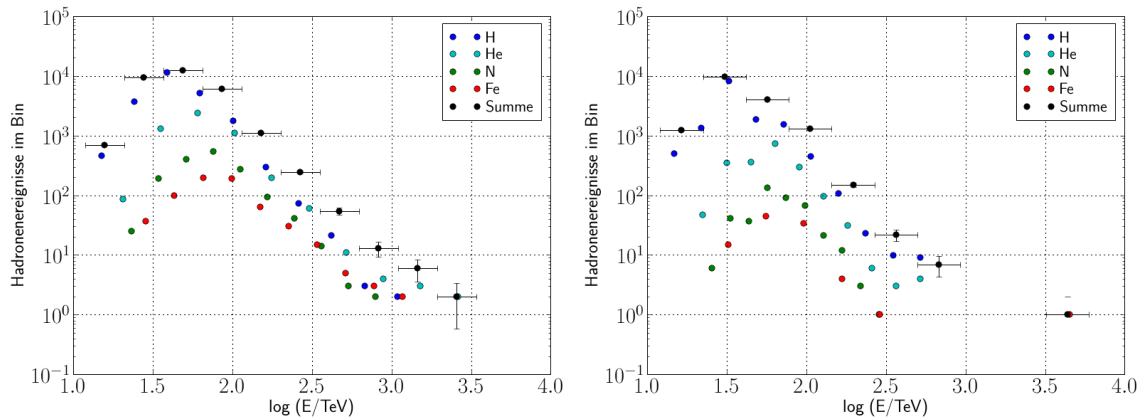


Abbildung 4.2: Errechnete Ereignislisten für das Spektrum der Hadronen. Links: Cut B. Rechts: Cut C.

Interessanter sind natürlich die Exzessspektren, mit Abb. 4.1 sind zwei Beispiele

gegeben. Während CTB 37 A mit einem potentiellen Detektorfeld von 100 km^2 und 200 h Beobachtung mit einer Signifikanz von $S = 3,3\sigma$ und sogar $S_{100} = 7,2\sigma$, wenn man nur Energien oberhalb von 100 TeV berücksichtigt, gut zu detektieren ist, kann man das Galaktische Zentrum definitiv nicht sehen ($S = 0,49\sigma$, bzw. $S_{100} = -0,54\sigma$). Die verwendeten Spektren der Quellen sind in Tab. 4.1 aufgeführt.

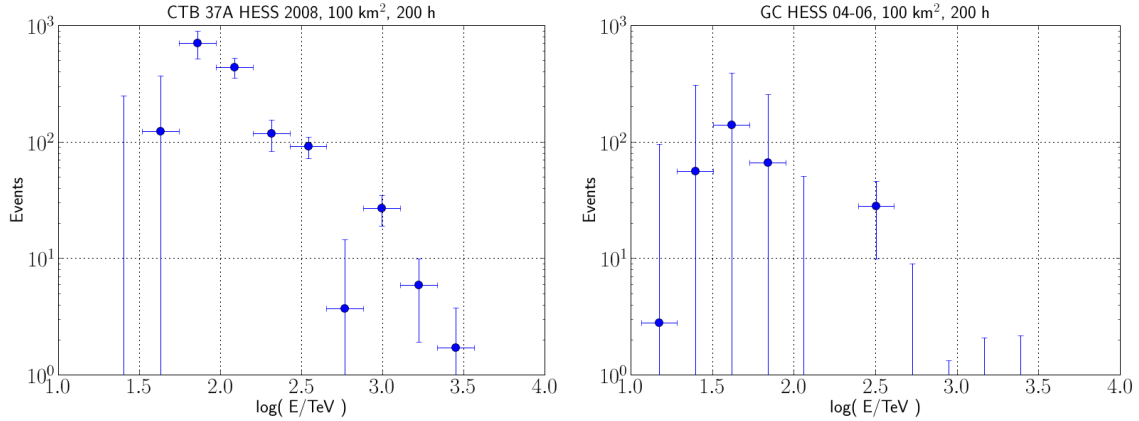


Abbildung 4.3: Histogramme der simulierten Exzessereignisse für CTB37A (links) [A⁺08d] und das Galaktische Zentrum (rechts) [A⁺09e].

Quelle	Spektrum / $\text{TeV}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$
CTB 37A HESS 2008 [A ⁺ 08d]	$8,7 \cdot 10^{-9} \left(\frac{E}{1\text{TeV}}\right)^{-2,3}$
GC HESS 04-06 [A ⁺ 09e]	$2,55 \cdot 10^{-8} \left(\frac{E}{1\text{TeV}}\right)^{-2,1} \cdot \exp\left(-\frac{E}{15,7\text{TeV}}\right)$
Crab HEGRA 2004 [A ⁺ 04a]	$2,83 \cdot 10^{-7} \left(\frac{E}{1\text{TeV}}\right)^{-2,62}$
Crab HESS 2006 [A ⁺ 06b]	$3,76 \cdot 10^{-7} \left(\frac{E}{1\text{TeV}}\right)^{-2,39} \cdot \exp\left(-\frac{E}{14,3\text{TeV}}\right)$
Crab MAGIC 2005 [W ⁺ 05]	$2,73 \cdot 10^{-7} \left(\frac{E}{1\text{TeV}}\right)^{-2,58}$
Crab MAGIC 2008 [A ⁺ 08f]	$6 \cdot 10^{-6} \left(\frac{E}{0,3\text{TeV}}\right)^{-2,31-0,26 \cdot \log_{10}(E/0,3\text{TeV})}$

Tabelle 4.1: Spektren verschiedener verwendeter Quellen

Der Effekt von Cutoffs ist in Abb. 4.4 anhand der verschiedenen vorgeschlagenen Spektren (vgl. Tab. 4.1) für den Krebsnebel bei 10 km^2 und 100 h verdeutlicht.

Während die Spektren ohne Cutoff Werte von $S = 11,7\sigma / S_{100} = 12,4\sigma$ (HEGRA 2004) und $S = 11,5\sigma / S_{100} = 12,4\sigma$ (MAGIC 2005) erreichen, kommt man mit Cutoff nur auf $S = 0,7\sigma / S_{100} = 0,5\sigma$ (HESS 2006), bzw. $S = 2,2\sigma / S_{100} = 2,5\sigma$ (MAGIC 2008). In dieser Abb. kann auch das Herauslecken der Ereignisse zu hohen Energien bei Cutoffs beobachtet werden, wenngleich dieser Effekt für das HESS 2006-Spektrum hinsichtlich der großen Fehler der Datenpunkte nicht aussagekräftig ist. Bei den Simulationen wurde hier der Cut B verwendet, da man sie so leichter mit den originalen Spektren vergleichen kann.

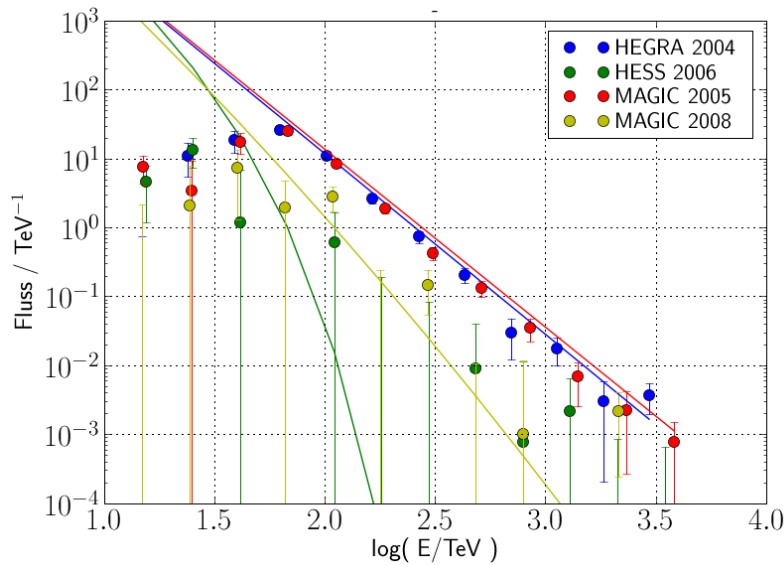


Abbildung 4.4: Simulierte Exzessereignisse (Punkte) für verschiedene vorgeschlagene Spektren des Krebsnebels (vgl. Tab. 4.1) im Vergleich mit diesen (durchgezogene Linien).

Basierend auf den Exposition der Quelle in Abhängigkeit von ihren galaktischen Koordinaten, vgl. Tab. 4.2 und Abb. 4.5 aus [Ham12], konnte ein Erwartungshorizont bezüglich Sichtbarkeit von Quellen für HiSCORE errechnet werden. Dazu wurden für die Quellen jeweils ein oder mehrere aus Beobachtungen mit existierenden Detektoren (meist MAGIC oder VERITAS) stammende Spektren aus Veröffentlichungen verwendet, sofern solche Spektren für die betreffende Quelle verfügbar waren. Die Simulation wurde dann mit einer Messzeit von ihrer jährlichen Exposition auf der Tunka-Site und einer Fläche von 100 km^2 durchgeführt. Dabei wurde keine Messzeitkorrektur für schlechtes Wetter (also Niederschlag oder Bewölkung) in Tunka durchgeführt, die etwa bei 50% liegt, weshalb die Werte also für einen Messzeitraum von 2 Jahren gelten. Die Quellen mit ihren spektralen Parametern

sowie die errechneten Exzesssignifikanzen sind in Tab. 4.3 und 4.4 zusammengefasst. Für Tab. 4.3 gilt dabei für die Quellspektren: $\Phi(E) = I_0 \cdot (\frac{E}{E_0})^{-\Gamma} \text{ TeV}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$, in Tab. 4.4 sind die Spektren mit exponentiellem Cutoff direkt angegeben. Die Werte von S und S_{100} geben dabei jeweils die totale Signifikanz des Exzesses, bzw. die oberhalb von 100 TeV in Standardabweichungen an.

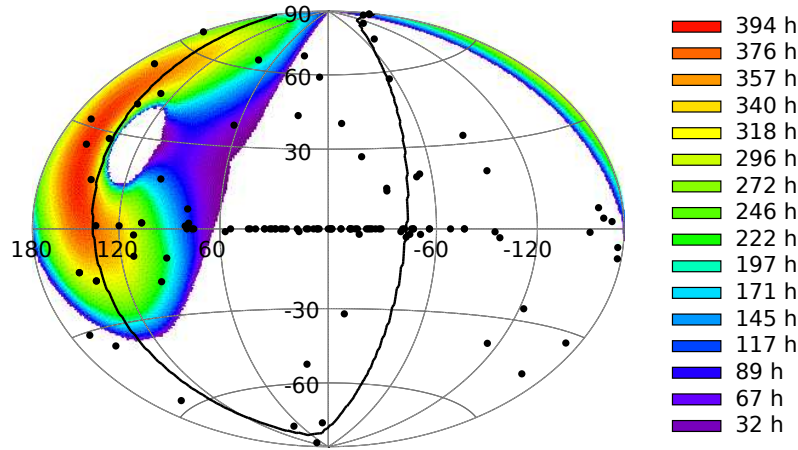


Abbildung 4.5: Simulierte Expositionszeiten des Himmels von der Tunka-Site aus in Galaktischen Koordinaten. Ohne Korrektur für schlechtes Wetter, die schwarzen Punkte markieren bekannte γ R-Quellen [WH12]. Aus [Ham12] S. 158.

Den Tabellen lässt sich entnehmen, dass - mit abnehmender Signifikanz - TeV J3032, LSI +61, Tycho und G106.3 zu sehen sein sollten. Am Beispiel von Cassiopeia A sieht man jedoch deutlich den großen Effekt, den eine kleine Änderung des Spektrums auf den für HiSCORE sichtbaren Exzess haben kann. Daher sind auch Cassiopeia A, Markarian 501, 1ES 1215, NGC 1275 und MGRO J2019 Kandidaten für eine spektrale Beobachtung, man sollte jedoch einen längeren Beobachtungszeitraum zu Grunde legen. 1ES 2344 ist ein spezieller Fall, da dieser Blazar bereits mehrfach Phasen mit um Größenordnungen höherer Aktivität (Flare) hatte, in denen auch sein Spektrum deutlich härter war. Auch er ist ein Kandidat für längere Beobachtungen, einen Flare von nur einer Nacht, also etwa 10 Stunden Beobachtungszeit, würde man jedoch sehr deutlich sehen können. In Abb. 4.6 sind die Spektren mit Grundaktivität für 200 Stunden und Flares für 10 Stunden bei 100 km^2 gegenübergestellt. Die

Gesamtereigniszahl ist ähnlich, da die Flares jedoch nur so kurz sind, haben sie mit $S = 12\sigma$ (Schroedter e.a. 2005) und $S = 9\sigma$ (VERITAS 2011) erheblich höhere Signifikanzen als die zwischen 2 und 3 σ liegenden der Grundaktivitätsspektren.

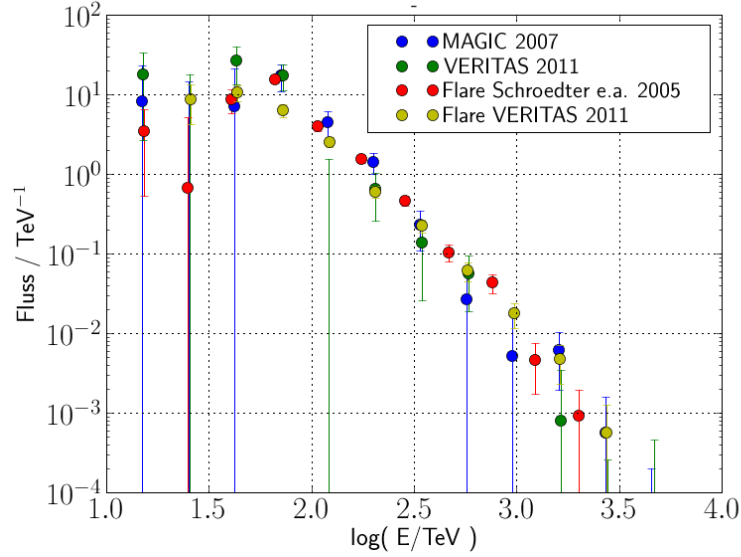


Abbildung 4.6: Simulierte Exzessereignisse (Punkte) für verschiedene vorgeschlagene Spektren des Krebsnebels (vgl. Tab. 4.1) im Vergleich mit diesen (durchgezogene Linien).

Quelle	long.	lat.	Exp.	Quelle	long.	lat.	Exp.
1ES 1218+304	-174°	82°	137 h	1ES 2344+514	112°	-9°	312 h
1ES 1215+303	-172°	82°	131 h	Tycho	120°	1°	342 h
W Comae	-159°	83°	83 h	Markarian 180	131°	45°	305 h
Markarian 501	63°	38°	57 h	LSI +61 303	135°	1°	377 h
MGRO J2019+37	75°	0°	97 h	3C66A	140°	-16°	307 h
MGRO J2031+41	79°	0°	121 h	MAGIC J0223+403	140°	-16°	307 h
TeV J2032+4130	80°	1°	126 h	M82	141°	40°	332 h
BL Lacertae	92°	-10°	209 h	S5 0716+714	143°	28°	307 h
B3 2247+381	98°	-18°	213 h	NGC 1275	150°	-13°	308 h
1ES 1959+650	98°	17°	136 h	1ES 1011+496	165°	52°	348 h
G106.3+2.7	106°	2°	275 h	Markarian 421	179°	65°	255 h
Cassiopeia A	111°	-2°	312 h				

Tabelle 4.2: Simulierte Expositionszeiten für bekannte TeV-Quellen von Tunka betrachtet. Vgl. Abb. 4.5, Positionen in Galaktischen Koordinaten. Aus [Ham12], S. 159 zusammengestellt.

Quelle		$I_0 /$ $\text{TeV}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$	$E_0 /$ TeV	Γ	S	S_{100}
Tycho VERITAS 2011	[A ⁺ 11a]	1,55e-10	3,42	1,95	4,97	9,59
3C66A VERITAS 2010	[A ⁺ 09b]	2,72e-9	1	4,1	0,17	-0,74
3C66A MAGIC 2010	[A ⁺ 11d]	9,6e-7	0,2	3,64	-1,05	0,00
J0223 MAGIC 2009	[A ⁺ 09f]	1,7e-7	0,3	3,1	-0,20	-0,14
LSI +61 VERITAS 2008	[A ⁺ 08c]	2,89e-8	1	2,4	9,76	14,54
NGC 1275 MAGIC 2012	[A ⁺ 12c]	3,1e-6	0,1	4,1	1,56	3,06
S5 0716 MAGIC 2009	[A ⁺ 09g]	2,4e-7	1	3,45	0,81	1,41
M82 VERITAS 2009	[Kf09]	3,25e-9	1	2,5	0 -1,65	1,35
1ES 1011 MAGIC 2007	[A ⁺ 07b]	2e-6	1	4	-0,45	-0,41
Markarian 180 MAGIC 2006	[A ⁺ 06f]	4,5e-7	0,3	3,3	-0,97	-0,76
1ES 1215 MAGIC 2012	[A ⁺ 12d]	2,27e-7	1	2,96	2,63	4,19
1ES 1218 VERITAS 2009	[A ⁺ 09c]	7,5e-8	1	3,08	0,73	-0,92
1ES 1218 MAGIC 2006	[A ⁺ 06e]	8,1e-7	0,25	3	-0,67	-0,77
W Comae VERITAS 2008	[A ⁺ 08b]	2e-7	0,4	3,81	1,33	1,55
Markarian 501 VERITAS 2009	[HKf09]	8,7e-8	1	2,58	3,38	6,11
1ES 1959 MAGIC 2005	[A ⁺ 06g]	3,4e-8	1	2,72	1,41	2,58
MGRO J2019 2012a	[A ⁺ 12a]	4,1e-10	10	2,78	3,25	1,73
MGRO J2031 2012a	[A ⁺ 12a]	2,4e-10	10	3,08	2,89	2,06
TeV J2032 MAGIC 2008	[A ⁺ 08e]	4,5e-9	1	2	6,57	15,72
BL Lacertae MAGIC 2007	[A ⁺ 07a]	1,9e-7	0,3	3,64	-0,75	-1,49
G106.3 VERITAS 2009	[A ⁺ 09a]	1,15e-9	3	2,29	7,09	8,33
B3 2247 MAGIC 2011	[BGL ⁺ 11]	1,4e-7	0,3	3,2	-0,75	-1,49
Cassiopeia A HEGRA 2001	[A ⁺ 01]	8,7e-9	1	2,5	1,75	0,78
Cassiopeia A MAGIC 2007	[A ⁺ 07d]	9,5e-9	1	2,3	3,57	6,99
Cassiopeia A VERITAS 2010	[AoV10]	1,26e-8	1	2,61	-0,25	2,07
1ES 2344 MAGIC 2007	[A ⁺ 07c]	1,2e-7	1	2,95	2,28	4,02
1ES 2344 VERITAS 2011	[A ⁺ 11b]	2,2e-8	1	2,78	2,65	0,83
1ES 2344 flare Schroedter e.a. 2005	[SBB ⁺ 05]	5,1e-7	1	2,54	69,84	99,84
1ES 2344 flare VERITAS 2011	[A ⁺ 11b]	1,7e-7	1	2,43	36,25	62,23

Tabelle 4.3: TeV-Quellen, die von Tunka aus gesehen werden können, mit Spektralparametern und simulierten Signifikanzen für ein Jahr Beobachtung mit 100 km². Spektrum: $\Phi(E) = I_0 \cdot (\frac{E}{E_0})^{-\Gamma} \text{ TeV}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$, S ist die totale Signifikanz, S_{100} die oberhalb von 100 TeV.

Quelle	Spektrum / $\text{TeV}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$	S	S ₁₀₀
Markarian 421 MAGIC 2007 [A ⁺ 07e]	$1,57 \cdot 10^{-5} \left(\frac{E}{0,2\text{TeV}}\right)^{-2,2} \cdot \exp\left(-\frac{E}{1,44\text{TeV}}\right)$	-0,74	-0,39
MGRO J2019 2012 [A ⁺ 12a]	$7 \cdot 10^{-10} \left(\frac{E}{10\text{TeV}}\right)^{-2} \cdot \exp\left(-\frac{E}{29\text{TeV}}\right)$	3,18	2,59
MGRO J2031 2012 [A ⁺ 12a]	$3,7 \cdot 10^{-10} \left(\frac{E}{10\text{TeV}}\right)^{-2,7} \cdot \exp\left(-\frac{E}{44\text{TeV}}\right)$	2,29	1,57

Tabelle 4.4: TeV-Quellen, die von Tunka aus gesehen werden können, mit exponentiellem Cutoff im Spektrum, sowie simulierte Signifikanzen für ein Jahr Beobachtung mit 100 km². S gibt die totale Signifikanz an, S₁₀₀ die oberhalb von 100 TeV.

4.2 Untersuchung von Absorption

Lange Messzeiten muss man aufwenden, wenn man Galaktische Absorption untersuchen will. γ Rs wechselwirken mit Galaktischen Strahlungsfeldern und produzieren e^-/e^+ -Paare, wodurch das UHE-Licht deutlich vermindert wird. Beispiele für verschiedene Galaktische Quellen werden in [MBRH] errechnet und sind in Abb. 4.7 veranschaulicht. Diese Absorption ist für Galaktische Quellen in den Simulationen enthalten, es stellt sich jedoch die Frage, wie gut HiSCORE die Spektren unterscheiden kann - eine signifikant zu geringe Absorption wäre nämlich ein Hinweis auf Axionen. Photonen auf ihrem Weg zur Erde wechselwirken mit dem Galaktischen Magnetfeld und werden so zu diesen bislang hypothetischen Teilchen umgewandelt. Als Axionen wechselwirken sie nicht mehr mit den Strahlungshintergrundfeldern und haben so unabsorbiert eine größere freie Weglänge. Ein Teil wird, näher an der Erde, wieder in Photonen gewandelt und ist mit terrestrischen Detektoren sichtbar - netto eine Reduktion der Absorption, vgl. ?? für einen Überblick.

Abb. ?? zeigt, welchen Einfluss die Absorption auf das Spektrum hat. CTB 37A nach HESS 2008 (s. Tab. 4.1) wurde für 100 km^2 und 1000 h simuliert, wobei man für das nicht absorbierte Spektrum $9,8\sigma$, für das absorbierte nur $7,4\sigma$ als Signifikanz erhält.

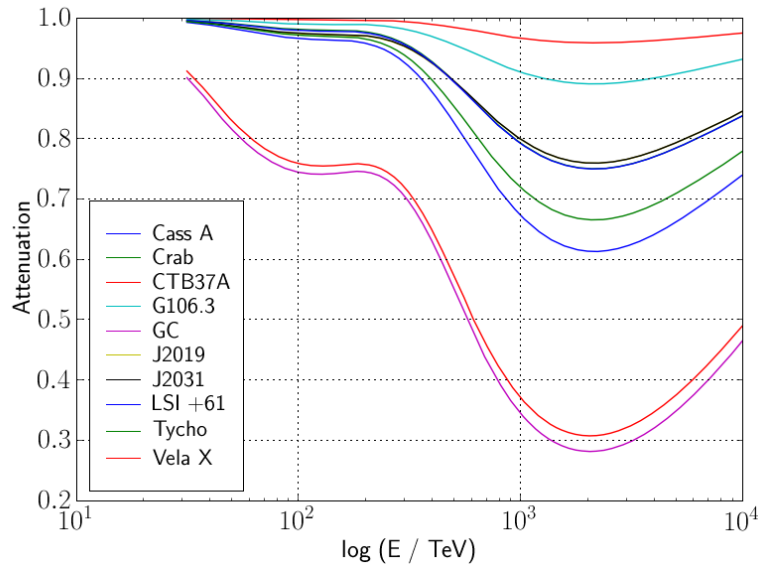


Abbildung 4.7: Absorption verschiedener Galaktischer Quellen, nach [MBRH]

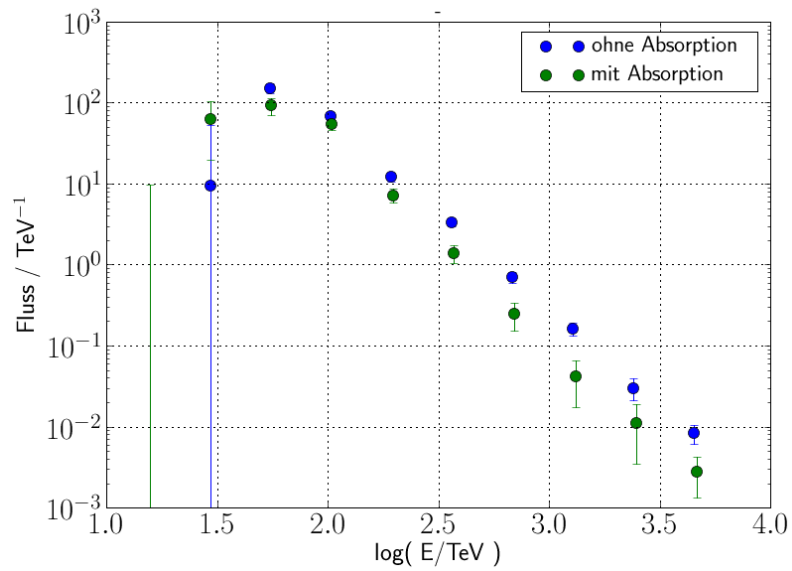


Abbildung 4.8: Exzess von CTB 37A nach HESS 2008 für 100 km², 1000 h im Vergleich zwischen absorbiertem und nicht absorbiertem Spektrum.

4.3 Morphologie

Um eine Quellenmorphologie zu simulieren, wird zunächst eine theoretische Ortsverteilung festgelegt, im einfachsten Fall eine Punktquelle, und die γ Rs danach verteilt. Die Hadronen werden genauso in ein zweidimensionales Histogramm gestreut, jedoch isotrop über den betrachteten Raumwinkel. Dann wird die Ortsinformation der Quelle gemäß der Winkelauflösung verrauscht, was bei den CRs nicht notwendig ist, da diese ohnehin statistisch verteilt sind. Zur grafischen Darstellung wird der Plot üblicherweise noch gaussisch geglättet, diese Zwischenschritte sind in Abb. 4.3 veranschaulicht mit einem punktförmiges Krebsnebelspektrum (HEGRA 2004) über 200 h bei 10 km² und einer Breite des Glättungsgauss von $\sigma = 0,1^\circ$. Die zuvor auf die Koordinaten (0,0) zentrierten 1375 γ Rs wurden in einen Bereich von etwa $0,3^\circ$ Radius verteilt. Die dazugehörigen Hadronen betten den Peak in Abb. 4.3 auf einen soliden Untergrund von durchschnittlich etwa 142 Ereignissen pro Pixel, wobei jeder Pixel hier $0,5^\circ \cdot 0,5^\circ$ groß ist. Eine Normierung dieses Plots auf einen Raumwinkel von 1 sr ist in Abb. 4.11 gegeben.

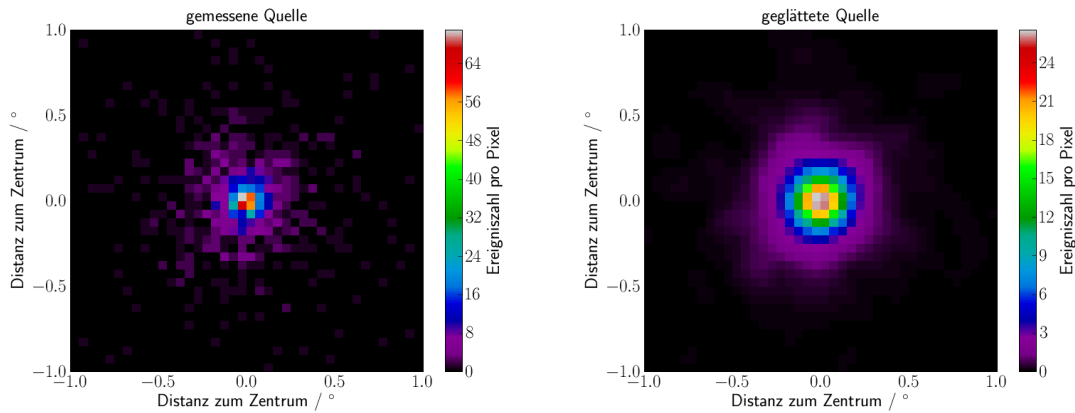


Abbildung 4.9: Grundlegende Schritte der Quellmorphologie am Beispiel eines punktförmigen Krebsnebels nach HEGRA 2004 bei 200 h und 10 km². Links: Punktquelle, verrauscht mit Winkelauflösung. Rechts: Zusätzlich geglättet.

Nach Gl. 17 aus [LM83] lässt sich auch hier eine Signifikanz errechnen, wobei der zentrale Bereich mit dem Peak den Randgebieten als Nullhypothese entgegengestellt wird. In Abb. 4.12 ist dieser zentrale Bereich durch eine schwarze, bzw. roten Umrandung gegeben, die entsprechenden Signifikanzen sind 3,9 (schwarz) und 6,6 (rot).

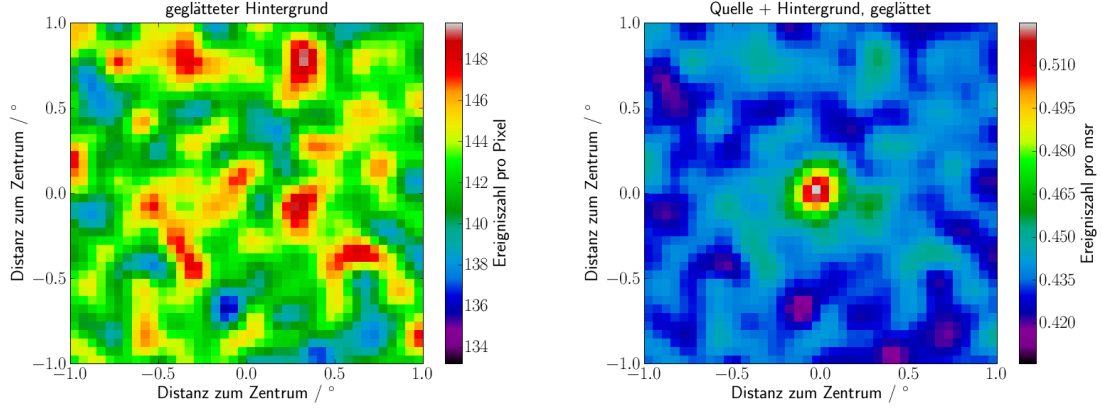


Abbildung 4.10: Zur Punktquelle aus Abb. 4.3 kommt der statistisch verteilte Hintergrund dazu. Links: Nur Hintergrund. Rechts: Hintergrund mit Quelle im Zentrum.

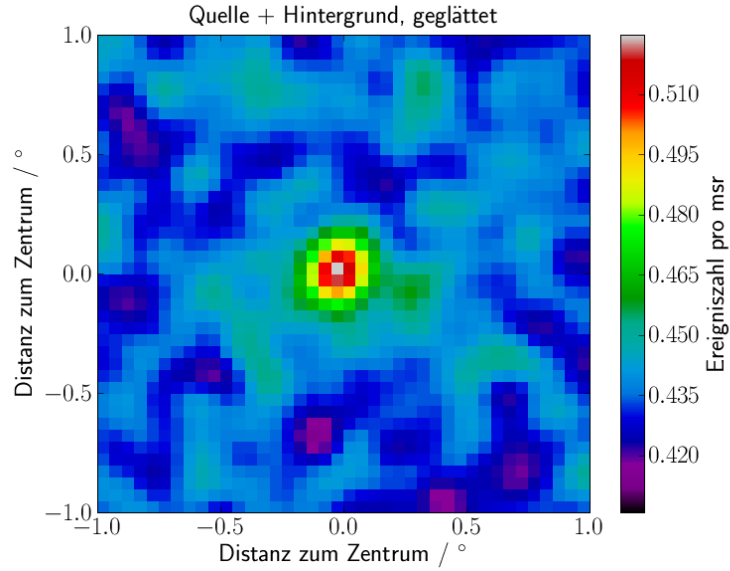


Abbildung 4.11: Quelle und Hintergrund aus Abb. 4.11 rechts normiert auf 1 msr.

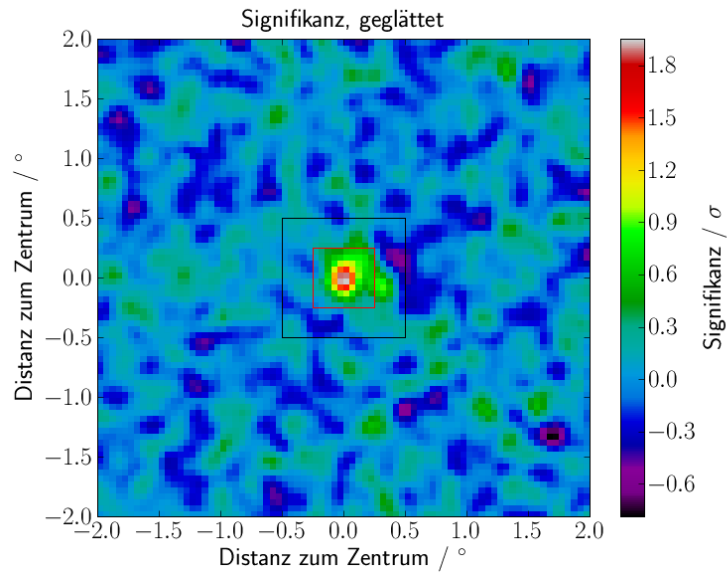


Abbildung 4.12: Signifikanz des Krebsnebelspektrums HEGRA 2004 (200 h, 10 km²) über Hintergrund. Die Quadrate geben die räumlichen Schnittbereiche an, für deren Inneres die Gesamtsignifikanz berechnet wird: $3,9\sigma$ für den schwarz und $6,6\sigma$ für den rot umrandeten Bereich.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Die Messungen zur sphärischen Akzeptanz des PMT ergaben eine erhebliche Abhängigkeit vom Radius und vom Azimuth des PMT. Dies muss für weitere Simulationen und insbesondere die Rekonstruktion berücksichtigt werden. Man kann mit einem teilweise automatisierten Teststand alle PMTs durchmessen und so eine präzise Kalibration durchführen. Es ist nicht unwahrscheinlich, dass die Akzeptanzunterschiede bautechnisch bedingt ist, eine Stichprobe kann darüber Aufschluss geben. Alternativ wäre es möglich, die PMTs generell nach einem randomisierten Schema im Detektorfeld aufzubauen, sodass sich der Effekt herausmittelt. Dabei ist allerdings nicht klar, ob dies die einfachere Variante ist, da ein solcher systematischer Zufall erhöhte Aufmerksamkeit bei der Installation erfordert.

Die Messungen erlauben keinen Schluss, ob einer der PMTs vorzuziehen ist, beide scheinen bislang gut geeignet. Es gibt allerdings auch die Idee, größere (und damit teurere) PMTs zu verwenden, die dadurch wiederum eine größere effektive Sammelfläche bieten.

Die schrittweise Entwicklung der Software wurde an Beispielen dargestellt, zusammen mit dem GUI wird dies ihre zukünftige Verwendung erleichtern. Es konnte gezeigt werden, dass mit der Software verlässliche Simulationen für HiSCORE, im Prinzip aber auch für andere Detektoren erstellt werden können. Dennoch wurde das Problem im Umgang mit verschiedenen Spektren für eine Quelle aufgezeigt: Ein Cutoff im Spektrum kann die Sichtbarkeit deutlich einschränken. Es muss also das Ziel sein, Spektren so präzise wie möglich zu vermessen. Darüber hinaus wird HiSCORE bei vollem Ausbau auf 100 km² in der Lage sein, Quellen, die bis zum Knie im Spektrum der kosmischen Strahlung beschleunigen zu entdecken.

Die Evaluation der Tunka-Site hat gute Kandidaten für UHE-Beobachtungen von HiSCORE aufgezeigt. In einem zweiten Schritt können nun weiterhin Quellen für andere potentielle Detektorstandorte ermittelt und simuliert werden, um größtmögliche Entdeckungschancen zu gewährleisten. Auch die Unterscheidung von absorbierten Spektren von nicht absorbierten ist mit HiSCORE möglich.

Die Programme zur Morphologie ermöglichen es, auch ausgedehnte Quellen zu simulieren und zu überprüfen, ob HiSCORE diese auflösen kann.

Die Software ist trotz der bisherigen Erfolge noch nicht ganz ausgereift. Teilweise existieren Ungenauigkeiten und kleinere Bugs, die noch behoben werden sollten. Auch sind weitere Features für das GUI geplant. Als nächsten Schritt ist eine schnelle Rekonstruktion der simulierten Spektren bereits in der Entwicklung, um präzise Aussagen zur Güte der Simulationen zu erlauben. Auch die Morphologie sollte zu einem GUI ausgebaut werden, das die Zusammenstellung von ausgedehnten Quellen mit mehreren unterschiedlichen Spektren abhängig vom Ort vereinfacht.

Literaturverzeichnis

Allgemeine Quellen

- [A⁺93] F. Aharonian et al. Status and Upgrade of the HEGRA Air Shower Experiment at La Palma. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 4 of *International Cosmic Ray Conference*, page 291, 1993.
- [A⁺03] F. Aharonian et al. Is the giant radio galaxy M 87 a TeV gamma-ray emitter? *A&A*, 403:L1–L5, May 2003.
- [A⁺04b] R. Atkins et al. TeV Gamma-Ray Survey of the Northern Hemisphere Sky Using the Milagro Observatory. *ApJ*, 608:680–685, June 2004.
- [A⁺12b] A. U. Abeysekara et al. On the sensitivity of the HAWC observatory to gamma-ray bursts. *Astroparticle Physics*, 35:641–650, May 2012.
- [A⁺12f] J. Aleksić et al. Performance of the MAGIC stereo system obtained with Crab Nebula data. *Astroparticle Physics*, 35:435–448, February 2012.
- [AAA⁺11] M. Actis, G. Agnetta, F. Aharonian, A. Akhperjanian, J. Aleksić, E. Aliu, D. Allan, I. Allekotte, F. Antico, L. A. Antonelli, and et al. Design concepts for the Cherenkov Telescope Array CTA: an advanced facility for ground-based high-energy gamma-ray astronomy. *Experimental Astronomy*, 32:193–316, December 2011.
- [AE] ASroParticle ERAnet and European Comission.
- [Aha04] F. A. Aharonian. *Very high energy cosmic gamma radiation : a crucial window on the extreme Universe*. 2004.
- [B⁺64] V. E. Barnes et al. Observation of a Hyperon with Strangeness Minus Three. *Physical Review Letters*, 12:204–206, February 1964.

- [BCD⁺93] D. J. Bird, S. C. Corbató, H. Y. Dai, B. R. Dawson, J. W. Elbert, T. K. Gaisser, K. D. Green, M. A. Huang, D. B. Kieda, S. Ko, C. G. Larsen, E. C. Loh, M. Luo, M. H. Salamon, D. Smith, P. Sokolsky, P. Sommers, T. Stanev, J. K. Tang, S. B. Thomas, and S. Tilav. Evidence for correlated changes in the spectrum and composition of cosmic rays at extremely high energies. *Physical Review Letters*, 71:3401–3404, November 1993.
- [BEH09] J. Blümer, R. Engel, and J. R. Hörandel. Cosmic rays from the knee to the highest energies. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 63:293–338, October 2009.
- [Ber07] T. Berghöfer. ASPERA - A European Network for Astroparticle Physics. In *JENAM-2007, "Our Non-Stable Universe"*, pages 87–87, August 2007.
- [Ber08] K. Bernlöhr. Simulation of imaging atmospheric Cherenkov telescopes with CORSIKA and sim_telarray. *Astroparticle Physics*, 30:149–158, October 2008.
- [Boh13] N. Bohr. On the Constitution of Atoms and Molecules. *Phil. Mag.*, page 4, 1913.
- [Cha32] J. Chadwick. Possible Existence of a Neutron. *Nature*, 129:312, 1932.
- [Che34] P. A. Cherenkov. Visible emission of clean liquids by action of γ radiation. *Doklady Akademii Nauk SSSR*, 2:451+, 1934.
- [Col12a] ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lhc. *Physics Letters B*, 716(1):1 – 29, 2012.
- [Col12b] CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *arXiv preprint, submitted to Physics Letters B*, 2012.
- [D⁺01] DONUT Collaboration et al. Observation of tau neutrino interactions. *Physics Letters B*, 504:218–224, April 2001.
- [dRN⁺88] O. C. de Jager, B. C. Raubenheimer, A. R. North, H. I. Nel, and G. van Urk. A TeV triple peak from PSR 1509-58? *ApJ*, 329:831–837, June 1988.
- [dW12] Wissenschaftler der Welt. de.wikipedia.org, 2012.

- [EB64] F. Englert and R. Brout. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons. *Physical Review Letters*, 13:321–323, August 1964.
- [Ehl11] B. Ehlers. Kurzbericht, 2011.
- [Fer49] E. Fermi. On the Origin of the Cosmic Radiation. *Physical Review*, 75:1169–1174, April 1949.
- [Fer54] E. Fermi. Galactic Magnetic Fields and the Origin of Cosmic Radiation. *ApJ*, 119:1, January 1954.
- [FHRW68] G. G. Fazio, H. F. Helmken, G. H. Rieke, and T. C. Weekes. An experiment to search for discrete sources of cosmic gamma rays in the 10^{11} to 10^{12} eV region. *Canadian Journal of Physics Supplement*, 46:451, 1968.
- [GHK64] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. Kibble. Global Conservation Laws and Massless Particles. *Physical Review Letters*, 13:585–587, November 1964.
- [Gre66] K. Greisen. End to the Cosmic-Ray Spectrum? *Phys. Rev. Let.*, 16, Nr.17:748, 1966.
- [Gri01] P. K. F. Grieder. *Cosmic Rays at Earth*. 2001.
- [H⁺06] J. Holder et al. The first veritas telescope. *Astroparticle Physics*, 25(6):391 – 401, 2006.
- [H⁺08] J. Holder et al. Status of the VERITAS Observatory. In F. A. Aharonian, W. Hofmann, and F. Rieger, editors, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1085 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 657–660, December 2008.
- [Ham12] D. Hampf. Study for the wide-angle air Cherenkov detector H_iSCORE and timt gradient event reconstruction for the H.E.S.S. experiment, 2012.
- [Her87] H. Hertz. Ueber einen Einfluss des ultravioletten Lichtes auf die elektrische Entladung. *Annalen der Physik*, 267:983–1000, 1887.
- [Hes12] V. F. Hess. Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten. *Z. Phys.*, 13:1084, 1912.

- [HH09] J. A. Hinton and W. Hofmann. Teraelectronvolt Astronomy. *ARA&A*, 47:523–565, September 2009.
- [Hig64] P. W. Higgs. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Physical Review Letters*, 13:508–509, October 1964.
- [Hil05] A. M. Hillas. TOPICAL REVIEW: Can diffusive shock acceleration in supernova remnants account for high-energy galactic cosmic rays? *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 31:95, May 2005.
- [Hil06] A. M. Hillas. Cosmic Rays: Recent Progress and some Current Questions. *ArXiv Astrophysics e-prints*, July 2006.
- [HKC⁺98] D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, et al. CORSIKA – an Air Shower Simulation Program, 1998.
- [HMM⁺12] D. Horns, L. Maccione, M. Meyer, A. Mirizzi, D. Montanino, and M. Roncadelli. Hardening of TeV gamma spectrum of AGNs in galaxy clusters by conversions of photons into axion-like particles. *ArXiv e-prints*, July 2012.
- [HTH09] D. Hampf, M. Tluczykont, and D. Horns. Event reconstruction with the proposed large area Cherenkov air shower detector SCORE. *Proceedings of the 31st ICRC*, 2009.
- [Hö03] J. R. Hörandel. On the knee in the energy spectrum of cosmic rays. *Astroparticle Physics*, 19:193–220, May 2003.
- [Kol14] W. Kolhörster. Messungen der durchdringenden Strahlung bis in Höhen von 9300 m. *Verh. DPG*, 16:719, 1914.
- [LM83] T.-P. Li and Y.-Q. Ma. Analysis methods for results in gamma-ray astronomy. *ApJ*, 272:317–324, September 1983.
- [M⁺12] Y. Mizumura et al. Searches for very high energy gamma rays from blazars with CANGAROO-III telescope in 2005-2009. *Astroparticle Physics*, 35:563–572, April 2012.
- [Man03] P. M. Mantsch. The Pierre Auger Project: an overview. In P. W. Gorham, editor, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 4858 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 115–120, February 2003.

- [MBRH] A. Maurer, J. Becerra-Gonzalez, M. Raue, and D. Horns. Very high energy gamma-ray absorption via localized diffuse radiation fields. *in prep.*
- [Nac11] R. Nachtigall. Charakterisierung von Photomultipliern und Beiträge zur Entwicklung eines Prototypen für Luftcherenkovmessungen, 2011.
- [Nis99] T. Nishiyama. Detection of a new TeV gamma-ray source of BL Lac object 1ES 1959+650. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 3 of *International Cosmic Ray Conference*, page 370, August 1999.
- [P⁺92] M. Punch et al. Detection of TeV photons from the active galaxy Markarian 421. *Nature*, 358:477, August 1992.
- [PW65] A. A. Penzias and R. W. Wilson. A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *Astrophys. J.*, 142:419, 1965.
- [RC56] F. Reines and C. L. Cowan. The Neutrino. *Nature*, 178:446–449, September 1956.
- [Rey08] S. P. Reynolds. Supernova Remnants at High Energy. *ARA&A*, 46:89–126, September 2008.
- [Rut11] E. Rutherford. The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom. *Phil. Mag.*, 21:669, 1911.
- [Sch26] E. Schrödinger. Quantisierung als Eigenwertproblem. *Ann. d. Ph.*, 79:361,489,734, 1926.
- [T⁺98] T. Tanimori et al. Discovery of TeV Gamma Rays from SN 1006: Further Evidence for the Supernova Remnant Origin of Cosmic Rays. *ApJ*, 497:L25, April 1998.
- [THH⁺10] M. Tluczykont, D. Hampf, D. Horns, et al. The ground-based wide-angle gamma-ray and cosmic-ray experiment HiSCORE. *Proceedings of the 38th COSPAR*, 2010.
- [THH⁺11] M. Tluczykont, D. Hampf, D. Horns, T. Kneiske, R. Eichler, R. Nachtigall, and G. Rowell. The ground-based large-area wide-angle γ -ray and cosmic-ray experiment HiSCORE. *Advances in Space Research*, 48:1935–1941, December 2011.

- [THH⁺12] M. Tluczykont, D. Horns, D. Hampf, R. Nachtigall, U. Einhaus, M. Kunas, T. Kneiske, and G. P. Rowell. HiSCORE: A new detector for astroparticle and particle physics beyond 10 TeV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 692:246–249, November 2012.
- [url12] <http://snews.bnl.gov/>, 2012.
- [VGD⁺60] S. N. Vernov, N. N. Goryunov, V. A. Dmitriev, G. V. Kulikov, Y. A. Nechin, V. I. Solovieva, Z. S. Strugalsky, and G. B. Khristiansen. On the function of lateral distribution of charged particles and of the density of the electron-photon component energy flux in an extensive air shower. In V. I. Zatsepin and B. A. Khrenov, editors, *Moscow Cosmic Ray Conference, Volume II: Extensive Air Showers and Cascades Process*, page 109, 1960.
- [VZK⁺94] B. M. Vladimirkij, Y. L. Zyskin, A. P. Kornienko, Y. I. Neshpor, A. A. Stepanyan, V. P. Fomin, and V. G. Shitov. Design principles and description of the second-generation gamma-telescope GT-48. *Izvestiya Ordena Trudovogo Krasnogo Znameni Krymskoj Astrofizicheskoy Observatorii*, 91:74–105, 1994.
- [W⁺89] T. C. Weekes et al. Observation of TeV gamma rays from the Crab nebula using the atmospheric Cerenkov imaging technique. *Astrophys. J.*, 342:379–395, July 1989.
- [Wal12] M. Walter. Ein Höhenflug der Physik. *Physik J.*, 11 Nr.6:53, 2012.
- [WH12] S. Wakely and D. Horan. <http://tevcat.uchicago.edu/>, 2012.
- [ZK66] G. T. Zatsepin and V. A. Kuz'min. Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays. *J. of Exp. and Theor. Ph. Let.*, 4:78, 1966.

Quellen der verwendeten Spektren

- [A⁺01] F. Aharonian et al. Evidence for TeV gamma ray emission from Casiopeia A. *A&A*, 370:112–120, April 2001.
- [A⁺04a] F. Aharonian et al. The Crab Nebula and Pulsar between 500 GeV and 80 TeV: Observations with the HEGRA Stereoscopic Air Cerenkov Telescopes. *ApJ*, 614:897–913, October 2004.

- [A⁺06a] F. Aharonian et al. First detection of a VHE gamma-ray spectral maximum from a cosmic source: HESS discovery of the Vela X nebula. *A&A*, 448:L43–L47, March 2006.
- [A⁺06b] F. Aharonian et al. Observations of the Crab nebula with HESS. *A&A*, 457:899–915, October 2006.
- [A⁺06c] F. Aharonian et al. The H.E.S.S. Survey of the Inner Galaxy in Very High Energy Gamma Rays. *ApJ*, 636:777–797, January 2006.
- [A⁺06d] F. Aharonian et al. The H.E.S.S. Survey of the Inner Galaxy in Very High Energy Gamma Rays. *ApJ*, 636:777–797, January 2006.
- [A⁺06e] J. Albert et al. Discovery of Very High Energy Gamma Rays from 1ES 1218+30.4. *ApJ*, 642:L119–L122, May 2006.
- [A⁺06f] J. Albert et al. Discovery of Very High Energy γ -Rays from Markarian 180 Triggered by an Optical Outburst. *ApJ*, 648:L105–L108, September 2006.
- [A⁺06g] J. Albert et al. Observation of Very High Energy Gamma-Ray Emission from the Active Galactic Nucleus 1ES 1959+650 Using the MAGIC Telescope. *ApJ*, 639:761–765, March 2006.
- [A⁺07a] J. Albert et al. Discovery of Very High Energy γ -Ray Emission from the Low-Frequency-peaked BL Lacertae Object BL Lacertae. *ApJ*, 666:L17–L20, September 2007.
- [A⁺07b] J. Albert et al. Discovery of Very High Energy γ -Rays from 1ES 1011+496 at $z = 0.212$. *ApJ*, 667:L21–L24, September 2007.
- [A⁺07c] J. Albert et al. Observation of Very High Energy γ -Rays from the AGN 1ES 2344+514 in a Low Emission State with the MAGIC Telescope. *ApJ*, 662:892–899, June 2007.
- [A⁺07d] J. Albert et al. Observation of VHE γ -rays from Cassiopeia A with the MAGIC telescope. *A&A*, 474:937–940, November 2007.
- [A⁺07e] J. Albert et al. Observations of Markarian 421 with the MAGIC Telescope. *ApJ*, 663:125–138, July 2007.

- [A⁺08a] V. A. Acciari et al. Observation of Gamma-Ray Emission from the Galaxy M87 above 250 GeV with VERITAS. *ApJ*, 679:397–403, May 2008.
- [A⁺08b] V. A. Acciari et al. VERITAS Discovery of >200 GeV Gamma-Ray Emission from the Intermediate-Frequency-Peaked BL Lacertae Object W Comae. *ApJ*, 684:L73–L77, September 2008.
- [A⁺08c] V. A. Acciari et al. VERITAS Observations of the γ -Ray Binary LS I +61 303. *ApJ*, 679:1427–1432, June 2008.
- [A⁺08d] F. Aharonian et al. Discovery of a VHE gamma-ray source coincident with the supernova remnant CTB 37A. *A&A*, 490:685–693, November 2008.
- [A⁺08e] J. Albert et al. MAGIC Observations of the Unidentified γ -Ray Source TeV J2032+4130. *ApJ*, 675:L25–L28, March 2008.
- [A⁺08f] E. Aliu et al. Observation of Pulsed γ -Rays Above 25 GeV from the Crab Pulsar with MAGIC. *Science*, 322:1221–, November 2008.
- [A⁺09a] V. A. Acciari et al. Detection of Extended VHE Gamma Ray Emission from G106.3+2.7 with Veritas. *ApJ*, 703:L6–L9, September 2009.
- [A⁺09b] V. A. Acciari et al. Veritas Observations of a Very High Energy γ -Ray Flare From the Blazar 3C 66A. *ApJ*, 693:L104–L108, March 2009.
- [A⁺09c] V. A. Acciari et al. VERITAS Observations of the BL Lac Object 1ES 1218+304. *ApJ*, 695:1370–1375, April 2009.
- [A⁺09d] F. Aharonian et al. Detection of very high energy radiation from HESS J1908+063 confirms the Milagro unidentified source MGRO J1908+06. *A&A*, 499:723–728, June 2009.
- [A⁺09e] F. Aharonian et al. Spectrum and variability of the Galactic center VHE γ -ray source HESS J1745-290. *A&A*, 503:817–825, September 2009.
- [A⁺09f] E. Aliu et al. Discovery of a Very High Energy Gamma-Ray Signal from the 3C 66A/B Region. *ApJ*, 692:L29–L33, February 2009.
- [A⁺09g] H. Anderhub et al. Discovery of very High Energy γ -Rays from the Blazar S5 0716+714. *ApJ*, 704:L129–L133, October 2009.

- [A⁺11a] V. A. Acciari et al. Discovery of TeV Gamma-ray Emission from Tycho's Supernova Remnant. *ApJ*, 730:L20, April 2011.
- [A⁺11b] V. A. Acciari et al. Multiwavelength Observations of the Very High Energy Blazar 1ES 2344+514. *ApJ*, 738:169, September 2011.
- [A⁺11c] F. Aharonian et al. Primary particle acceleration above 100 TeV in the shell-type supernova remnant RX J1713.7 - 3946 with deep H.E.S.S. observations (Corrigendum). *A&A*, 531:C1, July 2011.
- [A⁺11d] J. Aleksić et al. Observations of the Blazar 3C 66A with the Magic Telescopes in Stereoscopic Mode. *ApJ*, 726:58, January 2011.
- [A⁺12a] A. A. Abdo et al. Spectrum and Morphology of the Two Brightest Milagro Sources in the Cygnus Region: MGRO J2019+37 and MGRO J2031+41. *ApJ*, 753:159, July 2012.
- [A⁺12c] J. Aleksić et al. Detection of very-high energy γ -ray emission from <ASTROBJ>NGC 1275</ASTROBJ> by the MAGIC telescopes. *A&A*, 539:L2, March 2012.
- [A⁺12d] J. Aleksić et al. Discovery of VHE γ -rays from the blazar 1ES 1215+303 with the MAGIC telescopes and simultaneous multi-wavelength observations. *A&A*, 544:A142, August 2012.
- [A⁺12e] J. Aleksić et al. Morphological and spectral properties of the W51 region measured with the MAGIC telescopes. *A&A*, 541:A13, May 2012.
- [AoV10] V. A. Acciari, others, and VERITAS Collaboration. Observations of the Shell-type Supernova Remnant Cassiopeia A at TeV Energies with VERITAS. *ApJ*, 714:163–169, May 2010.
- [BGL⁺11] K. Berger, G. Giavitto, E. Lindfors, L. Takalo, D. Paneque, A. Stamerra, and On behalf of the MAGIC Collaboration. Exploring the very high energy gamma-ray emission ($E > 100$ GeV) of the hard spectrum Fermi sources 1FGL J2001.1+4351 and B3-2247+381 with MAGIC. *ArXiv e-prints*, October 2011.
- [HKf09] D. Huang, A. Konopelko, and for the VERITAS collaboration. VERITAS Observations of Mkn 501 in 2009. *ArXiv e-prints*, December 2009.

- [Kf09] N. Karlsson and for the VERITAS collaboration. Discovery of VHE Gamma-ray Emission from the Starburst Galaxy M82. *ArXiv e-prints*, December 2009.
- [SBB⁺05] M. Schroedter, H. M. Badran, J. H. Buckley, J. Bussons Gordo, D. A. Carter-Lewis, C. Duke, D. J. Fegan, S. F. Fegan, J. P. Finley, G. H. Gillanders, J. Grube, D. Horan, G. E. Kenny, M. Kertzman, K. Kosack, F. Krennrich, D. B. Kieda, J. Kildea, M. J. Lang, K. Lee, P. Moriarty, J. Quinn, M. Quinn, B. Power-Mooney, G. H. Sembroski, S. P. Wakely, V. V. Vassiliev, T. C. Weekes, and J. Zweerink. A Very High Energy Gamma-Ray Spectrum of 1ES 2344+514. *ApJ*, 634:947–954, December 2005.
- [W⁺05] R. M. Wagner et al. Observations of the Crab nebula with the MAGIC telescope. *Proceedings to the 29th ICRC, Pune*, 2005.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Ionisation der Atmosphäre nach Messungen von Hess und Kolhörster, Daten aus [Hes12] und [Kol14]. Dargestellt sind die Differenzwerte zwischen Flugdaten und Vergleichsmessungen am Boden.	8
1.2	Spektrum der kosmischen Strahlung nach [Hil06]	9
1.3	Elementhäufigkeitsverteilung der kosmischen Strahlung bei einer Energie von 1 GeV/Nukleon, nach [BEH09]	10
1.4	Konzept einer HiSCORE-Station, aus [THH ⁺ 12]	18
1.5	Sensitivität von HiSCORE, aus [Ham12] S. 146	19
2.1	Draufsicht der offenen Box: Zu sehen ist der eingebaute PMT mit drehbarem Bogen rechts, aus [Nac11].	22
2.2	Frontansicht der Box: Zu sehen sind die lichtdichten Anschlüsse, die durch die Boxwand gelegt sind, aus [Nac11].	22
2.3	Aufbauschema des Teststandes, aus [Nac11].	22
2.4	Die iseg-Basis: Das iseg-Board auf einem B20-Sockel, aus [Nac11]. . .	23
2.5	Spannungsabhängigkeit der Luminosität der verwendeten LEDs; Daten aus [Ehl11].	24
2.6	Das vom Funktionsgenerator erzeugte Signal, das an die LED weitergegeben wird, aufgenommen mit einem Oszilloskop.	25
2.7	Langzeitmessung des ETP mit einer LED, zu sehen sind die Signale von Anode und Dynode. Aus [Nac11].	26
2.8	Messsignal des PMT: einzelner Peak am Messpunkt r7_0 (äußerer rechter Ring, Mitte)	27
2.9	Histogramm der Häufigkeiten der Peakmittelwerte im Messpunkt r7_0 (äußerer rechter Ring, Mitte)	28
2.10	Ergebnis der Messung der sphärischen Akzeptanz: Anodensignal, gaußgemittelte Peakwerte.	29

2.11	Ergebnis der Messung der sphärischen Akzeptanz: Anodensignal, gaußgemittelte Integralwerte.	30
2.12	Ergebnis der Messung der sphärischen Akzeptanz: Dynodensignal, gaußgemittelte Peakwerte.	31
2.13	Ergebnis der Messung der sphärischen Akzeptanz aus der Arbeit [Nac11].	31
2.14	Messung der Zeitabhängigkeit des Antwortsignals des HP1 bei gleichbleibendem Eingangssignal.	34
2.15	Daten aus Abb. 2.14 gefiltert und mit einem Fit versehen.	35
3.1	Flächeneffektivitäten von HiSCORE, berechnet mit reco_score, vgl. [Ham12] S. 143. Links für Rekonstruktionsschnitt, rechts mit Gamma-Hadron-Separation.	39
3.2	Winkelauflösung von HiSCORE, berechnet mit reco_score, vgl. [Ham12] S. 112. Unterhalb von 50 TeV wird die Winkelauflösung drastisch schlechter und schnell größer als 2 °.	39
3.3	Energieantwortfunktion (ERF) von HiSCORE, berechnet mit reco_score.	40
3.4	Schema der Funktionsweise der Spektrenmultiplikation	41
3.5	Ergebnisse der Spektrenmultiplikation	42
3.6	Schema der Funktionsweise der Energy Response Function	43
3.7	Wirkung der ERF auf ein Spektrum gemäß eines linearen Potenzgesetzes	44
3.8	Wirkung der ERF auf ein Spektrum gemäß eines Potenzgesetzes mit exponentiellem Cutoff	44
3.9	Im Mittel erwartete Ereignisse vom Krebsnebel für verschiedene Detektorgrößen	44
3.10	Erwartete Hintergrundereignisse im Raumwinkel 0,1 ° im Vergleich mit dem Krebsnebelspektrum aus [A ⁺ 04a]	45
3.11	Erscheinungsbild der grafischen Benutzerschnittstelle (GUI), sie erlaubt Zugriff auf die erstellten Simulationen. Zu näheren Erläuterungen s. Text.	51
4.1	Errechnete Ereignislisten für das Spektrum des Krebsnebels aus [A ⁺ 04a]. Links: Totale Ereigniszahlen pro markiertem Bin. Rechts: Differentielle Anzahl im Vergleich mit dem Quellspektrum.	53
4.2	Errechnete Ereignislisten für das Spektrum der Hadronen. Links: Cut B. Rechts: Cut C.	53

4.3	Histogramme der simulierten Exzessereignisse für CTB37A (links) [A ⁺ 08d] und das Galaktische Zentrum (rechts) [A ⁺ 09e].	54
4.4	Simulierte Exzessereignisse (Punkte) für verschiedene vorgeschlagene Spektren des Krebsnebels (vgl. Tab. 4.1) im Vergleich mit diesen (durchgezogene Linien).	55
4.5	Simulierte Expositionszeiten des Himmels von der Tunka-Site aus in Galaktischen Koordinaten. Ohne Korrektur für schlechtes Wetter, die schwarzen Punkte markieren bekannte γ R-Quellen [WH12]. Aus [Ham12] S. 158.	56
4.6	Simulierte Exzessereignisse (Punkte) für verschiedene vorgeschlagene Spektren des Krebsnebels (vgl. Tab. 4.1) im Vergleich mit diesen (durchgezogene Linien).	57
4.7	Absorption verschiedener Galaktischer Quellen, nach [MBRH]	61
4.8	Exzess von CTB 37A nach HESS 2008 für 100 km ² , 1000 h im Vergleich zwischen absorbiertem und nicht absorbiertem Spektrum. . . .	62
4.9	Grundlegende Schritte der Quellmorphologie am Beispiel eines punktförmigen Krebsnebels nach HEGRA 2004 bei 200 h und 10 km ² . Links: Punktquelle, verwechselt mit Winkelauflösung. Rechts: Zusätzlich geglättet.	63
4.10	Zur Punktquelle aus Abb. 4.3 kommt der statistisch verteilte Hintergrund dazu. Links: Nur Hintergrund. Rechts: Hintergrund mit Quelle im Zentrum.	64
4.11	Quelle und Hintergrund aus Abb. 4.11 rechts normiert auf 1 msr. . . .	64
4.12	Signifikanz des Krebsnebelspektrums HEGRA 2004 (200 h, 10 km ²) über Hintergrund. Die Quadrate geben die räumlichen Schnittbereiche an, für deren Inneres die Gesamtsignifikanz berechnet wird: 3,9 σ für den schwarz und 6,6 σ für den rot umrandeten Bereich.	65

Tabellenverzeichnis

2.1	Ergebnisse der Messung des Spannungsverlaufs mit dem HP1. P: Peakspannung / mV ; I: integrierte Spannung / mV·ns (jeweils gaußgemittelt und mit entsprechender Standardabweichung); E: Events (als echte Peaks identifizierte / getriggerte).	32
2.2	Relativierte Ergebnisse der Messung des Spannungsverlaufs mit dem HP1. P: Peakspannung / mV ; I: integrierte Spannung / mV·ns (jeweils gaußgemittelt und mit entsprechender Standardabweichung).	33
4.1	Spektren verschiedener verwendeter Quellen	54
4.2	Simulierte Expositionszeiten für bekannte TeV-Quellen von Tunka be- trachtet. Vgl. Abb. 4.5, Positionen in Galaktischen Koordinaten. Aus [Ham12], S. 159 zusammengestellt.	58
4.3	TeV-Quellen, die von Tunka aus gesehen werden können, mit Spek- tralparametern und simulierten Signifikanzen für ein Jahr Beobach- tung mit 100 km ² . Spektrum: $\Phi(E) = I_0 \cdot (\frac{E}{E_0})^{-\Gamma}$ TeV ⁻¹ m ⁻² s ⁻¹ , S ist die totale Signifikanz, S ₁₀₀ die oberhalb von 100 TeV.	59
4.4	TeV-Quellen, die von Tunka aus gesehen werden können, mit expo- nentielltem Cutoff im Spektrum, sowie simulierte Signifikanzen für ein Jahr Beobachtung mit 100 km ² . S gibt die totale Signifikanz an, S ₁₀₀ die oberhalb von 100 TeV.	60

Anhang A

Anhang

200 mm (8") photomultiplier 9352KB series data sheet

1 description

The 9352KB is a 200mm (8") diameter end window photomultiplier with blue-green sensitive bialkali photocathode on a hemispherical window, and 6 BeCu dynodes of linear focused design for good linearity and timing. Metal fingers extend over the active area to ensure satisfactory operation at high ambient light levels.

2 applications

- high energy physics studies with high light levels (e.g. Cosmic Ray Shower studies in the night sky)

3 features

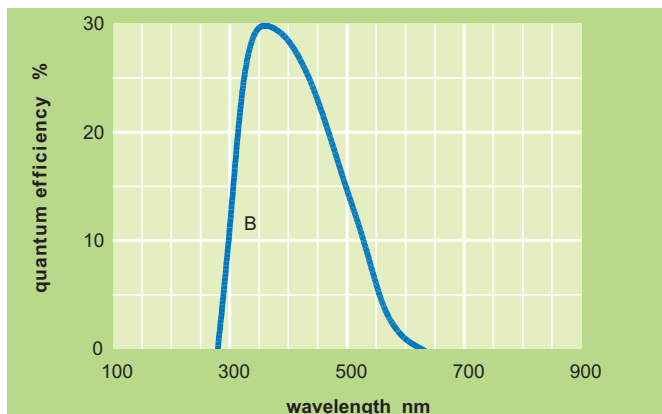
- 2π detection
- large active area
- internal collection efficiency optimised
- high light level capability
- fast time response
- low background glass envelope

4 window characteristics

9352KB borosilicate	
spectral range*(nm)	290 - 630
refractive index (n_d)	1.49
K (ppm)	300
Th (ppb)	250
U (ppb)	100

* wavelength range over which quantum efficiency exceeds 1 % of peak

5 typical spectral response curves

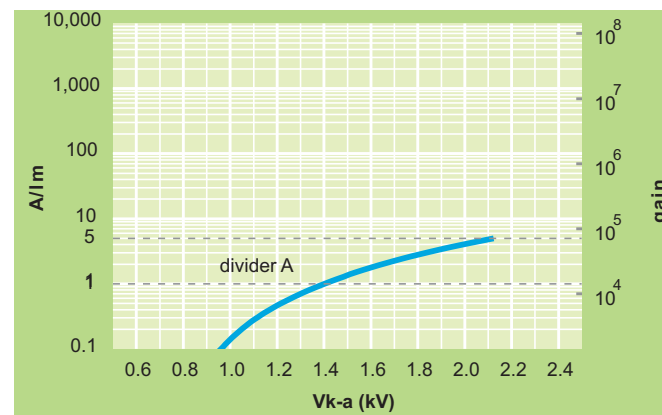


6 characteristics

	unit	min	typ	max
photocathode: bialkali				
active diameter	mm		195	
active surface area	cm ²		480	
quantum efficiency at peak	%		30	
luminous sensitivity	μA/lm		70	
with CB filter		8	12	
with CR filter			1	
dynodes: 6LFBBeCu				
anode sensitivity in divider A:				
nominal anode sensitivity	A/lm		1	
max. rated anode sensitivity	A/lm		5	
overall V for nominal A/lm	V		1400	2300
overall V for max. rated A/lm	V		2000	
gain at nominal A/lm	x 10 ⁶		0.01	
dark current at 20 °C:				
dc at nominal A/lm	nA		0.2	5
dc at max. rated A/lm	nA		1	
pulsed linearity (-5% deviation):				
divider A	mA		50	
rate effect (I_a for Δg/g=1%):				
	μA		1	
magnetic field sensitivity:				
the field for which the output decreases by 50 %				
most sensitive direction	T x 10 ⁻⁴		0.4	
temperature coefficient:				
	% °C ⁻¹		± 0.5	
timing:				
multi electron rise time	ns		5	
multi electron fwhm	ns		8	
transit time	ns		50	
weight:				
	g		650	
maximum ratings:				
anode current	μA			100
cathode current	nA			5000
gain	x 10 ⁶			0.07
sensitivity	A/lm			5
temperature	°C	-30		60
V (k-a) ⁽¹⁾	V			2400
V (k-d1)	V			600
V (d-d) ⁽²⁾	V			300
ambient pressure (absolute)	kPa			202

⁽¹⁾ subject to not exceeding max. rated sensitivity ⁽²⁾ subject to not exceeding max rated V(k-a)

7 typical voltage gain characteristics



8 voltage divider distribution

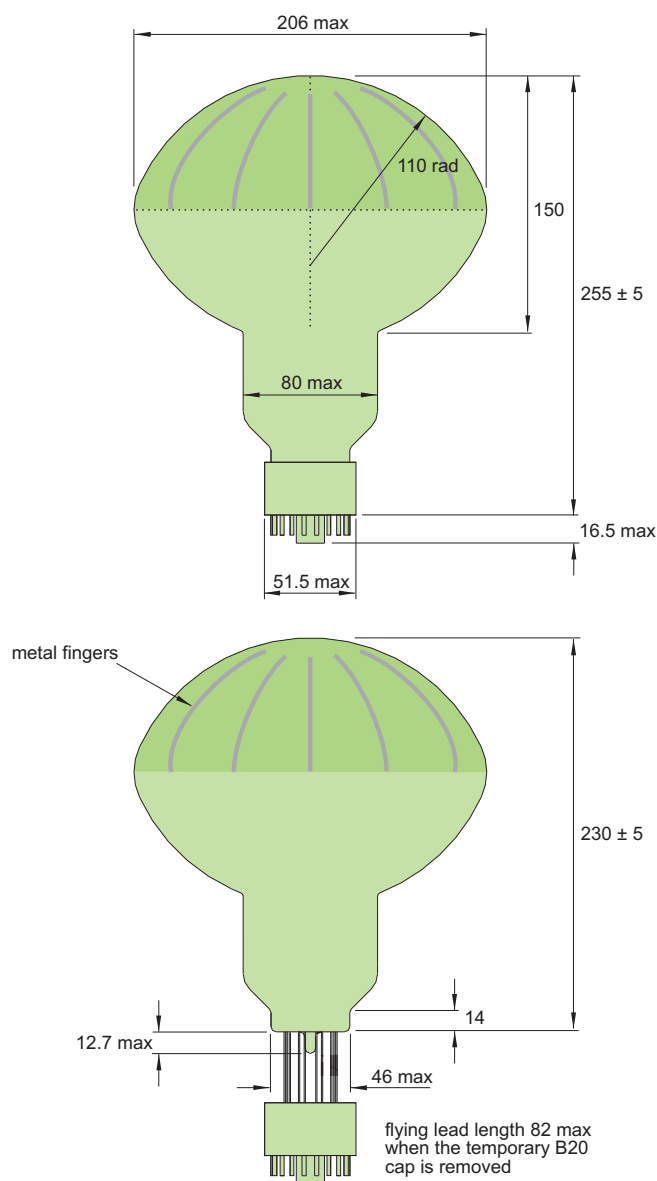
k	d ₁	d ₂	d ₃	d ₄	d ₅	d ₆	a
A	600V	R	R	R	R	R	Standard

note: focus connected to d₁

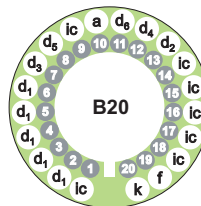
Characteristics contained in this data sheet refer to divider A unless stated otherwise.

9 external dimensions mm

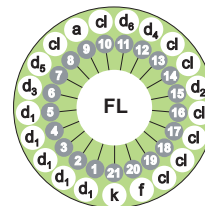
The drawings below show the 9352KB with the B20 cap fitted, and the 9352KFLB in flying lead format with a temporary B20 cap fitted. This temporary cap is attached as agreed with the customer.



10 base configuration (viewed from below)



B20 cap
(for 9352KB & 9352KFLB)
'ic' indicates an internal connection



flying lead base
(for 9352FLB
after removal of
temporary cap)
'cl' indicates cut lead

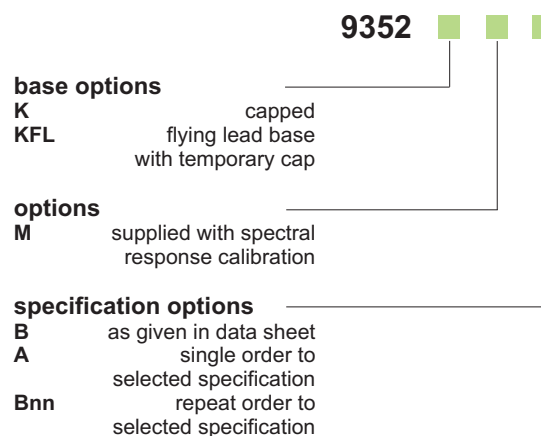
note: connect focus to d₁

note: connect focus to d₁

Our range of B20 sockets is available to suit the B20 cap. The socket range includes versions with or without a mounting flange, and versions with contacts for mounting directly onto printed circuit boards.

11 ordering information

The 9352KB meets the specification given in this data sheet. You may order **variants** by adding a suffix to the type number. You may also order **options** by adding a suffix to the type number. You may order product with **specification options** by discussing your requirements with us. If your selection option is for one-off order, then the product will be referred to as 9352KA. For a repeat order, Electron Tubes will give the product a two digit suffix after the letter B, for example B21. This identifies your specific requirement.



12 voltage dividers

Voltage dividers for this type are available to special order. Please discuss your requirements with us.

ET Enterprises Limited
45 Riverside Way
Uxbridge UB8 2YF
United Kingdom
tel: +44 (0) 1895 200880
fax: +44 (0) 1895 270873
e-mail: sales@et-enterprises.com
web site: www.et-enterprises.com

Electron Tubes
100 Forge Way Unit F
Rockaway NJ 07866 USA
tel: (973) 586 9594
toll free: (800) 521 8382
fax: (973) 586 9771
e-mail: sales@electrontubes.com
web site: www.electrontubes.com

choose accessories for this pmt on our website

an ISO 9001 registered company

The company reserves the right to modify these designs and specifications without notice. Developmental devices are intended for evaluation and no obligation is assumed for future manufacture. While every effort is made to ensure accuracy of published information the company cannot be held responsible for errors or consequences arising therefrom.

ET Enterprises
electron tubes

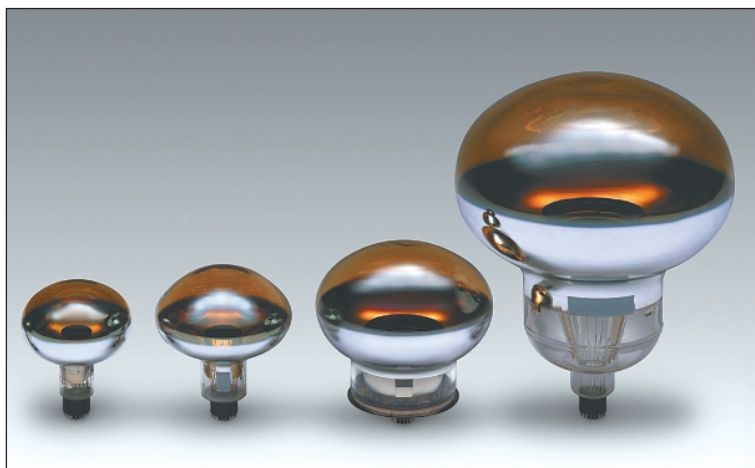
© ET Enterprises Ltd, 2009
DS_9352KB Issue 4 (10/09/09)

APPLICATION

- Neutrino Physics

FEATURES

- Large Photocathode Area
- Fast Time Response
- High Stability
- Less Dark Count



R5912
R5912-02

R7081
R7081-20

R8055

R3600-02
R7250

SPECIFICATIONS

Type No.	Diameter (mm) / (inch)	Minimum Effective Area (mm)	Surface Area		Dynode		Weight (g)
			Min. (cm ²)	Typ. (cm ²)	Structure	Number of Stages	
R5912	202 / 8	φ190	330	380	Box & Line	10	approx. 1100
R5912-02	202 / 8	φ190	330	380	Box & Line	14	approx. 1100
R7081	253 / 10	φ220	470	530	Box & Line	10	approx. 1400
R7081-20	253 / 10	φ220	470	530	Box & Line	14	approx. 1400
R8055	332 / 13	φ312	960	1080	Box & Line	10	approx. 3000
R3600-02	508 / 20	φ460	2030	2410	Venetian blind	11	approx. 8000
R7250	508 / 20	φ430	1680	1740	Box & Line	10	approx. 8000

COMMON SPECIFICATIONS

Spectral Response	300 nm to 650 nm
Peak Wavelength	420 nm
Photocathode Material	Bialkali
Window Material	Borosilicate glass

LARGE PHOTOCATHODE AREA PHOTOMULTIPLIER TUBES

SPECIFICATIONS

Type No.	Cathode Sensitivity					Anode Sensitivity				
	Luminous (2856 K)		Radiant at 420 nm	Blue Sensitivity Index (CS 5-58)		Quantum Efficiency at 390 nm	Luminous (2856 K)	Radiant at 420 nm	Gain	Applied Voltage for Typical Gain
	Min. (μA/lm)	Typ. (μA/lm)		Min.	Typ.					
R5912	40	80	80	6.0	10.0	25	700	7.2×10^5	1.0×10^7	1500
R5912-02	40	80	80	6.0	10.0	25	70 000	7.2×10^7	1.0×10^9	1700
R7081	40	80	80	6.0	10.0	25	800	8.0×10^5	1.0×10^7	1500
R7081-20	40	80	80	6.0	10.0	25	80 000	8.0×10^7	1.0×10^9	1700
R8055	35	60	65	5.5	8.0	20	3000	3.25×10^6	5.0×10^7	2000
R3600-02	35	60	65	5.5	8.0	20	600	6.5×10^5	1.0×10^7	2000
R7250	35	60	65	5.5	8.0	20	600	6.5×10^5	1.0×10^7	2000

NOTE: Anode characteristics are measured with the voltage distribution ratio shown below.
 (): Measured with the special voltage distribution ratio (Tapered Divider) shown below.

Type No.	Maximum Ratings							
	Supply Voltage		Average Anode Current	Operating Ambient Temperature	Storage Temperature	Ambient Pressure (Gauge)	Direct Interelectrode Capacitances	
	Anode to Cathode (V)	Anode to Last Dynode (V)					Anode to Last Dynode (pF)	Anode to All Other Dynodes (pF)
R5912	2000	300	0.1	-30 to +50	-30 to +50	0.7	approx. 3	approx. 7
R5912-02	2000	300	0.1	-30 to +50	-30 to +50	0.7	approx. 3	approx. 7
R7081	2000	300	0.1	-30 to +50	-30 to +50	0.7	approx. 3	approx. 7
R7081-20	2000	300	0.1	-30 to +50	-30 to +50	0.7	approx. 3	approx. 7
R8055	2500	300	0.1	-30 to +50	-30 to +50	0.15	approx. 10	approx. 20
R3600-02	2500	300	0.1	-30 to +50	-30 to +50	0.6	approx. 36	approx. 40
R7250	2500	300	0.1	-30 to +50	-30 to +50	0.6	approx. 10	approx. 15

Anode Sensitivity

(at +25 °C)

Dark Current (After 30 min storage in darkness)		Dark Count (After 15 hours storage in darkness)		Time Response			Single Photo-electron (Peak to valley ratio)		Pulse Linearity		Type No.
				Rise Time	Electron Transit Time	Transit Time Spread (FWHM)			at ±2 % Deviation	at ±5 % Deviation	
Typ. (nA)	Max. (nA)	Typ. (s ⁻¹)	Max. (s ⁻¹)	Typ. (ns)	Typ. (ns)	Typ. (ns)	Min.	Typ.	Typ. (mA)	Typ. (mA)	
50	700	4000	8000	3.8	55	2.4	1.5	2.5	20 (60)	40 (80)	R5912
1000	5000	6000	12 000	4	68	2.8	1.5	2.5	40	70	R5912-02
50	700	7000	15 000	4.3	63	2.9	1.5	2.5	20 (60)	40 (80)	R7081
1000	5000	9000	19 000	4.5	78	3.3	1.5	2.5	40	70	R7081-20
200	1000	15 000	30 000	5.3	88	2.8	1.5	2.5	60	80	R8055
200	1000	25 000	80 000	10	95	5.5	1.1	1.7	20	40	R3600-02
200	1000	25 000	80 000	7	110	3.5	1.5	2.5	60	80	R7250

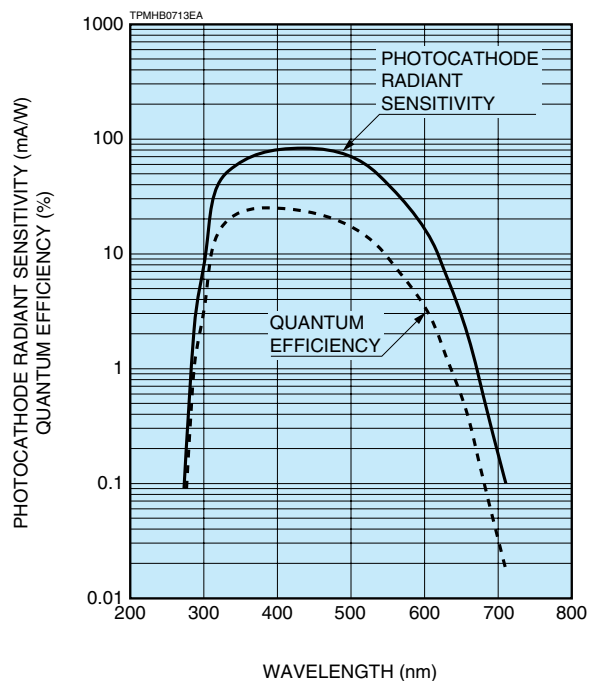
Type No.	Supply Voltage (V)	Voltage Distribution Ratio K: Photocathode Dy: Dynode P: Anode F: Focus																		
		K	Dy1	F2	F1	F3	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	Dy6	Dy7	Dy8	Dy9	Dy10	P				
R5912, R7081	1500	11.3	0	0.6	0	3.4	5	3.33	1.67	1	1	1	1	1	1					
		Capacitors in μF												0.01	0.01	0.01				
R5912, R7081 (Taperd Divider)	1500	11.3	0	0.6	0	3.4	5	3.33	1.67	1	1.2	1.5	2.2	3	2.4					
		Capacitors in μF												0.01	0.01	0.01				
R8055	2000	18.5	0	0.6	0	3.4	5	3.3	1.7	1	1	1	2	3	4					
		Capacitors in μF												0.01	0.01	0.01				
R7250	2000	18.5	0	0.6	0	3.4	5	3.3	1.7	1	1	1	2	3	4					
		Capacitors in μF												0.01	0.01	0.01				
		K	F2	F1	F3	Dy1	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	Dy6	Dy7	Dy8	Dy9	Dy10	Dy11	P			
R3600-02	2000	5	1	2	0.02	3	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1				
		Capacitors in μF												0.01	0.01	0.01				
		K	Dy1	F2	F1	F3	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	Dy6	Dy7	Dy8	Dy9	Dy10	Dy11	Dy12	Dy13	Dy14	P
R5912-02	1700	11.3	0	0.6	0	3.4	5	3.33	1.67	1	1	1	1	1	1.2	1.5	2.2	3	2.4	
R7081-20		Capacitors in μF												0.01	0.01	0.01	0.02	0.02		

LARGE PHOTOCATHODE AREA PHOTOMULTIPLIER TUBES

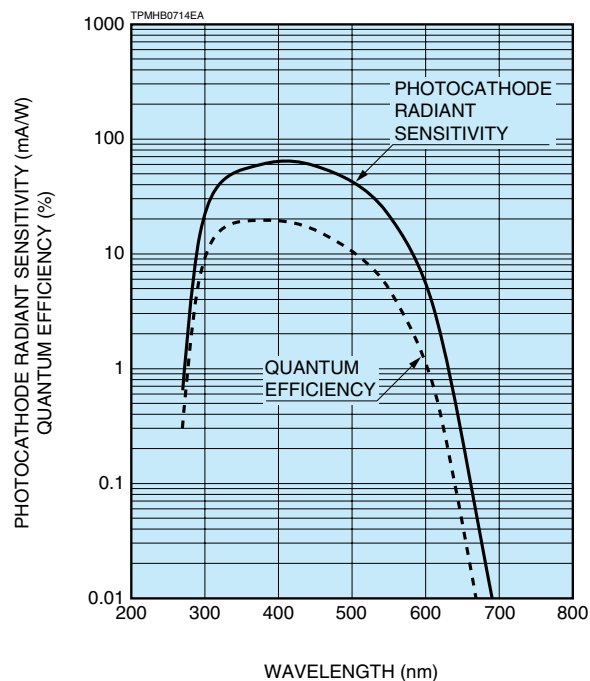
SPECTRAL RESPONSE CHARACTERISTICS

●R5912, R5912-02

●R7081, R7081-20

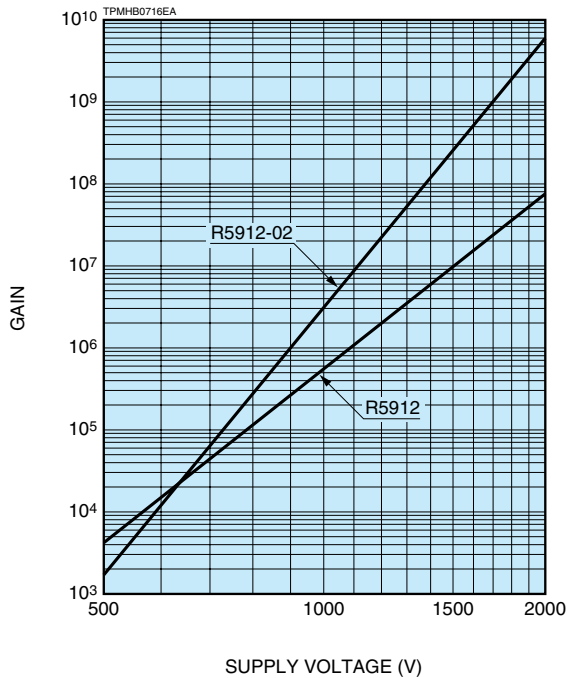


●R8055, R3600-02, R7250

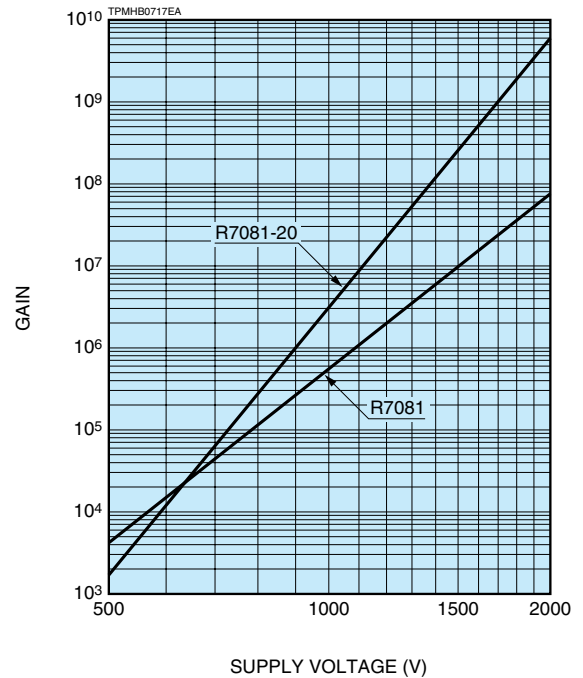


GAIN

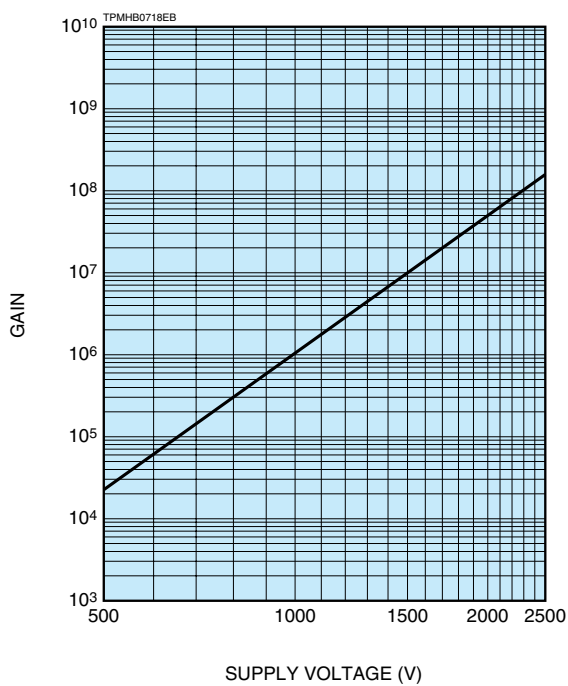
●R5912, R5912-02



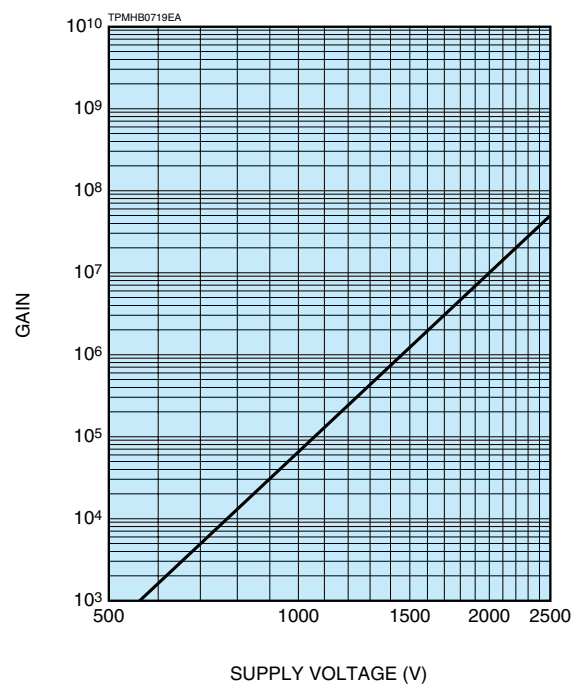
●R7081, R7081-20



●R8055



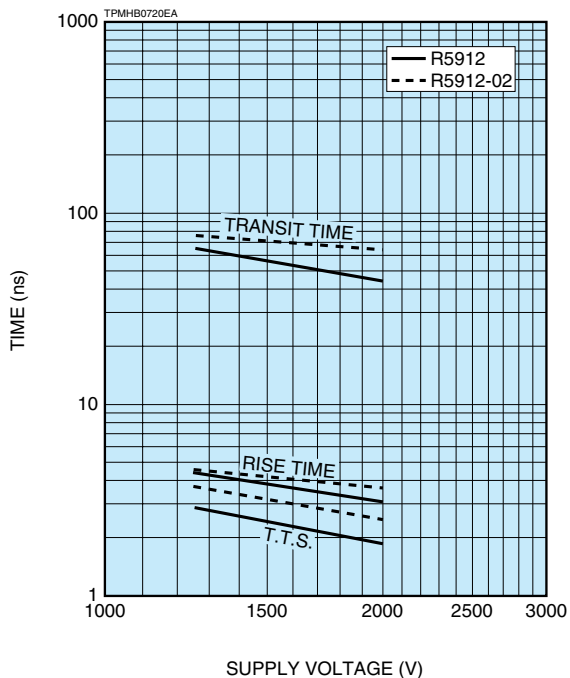
●R3600-02, R7250



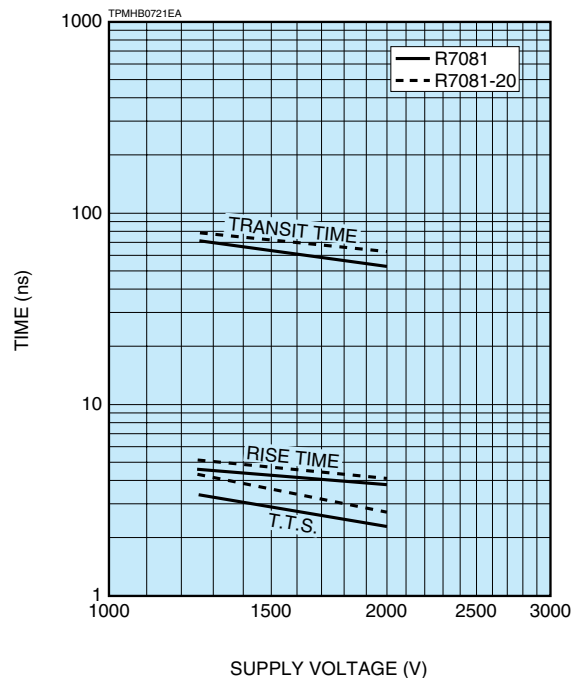
LARGE PHOTOCATHODE AREA PHOTOMULTIPLIER TUBES

TYPICAL TIME RESPONSE

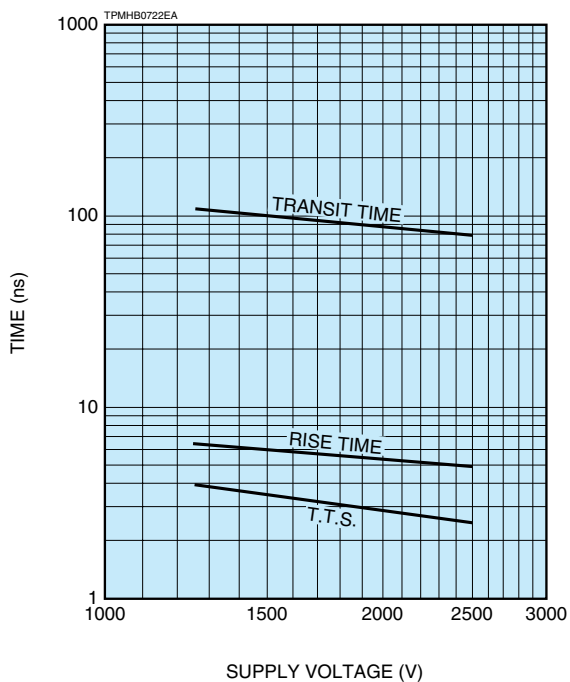
●R5912, R5912-02



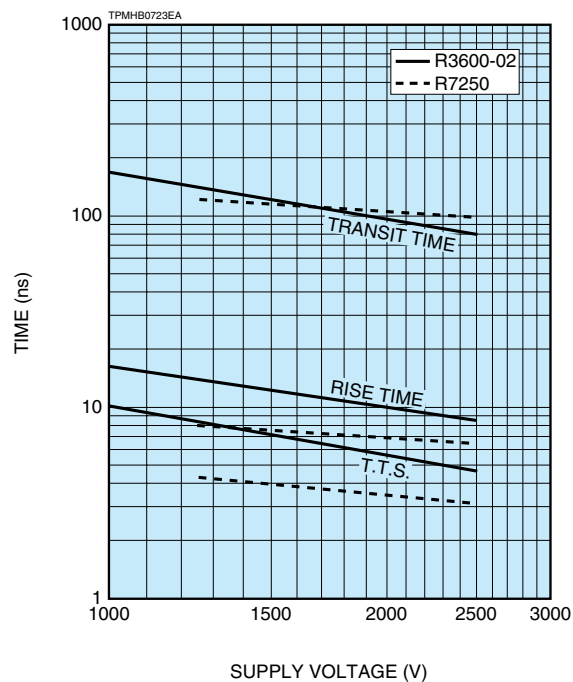
●R7081, R7081-20



●R8055

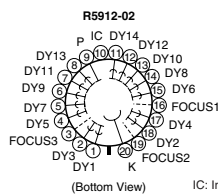
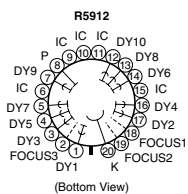
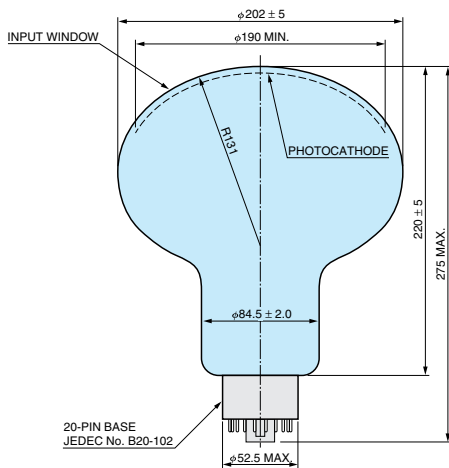


●R3600-02, R7250



DIMENSIONAL OUTLINE (Unit: mm)

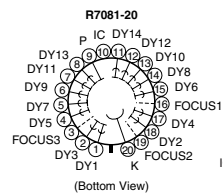
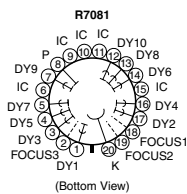
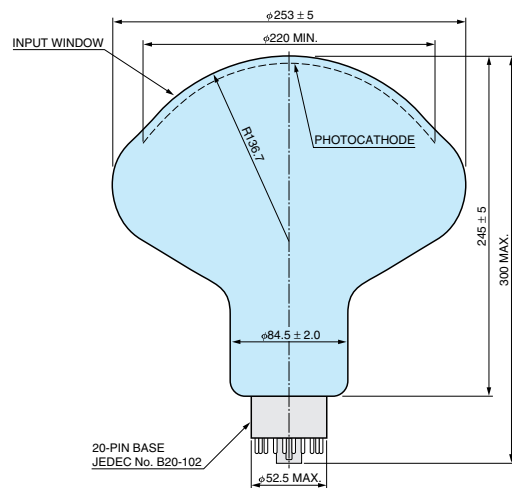
●R5912, R5912-02



IC: Internal Connection
(Do not use)

TPMHA0500EA

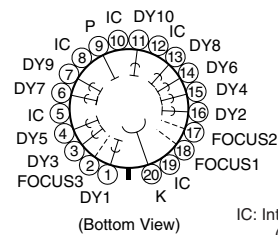
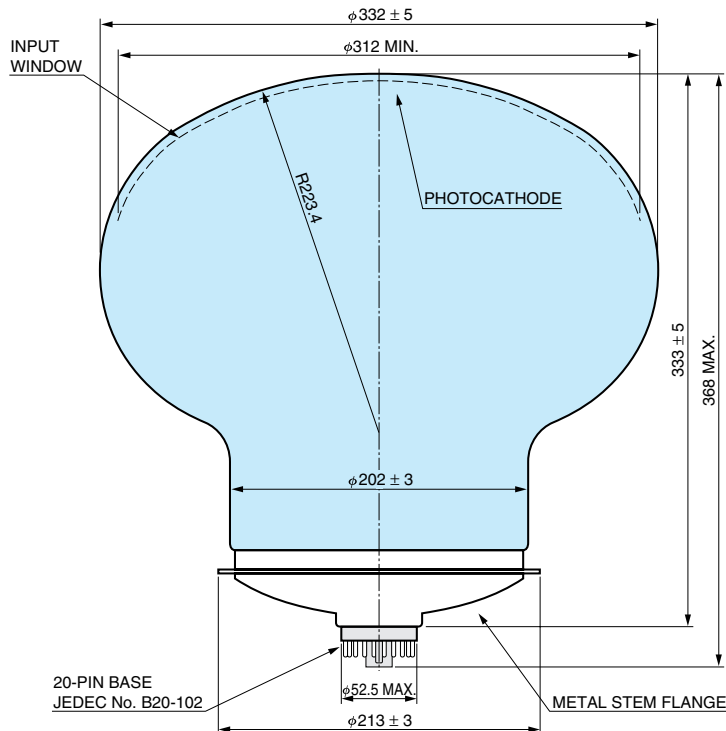
●R7081, R7081-20



IC: Internal Connection
(Do not use)

TPMHA0501EA

●R8055



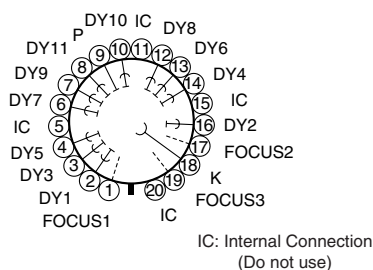
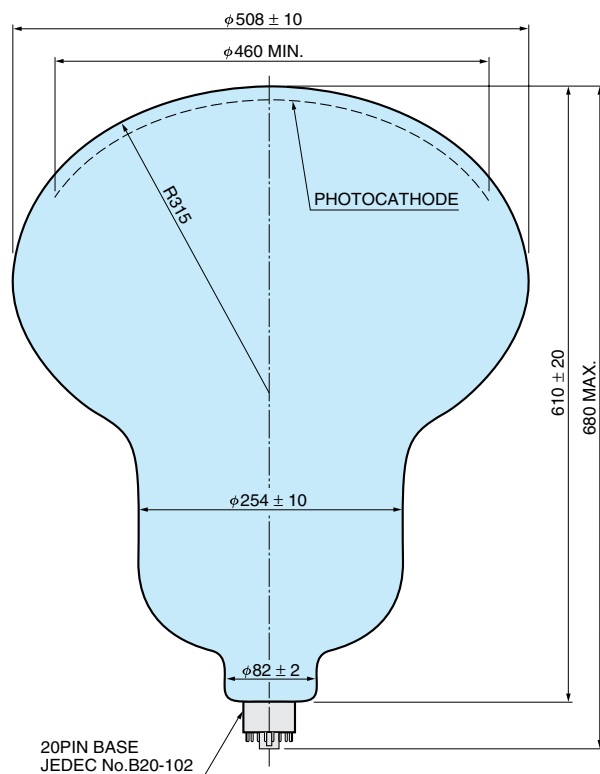
IC: Internal Connection
(Do not use)

TPMHA0502EA

LARGE PHOTOCATHODE AREA PHOTOMULTIPLIER TUBES

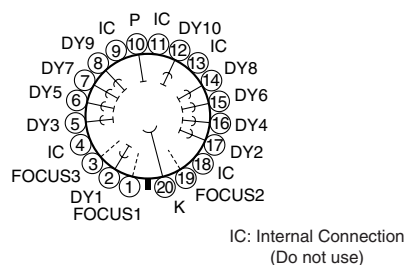
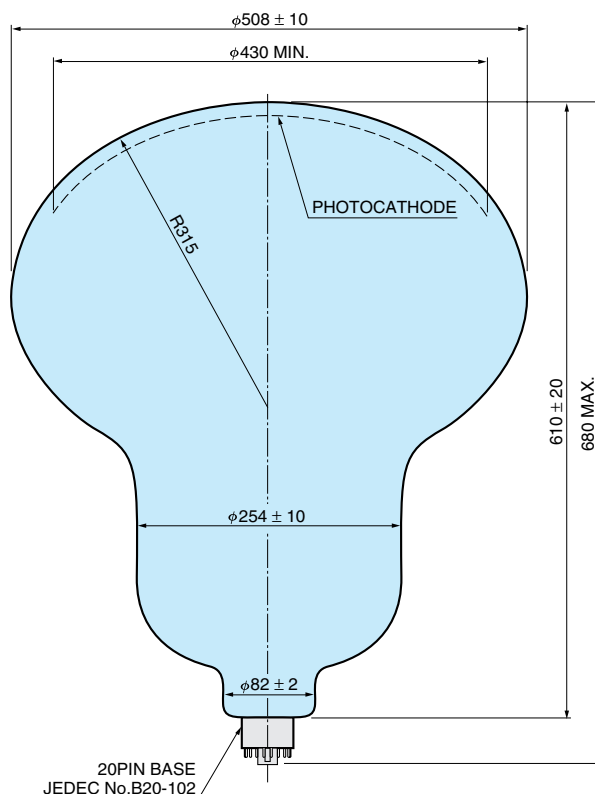
DIMENSIONAL OUTLINE (Unit: mm)

●R3600-02



TPMHA0092EE

●R7250



TPMHA0475ED

HAMAMATSU

WEB SITE www.hamamatsu.com

HAMAMATSU PHOTONICS K.K., Electron Tube Division

314-5, Shimokanzo, Iwata City, Shizuoka Pref., 438-0193, Japan, Telephone: (81)539/62-5248, Fax: (81)539/62-2205

U.S.A.: Hamamatsu Corporation: 360 Foothill Road, P. O. Box 6910, Bridgewater, N.J. 08807-0910, U.S.A., Telephone: (1)908-231-0960, Fax: (1)908-231-1218 E-mail: usa@hamamatsu.com

Germany: Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH: Arzbergerstr. 10, D-82211 Herrsching am Ammersee, Germany, Telephone: (49)8152-375-0, Fax: (49)8152-2658 E-mail: info@hamamatsu.de

France: Hamamatsu Photonics France S.A.R.L.: 19, Rue du Saule Trapu, Parc du Moulin de Massy, 91882 Massy Cedex, France, Telephone: (33)1 69 53 71 00, Fax: (33)1 69 53 71 10 E-mail: infos@hamamatsu.fr

United Kingdom: Hamamatsu Photonics UK Limited: 2 Howard Court, 10 Tewin Road Welwyn Garden City Hertfordshire AL7 1BW, United Kingdom, Telephone: 44-(0)1707-294888, Fax: 44-(0)1707-325777 E-mail: info@hamamatsu.co.uk

North Europe: Hamamatsu Photonics Norden AB: Smidesvägen 12, SE-171-41 SOLNA, Sweden, Telephone: (46)8-509-031-00, Fax: (46)8-509-031-01 E-mail: info@hamamatsu.se

Italy: Hamamatsu Photonics Italia: S.R.L.: Strada della Moia, 1/E, 20020 Arese, (Milano), Italy, Telephone: (39)02-935 81 733, Fax: (39)02-935 81 741 E-mail: info@hamamatsu.it

TPMH1286E05
JAN. 2008 IP

Erklärung

Hiermit bestätige ich, dass die vorliegende Arbeit von mir selbständig verfasst wurde und ich keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel – insbesondere keine im Quellenverzeichnis nicht benannten Internet-Quellen – benutzt habe und die Arbeit von mir vorher nicht einem anderen Prüfungsverfahren eingereicht wurde. Die eingereichte schriftliche Fassung entspricht der auf dem elektronischen Speichermedium. Ich bin damit einverstanden, dass die Masterarbeit veröffentlicht wird.