Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls–Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Carsten Köhler
aus Heidelberg

1995

Optimierung des Triggers für ein Abbildendes Tscherenkow-Teleskop

Die Diplomarbeit wurde von Carsten Köhler ausgeführt am

Max-Planck-Institut für Kernphysik
Heidelberg

unter der Betreuung von
Herrn Prof. W. Hofmann

Inhalt

Einleitung

Am Morgen des 7. August 1912 entdeckte Victor Hess auf einem Ballonflug zur Erforschung der Erdradioaktivität, daß die Ionisation der Luft mit steigender Flughöhe zunahm. Hess erklärte diesen Effekt durch die Annahme einer„... Strahlung von oben“ [HES,12]. Zunächst vermutete man, daß nur hochenergetische Photonen in der Lage sein könnten, solch eine intensive Strahlung zu verursachen, man sprach deshalb von einer *Ultragammastrahlung*. Erst durch die Koinzidenzexperimente von Bothe und Kohlhörster [BOT,29] wurde diese These widerlegt. Heute weiß man , daß die kosmische Strahlung im Energiebereich zwischen 10^{12} und 10^{18} eV zu 99% aus Hadronen, vor allem aus Protonen und α-Teilchen, zu weniger als 1% aus Leptonen und nur zu etwa 0.1% aus hochenergetischen γ-Quanten besteht [SOK,89]. Das Energiespektrum der Kosmischen Strahlung konnte bis zu Energien von 10^{20} eV gemessen werden. Mehrere Mechanismen zu ihrer Entstehung sind vorgeschlagen, und einige kosmische Objekte sind als Quellen bekannt. Die geladenen Teilchen der Kosmischen Strahlung mit Energien $E \leq 10^{17}\ eV$ verlieren aber auf ihrem Weg durch die stark inhomogenen, galaktischen Magnetfelder jegliche Information über ihre Herkunftsrichtung. Zur gezielten Untersuchung einzelner Objekte in diesem Energiebereich ist man daher auf die ungeladene Komponente der Kosmischen Strahlung, also auf Neutrinos und γ-Quanten angewiesen. Vor allem die Messung von γ-Quanten ist in einer Vielzahl von Experimenten durchgeführt worden.
Man unterteilt die γ-Astronomie grob in drei Forschungsbereiche:
Im *High-Energy*–Bereich (HE) werden γ-Quanten mit einer Energie bis zu 10^{11} eV untersucht. Der Energiebereich von 10^{11} bis 10^{14} eV wird als *Very-High-Energy*–Bereich (VHE) bezeichnet. Bei Primärenergien von 10^{14} eV und mehr spricht man vom *Ultra-High-Energy*–Bereich (UHE).
Bei Energien im HE-Bereich lassen sich die γ-Quanten nur außerhalb der Atmosphäre nachweisen. Die Satellitenexperimente SAS-II [FIC,75] und COS-B [BIG,75] konnten in den siebziger Jahren mehrere Quellen für γ-Strahlung in diesem Energiebereich identifizieren, darunter den Crab-Nebel und Vela-X. Ein jüngeres Experiment wird mit dem EGRET-Detektor an Bord des 1991 gestarteten GRO-Satelliten betrieben [SCH,92]. Für den Nachweis von γ-Quanten mit Energie $> 10^{11}$ eV ist die geringe Detektorfläche dieser Experimente wegen der starken Abnahme des γ-Flusses mit der Energie nicht mehr effizient. Größere Detektorflächen lassen sich aber momentan nur am Erdboden realisieren.
Ein γ-Quant höherer Energie, das in die Erdatmosphäre eintritt, wird einen ausgedehnten Luftschauer auslösen. Im Energiebereich von 10^{11}-10^{12} eV sterben diese Luftschauer bereits in einigen Kilometern Höhe über dem Erdboden aus. Sie lassen sich aber anhand des Tscherenkowlichts, das die geladenen Schauerteilchen auf ihrem Weg durch die Atmosphäre produzieren, noch am Boden nachweisen.
γ-Quanten mit Energien oberhalb von 10^{12} eV verursachen Schauer, die so intensiv sind, daß eine hinreichende Anzahl von Schauerteilchen noch am Erdboden direkt nachgewiesen werden kann.

Diese Diplomarbeit behandelt den Nachweis von γ-Quanten im unteren VHE-Bereich. Die dafür am

besten geeigneten Detektoren sind die *Abbildenden Tscherenkow-Teleskope*. Diese Teleskope sind im wesentlichen aus einem Reflektor und einer im Fokus angebrachten Kamera aufgebaut. Diese Kamera besteht aus einer Anordnung von Photomultipliern, die in der Lage sind, das aus großer Höhe stammende Tscherenkowlicht von Luftschauern zu registrieren. Zwei solche Teleskope mit einer aus 37 bzw. 61 Photomultipliern aufgebauten Kamera betreibt die *HEGRA*-Kollaboration[1] seit 1992 bzw. 1993 auf der Kanareninsel *La Palma* in 2200 m Höhe. Am selben Standort errichtet die Kollaboration nun ein System aus fünf hochauflösenden Tscherenkow-Teleskopen. Mit diesem System wird eine deutlich bessere Bestimmung der Herkunftsrichtung und der Energie der γ-Quanten möglich sein, als mit den bestehenden Teleskopen. Das erste System-Teleskop befindet sich in der Fertigstellung und soll im Sommer 1995 betriebsbereit sein. Es wird mit einer, in unserer Arbeitsgruppe entwickelten, hochauflösenden Kamera ausgerüstet sein, die aus 271 Photomultipliern aufgebaut ist. Die charakteristische Signalverteilung, welche das in Luftschauern emittierte Tscherenkowlicht in diesen 271 Einzelröhren erzeugt, läßt es zu, das Teleskop im selbstgetriggerten Modus zu betreiben. Entsprechend der Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im TeV-Energiebereich treten jedoch Hadron-induzierte Luftschauer um einen Faktor 1000 häufiger auf als γ-induzierte Schauer. Eines der schwerwiegendsten Probleme des Experiments wird die Separation der γ-induzierten Ereignisse von den durch Hadronen ausgelösten sein. Ein weiteres Problem ergibt sich daraus, daß eine möglichst niedrige Energieschwelle für den Nachweis von γ-Quanten erreicht werden soll. Je niedriger die Triggerschwelle des Teleskops gesetzt wird, desto mehr steigt die Wahrscheinlichkeit dafür, daß aufgrund von Licht, das aus dem Nachthimmelhintergrund in die Kamera fällt, durch zufällige Koinzidenzen ebenfalls Teleskop-Trigger ausgelöst werden. Diese Trigger verursachen eine beträchtliche Totzeit und stellen dadurch einen limitierenden Faktor für die Effizienz des Teleskops dar.
Die Aufgabe meiner Diplomarbeit war es, aus der Signalverteilung in der Kamera eine Triggerbedingung zu formulieren, die eine maximale Nachweisrate für γ-Schauer gewährleistet. Dazu war der Einfluß der jeweiligen Triggerbedingung auf den Nachweis von γ- und Hadron-Schauern sowie auf die Rate der Zufallskoinzidenzen aufgrund von Hintergrundslicht zu untersuchen. Die Berechnung der Nachweisraten für γ- und Hadron-Schauer erfolgte auf der Basis umfangreicher Monte-Carlo-simulierter Schauerdaten. Dabei gingen als Parameter die Primärenergie des Quants oder Teilchens, seine Einfallsrichtung relativ zum Teleskop, die Neigung des Teleskops gegen den Zenit, die Entfernung der Schauerachse vom Teleskop und bei γ-Quanten zusätzlich die Winkelausdehnung der Quelle in die Simulation ein. Die Rate der Zufallskoinzidenzen wurde dagegen experimentell bestimmt. Dazu wurde eine Anzahl der auch in der Kamera eingesetzten Photomultiplier einem definierten Lichtfluß ausgesetzt und die Auswirkung der Variation von Triggerschwelle, Lichtfluß und Betriebsspannung der Röhren untersucht.

In Kapitel 1 werden die wichtigsten Typen von Quellen der Kosmischen Strahlung besprochen, wie sie in der Theorie bekannt sind und teilweise bereits beobachtet wurden. Die Schwächung des γ-Flußes durch Photon-Photon-Wechselwirkung im interstellaren Medium ist ebenfalls Thema dieses Kapitels. Kapitel 2 beschreibt die Entwicklung von Luftschauern in der Atmosphäre für die beiden relevanten Fälle eines γ-Quants und eines Hadrons als Primärteilchen. Die Emission von Tscherenkowlicht und dessen Absorption in der Atmosphäre werden am Ende dieses Kapitels behandelt. Der geplante Aufbau des Experiments und speziell die Funktionsweise des Tscherenkow-Teleskops ist in Kapitel 3 dargestellt. Kapitel 4 beschreibt das Simulationsprogramm, das für die Berechnung der Schauerdaten verwendet wurde. In Kapitel 5 werden die charakteristischen Größen des

[1] *H*igh *E*nergy *G*amma *R*ay *A*stronomy : Kollaboration der Universitäten Kiel, Hamburg und Madrid, des Max Planck Instituts für Physik, München, des Max Planck Instituts für Kernphysik, Heidelberg, des Physikalischen Instituts in Yerewan, Armenien und des Paul Scherrer Instituts in Villingen, Schweiz

Tscherenkow-Teleskops behandelt. Darauf aufbauend schließt sich die Untersuchung verschiedener Triggerkriterien in Kapitel 6 an. Dabei geht neben der Monte-Carlo-Simulation der Schauer die durch Zufallskoinzidenzen verursachte Triggerrate in die Berechnung ein. Die experimentelle Simulation dieser Triggerrate wird in Kapitel 7 beschrieben.

Kapitel 1

Astronomische Motivation

1.1 Quellen

Kosmische γ-Strahlung entsteht bei Wechselwirkungsprozessen der hochenergetischen geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung. Dabei tragen hauptsächlich die folgenden Prozesse zur Emission harter Quanten bei:

- Zerfall von neutralen Pionen: $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ [1]
- Emission von Bremsstrahlung hochenergetischer Elektronen oder Positronen an Kernen [2]
- Synchrotronstrahlung relativistischer Elektronen [3]
- Inverse Comptonstreuung hochenergetischer Elektronen an langwelligen Photonen [4]

Als Quellen kosmischer Strahlung kommen galaktische und extragalaktische Objekte in Betracht. Von besonderem Interesse sind besonders *Supernova-Überreste*, aber auch *Pulsare* und *Röntgen-Doppelsternsysteme* sowie *aktive Galaxienkerne*.
Im folgenden sollen einige typische Beispiele für solche Objekte, die auch für die Beobachtung von La Palma aus relevant sind (vgl. Übersichtskarte in Abb. 1.1), kurz beschrieben werden.

Supernovaüberreste

Innerhalb der Schockwelle, die sich nach einer Supernovaexplosion ausbreitet, können geladene Teilchen auf sehr hohe Energien beschleunigt werden. Es existieren detaillierte, auf der Fermi-Theorie [FER,49] beruhende theoretische Modelle [BIE,93], die das Erreichen von Energien bis 10^{15} eV erklären. Emission von γ-Quanten kann erfolgen, wenn dieser Strom von hochenergetischen Teilchen auf dichte Materieansammlungen wie z.B. eine Molekülwolke trifft und dort mit den Gasmolekülen [2] oder mit der dort vorhandenen niederfrequenten Strahlung [4] wechselwirkt. Galaktische Supernovaüberreste gelten als die hauptsächlichen Quellen der kosmischen Strahlung im Energiebereich bis etwa 10^{15} eV.

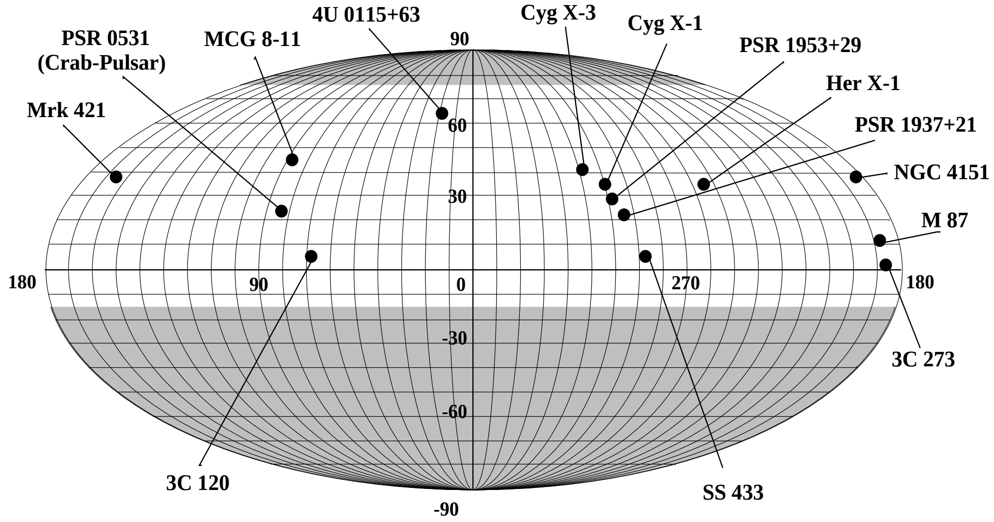

Abbildung 1.1: *Die Himmelskarte in äquatorialen Koordinaten zeigt als hellen Bereich den mit Tscherenkow-Teleskopen von La Palma aus beobachtbaren Himmelsabschnitt (Üblicherweise werden keine Beobachtungen unter Zenitwinkeln $> 45°$ mehr durchgeführt). Eingetragen sind einige Objekte, die als Quellen von γ-Strahlung im VHE-Bereich in Frage kommen.*

Pulsare

Pulsare sind sehr dichte und schnell rotierende Neutronensterne. Bei Radien von $\approx$ 10 km und einer Masse von 1-2 Sonnenmassen liegt die Rotationsdauer typischerweise im Bereich von 1.5 ms–4 s. Die Emission von Strahlung erfolgt aus einem kleinen, festliegenden Bereich des Sterns („hot spot"), so daß es aufgrund der Rotation wie bei einem Leuchtturm zur Aussendung eines periodischen Signals kommt.
Pulsare besitzen sehr starke elektromagnetische Felder, die geladene Teilchen auf sehr hohe Energien beschleunigen können. Für den *Crab-Pulsar* wird vermutet [JAG,92], daß durch Synchrotronstrahlung [3] und inverse Comptonstreuung [4] dieser relativistischen Elektronen hochenergetische γ-Strahlung emittiert wird.

Der Crab-Pulsar

Der Crab-Pulsar ist der Reststern der Supernova-Explosion aus dem Jahr 1054 und befindet sich in einer Entfernung von ungefähr 6000 Lichtjahren. Seine Rotationsperiode von 33 ms wurde im optischen, im Radio- und im Röntgenbereich beobachtet. Die bisherigen Messungen im γ-Bereich lassen dagegen auf einen kontinuierlichen integralen Fluß von $I_0(E > 1\text{TeV}) = (1.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-11} Photonen/cm^2 s$ schließen [LEW,93]. Der Crab-Pulsar gehört zu den in allen Wellenlängenbereichen am besten untersuchten Objekten und könnte in Zukunft die Funktion einer Eichquelle für Beobachtungen im VHE-Bereich übernehmen.

Weitere Pulsare, die von La Palma aus beobachtet werden können, sind beispielsweise PSR 1953+29 und PSR 1937+21.

Röntgen-Doppelsternsysteme

In den Modellen für γ-emittierende Doppelsternsysteme besteht die eine Komponente aus einem „normalen“ Stern, während für die andere, sehr kompakte Komponente ein Neutronenstern oder ein Schwarzes Loch angenommen wird. Solche Systeme sind auch aktive Röntgenquellen und werden deshalb als Röntgen-Doppelsternsysteme bezeichnet. Wenn der kompakte Stern Materie des Begleitsterns akkretiert, wird diese Materie aufgeheizt und ionisiert. Die entstandenen Ionen werden von den starken Magnetfeldern der kompakten Komponente auf hohe Energien, vielleicht bis zu 10^{17} eV beschleunigt. γ-Strahlung wird emittiert, wenn diese hochenergetischen Teilchen mit Materie, z.B. in der ausgedehnten Hülle des Begleitsterns, wechselwirken und π^0-Mesonen produziert werden, die dann zerfallen [1].

Das Doppelsternsystem Cygnus X-3

Das Doppelsternsystem Cygnus X-3 ist eine der hellsten Röntgen-Quellen der Galaxis. Beobachtungen wurden aber auch im Radio-, Infrarot- und γ-Bereich gemacht. Aufgrund der Bahnbewegung des Systems variiert die Strahlungsintensität mit einer Periode von 4.8 h. Diese Periode wurde auch im UHE-Bereich beobachtet [SAM,83].
Weitere Röntgen-Doppelsternsysteme, die als γ-Quellen in Frage kommen, sind z.B. Herkules X-1, Cygnus X-1, SS 433 und 4U0115+63.

Aktive Galaxienkerne

Zu den aktiven Galaxien zählt man Radiogalaxien, Seyfert-Galaxien und Quasare. In ihrem Zentrum vermutet man ein massives Zentralobjekt; diskutiert werden vor allem schwarze Löcher aber auch extrem dichte Sternhaufen. Dieses Zentralobjekt akkretiert umliegende Materie und emittiert die dabei freigesetzte Gravitationsenergie in Form zweier entgegengerichteter Jets. Man vermutet, daß durch Schockbeschleunigung innerhalb dieser Jets geladene Teilchen auf extrem hohe Energien beschleunigt werden. Als Quellen der kosmischen Strahlung im Energiebereich zwischen 10^{15} eV und 10^{20} eV und mehr nimmt man aktive Galaxienkerne an. Für die Erzeugung hochenergetischer γ-Quanten existiert kein einheitliches Modell. Einige Vorschläge werden in [DER,92] beschrieben.

Die aktive Galaxie Mrk 421 konnte im TeV-Bereich beobachtet werden [MOH,93]. Als weitere Kandidaten kommen z.B. die Radiogalaxie M 87, der Quasar 3C 273 und die Seyfert-Galaxien NGC 4151, 3C 120 und MCG 8-11 in Betracht.

1.2 Absorption durch Photon-Photon Wechselwirkung

Vor allem bei der Beobachtung weit entfernter Objekte stellt sich die Frage, inwieweit der primäre Fluß an γ-Quanten in einem bestimmten Spektralbereich auf seinem Weg von der Quelle zum Beobachter abgeschwächt wird, bzw. ob das interessierende Objekt in diesem Spektralbereich überhaupt noch zu beobachten ist. Verluste durch Absorptionen an Materie in der Quelle selbst oder im interstellaren Medium sind im allgemeinen gering[1].

Dagegen ist die Photon-Photon-Wechselwirkung ([JEL,66] und [GOU,67])

$$\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+$$

[1] Nur im Einzelfall sind relevante Absorptionen z.B. durch Dunkelwolken zu berücksichtigen.

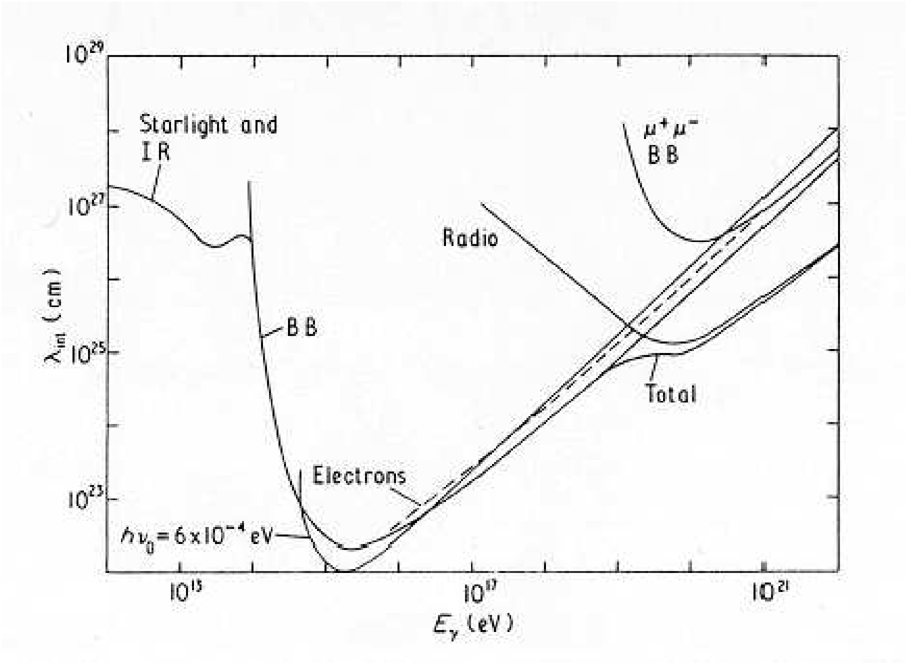

Abbildung 1.2: *Dargestellt ist die mittlere freie Weglänge von γ-Quanten in Abhängigkeit von der Energie. Die niederenergetischen Photonen, welche die Abschwächung durch Photon-Photon-Wechselwirkung verursachen, finden ihren Ursprung in der Hintergrundsstrahlung im optischen, im infraroten und im Radio-Spektralbereich sowie in der 3-K Schwarzkörper-Strahlung (BB) des Kosmos. Bei sehr hohen Energien werden $\mu^+\mu^-$-Paare gebildet (aus [WDO,72]).*

im Energiebereich oberhalb von 10^{14} eV für entfernte Objekte von großer Bedeutung. Der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion wird maximal [HEI,54], wenn

$$E \approx \frac{0.5\ TeV}{E_0} eV. \tag{1.1}$$

Dabei bezeichnet E_0 die Energie des hochenergetischen γ-Quants und E die Energie des Streuquants. Je höher die Energie des Primärquants ist, an desto niederfrequenteren Photonen finden im wesentlichen Streuprozesse statt. Die mittlere freie Weglänge von γ-Quanten ist in Abb. 1.2 in Abhängigkeit von der Energie aufgetragen. Die durch die 3-K Hintergrundsstrahlung verursachte harte Absorptionskante bei etwa 10^{14} eV macht die Beobachtung von extragalaktischen Objekten im UHE-Bereich praktisch unmöglich. Damit ist eine Untersuchung z.B. von Mrk 421 (Entfernung $\approx 4{\cdot}10^{26}$ cm) im Energiebereich oberhalb von 10^{14} eV nahezu ausgeschlossen. Dagegen ist im VHE-Bereich eine Beobachtung von Objekten bis zu Entfernungen von einigen 10^{26} cm möglich. Für galaktische Objekte (Entfernung des Zentrums der Galaxis $\approx 3{\cdot}10^{22}$ cm) ist eine Beobachtung im gesamten Spektralbereich prinzipiell möglich. Allerdings ist im Energiebereich um $2{\cdot}10^{15}$ eV die Abschwächung für entfernte galaktische Objekte (z.B. Cygnus X-3) nicht zu vernachlässigen.

Kapitel 2

Entwicklung von Luftschauern in der Atmosphäre

Ein γ-Quant, das in die Atmosphäre eintaucht, wird mit Molekülen der oberen Luftschichten wechselwirken und ein sekundäres e^+e^--Paar erzeugen. Dadurch wird eine kaskadenartige Kettenreaktion ausgelöst, die als *Luftschauer* bezeichnet wird. Bei Primärenergien über 10 TeV werden noch bis in Bodennähe geladene Teilchen in messbarer Anzahl vorhanden sein, bei kleineren Energien um 1 TeV stirbt der Schauer bereits in einigen km Höhe über NN aus. Bei solchen Luftschauern kann nur das von geladenen Schauerteilchen auf ihrem Weg durch die Atmosphäre emittierte Tscherenkowlicht Aufschluß über Natur und Eigenschaften des Primärteilchens liefern.
Dieses Kapitel beschreibt die theoretischen Grundlagen für die Entwicklung von Luftschauern und die Entstehung und Ausbreitung von Tscherenkow-Strahlung in der unteren Atmosphäre. Im ersten Abschnitt sollen dazu zunächst die Wechselwirkungsprozesse beschrieben werden, die zur Entwicklung einer Kaskade führen. Darauf aufbauend wird der Entstehungsprozeß eines Luftschauers sowohl für den Fall eines primären γ-Quants als auch für den Fall eines hadroninduzierten Schauers behandelt. Die für die Datenanalyse sehr wichtigen Unterscheidungsmöglichkeiten zwischen beiden Schauertypen werden am Schluß dieses Abschnitts behandelt. Der zweite Abschnitt erläutert den Mechanismus der Tscherenkow-Emission in der Atmosphäre, während der dritte Abschnitt die Ausbreitung und die Abschwächung des Tscherenkowlichts durch Streu- und Absorptionsprozesse untersucht.

2.1 Die Entstehung ausgedehnter Luftschauer

2.1.1 Wechselwirkungsprozesse

Für die Entwicklung elektromagnetischer Schauer sind zwei Wechselwirkungsprozesse von grundlegender Bedeutung: die Konversion von γ-Quanten in e^+e^--Paare und der Bremsstrahlungsverlust eines Elektrons oder Positrons im Feld eines Atomkerns. Beide Prozesse sollen im folgenden in knapper Form dargestellt werden, vertiefende Einblicke finden sich in Standardwerken der Kernphysik wie [SEG,64] oder [HEI,54].

Bremsstrahlung

Führt die Bahn eines hochenergetischen Elektrons sehr nahe an einem Atomkern vorbei - anschaulich kann man in solch einem Fall von einer Kollision sprechen - dann wird das Coulomb-Feld des Kernes eine heftige Beschleunigung des Elektrons verursachen. Diese Beschleunigung veranlaßt das Elektron zur Emission von Photonen in dem Ausmaß, wie die Stärke der Beschleunigung erfolgt: Je näher das Elektron dem Atomkern kommt und je höher dessen Kernladung ist, desto mehr Energie wird das Elektron in Form von Bremsquanten emittieren. Bei dieser Quantenemission fungiert der Atomkern als dritter Wechselwirkungspartner, der den überschüssigen Impuls und die dazugehörige Energie aufnimmt.
Der mittlere totale Energieverlust $\langle \mathrm{d}E_0 \rangle_B$, den ein Elektron der Energie E_0 beim Durchlaufen einer Strecke dx in einem Material der Kernladungszahl Z erfährt, wenn es Bremsquanten der Frequenzen $\nu \leq \nu_{max}$ emittiert, läßt sich aus dem integralen Produkt aus abgeführter Energie pro Photon $h\nu$, der Anzahldichte der Atomkerne N_0 und dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $\sigma_B(Z,\nu)$ annähern [SEG,64]:

$$\begin{aligned} -\frac{\langle \mathrm{d}E_0 \rangle_B}{\mathrm{d}x} &= \int_0^{\nu_{max}} h\nu \cdot N_0 \cdot \sigma_B(Z,\nu) d\nu \\ &= \frac{4Z^2 r_e^2 N_0 \cdot h\nu_{max}}{137} log \frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}} \end{aligned} \tag{2.1}$$

Dabei bezeichnet r_e den klassischen Elektronenradius. Diese Approximation ist gültig für $E_0 \gg 137 \frac{mc^2}{Z^{-\frac{1}{3}}}$. Mit Gl. 2.1 läßt sich die Strahlungslänge X_B definieren:

$$\frac{E_0}{X_B} := \frac{\langle \mathrm{d}E_0 \rangle_B}{\mathrm{d}x} \tag{2.2}$$

Die mittlere Energie $\langle E \rangle$ eines mit der Anfangsenergie E_0 einlaufenden Elektronenstrahls beträgt nach Durchlaufen einer Schichtdicke x

$$\langle E \rangle = E_0 e^{-\frac{x}{X_B}} \tag{2.3}$$

Die Strahlungslänge X_B bezeichnet damit diejenige Schichtdicke, welche die mittlere Strahlenergie um einen Faktor $\frac{1}{e}$ herabsetzt.
Von besonderem Interesse ist auch der Winkel, unter welchem die Quanten emittiert werden. Für hochenergetische Elektronen, die sich mit relativistischen Geschwindigkeiten bewegen (für $\mathrm{E} \geq 100$ MeV gilt $v \geq 0.99 \cdot c_0$), erfolgt die Emission überwiegend in Vorwärtsrichtung, so daß im Mittel eine Näherung für den Abstrahlwinkel

$$\Theta_B = \frac{m_e c^2}{E_0} \tag{2.4}$$

gemacht werden kann, die nicht mehr von der Energie des emittierten Quants abhängt und auf Winkel $\Theta < 1°$ führt.

Paarbildung

Ein hochenergetisches Photon der Energie E_γ und mit dem Impuls p_γ ist in der Lage, ein virtuelles $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$-Paar zu materialisieren, wenn ein dritter Reaktionspartner (Atomkern) den verbleibenden

Impuls und die entsprechende Energie aufnimmt.

$$E_\gamma = 2m_e c^2 + E_{kin}^+ + E_{kin}^- + E_{Atom} \quad (2.5)$$

$$p_\gamma = p_{e^-} + p_{e^+} + p_{Atom} \quad (2.6)$$

Die nach der Materialisation verbleibende Energie des Photons verteilt sich im wesentlichen als kinetische Energie $E_{kin}^{\pm}$ auf die beiden Produkte e$^-$ und e$^+$. Die Energieaufnahme des Kerns bleibt dagegen aufgrund seiner großen Masse gering.
Die Paarbildung steht in enger Analogie zur Bremsstrahlung: Beide können als verschiedene Aspekte desselben Effekts betrachtet werden. Während die Bremsstrahlung sich beschreiben läßt als Übergang eines primären Elektrons in einen energetisch niedriger liegenden Zustand, wobei ein γ-Quant die Differenzenergie abführt, läßt sich die Paarbildung interpretieren als Übergang eines Elektron-Positron-Paares aus den negativen Zuständen des Fermi-Sees in reelle Zustände mit positiver Energie. Die hierzu nötige Energie wird dabei von einem γ-Quant bereitgestellt. In beiden Prozessen ist, wie bereits erwähnt, die Pufferwirkung eines weiteren Stoßpartners unentbehrlich zur Aufrechterhaltung von Energie-und Impulsbilanz.
Die Konversionslänge X_P, also die mittlere Weglänge eines hochenergetischen Photons, während der eine Primärintensität I_0 um einen Faktor $\frac{1}{e}$ abgeschwächt wird,

$$I = I_0 e^{-\frac{x}{X_P}} \quad (2.7)$$

ist eng mit der in Gl. 2.2 eingeführten Strahlungslänge verknüpft: $X_P = \frac{9}{7} X_B$.
Bei primären γ-Quanten mit hoher Energie nimmt die kinetische Energie der erzeugten Teilchen e$^-$ und e$^+$ relativistische Dimensionen an. Sie behalten deshalb im wesentlichen die Impulsrichtung des Photons bei. Die mittlere Winkelabweichung Θ_P von der Bahn des γ-Quants beträgt dabei

$$\Theta_P = \frac{m_e c^2}{E_0} \quad (2.8)$$

was genau dem Ergebnis in Gl. 2.4 entspricht.

2.1.2 Elektromagnetische Schauer

Tritt ein hochenergetisches Photon in die obere Atmosphäre ein, wird es im Mittel nach Durchlaufen einer Strecke von einer Konversionslänge mit einem Atomkern (z.B. Stickstoff oder Sauerstoff) wechselwirken und zu einem e$^+$e$^-$-Paar zerstrahlen. Diese Produktteilchen werden ihrerseits im Mittel eine Strahlungslänge zurücklegen können, bis auch sie mit einem Atomkern wechselwirken und dabei Bremsstrahlung emittieren. Ist die Energie eines Bremsquants höher als $\approx$1.2 MeV, dann kann es wiederum eine Paarbildung auslösen. Dadurch setzt eine Kettenreaktion ein, die zu einer kaskadenartigen Schauerentwicklung führt. Die Primärenergie des eingestrahlten γ-Quants verteilt sich dabei auf immer mehr Quanten, deren Flugbahnen aber nach den Gleichungen 2.4 und 2.8 stark um die Bahn des Primärquants kollimiert bleiben. Die Kaskadenentwicklung bricht ab, wenn der dominierende Prozeß für den Energieverlust der Elektronen nicht mehr durch die Bremsstrahlung, sondern durch die Ionisationsverluste der geladenen Teilchen gegeben ist. Die kritische Energie E_{cr}, bei der dieser Abbruch erfolgt, ist definiert durch:

$$\Delta E_B(E_{cr}) \approx \Delta E_{ION}(E_{cr}) \quad (2.9)$$

Dabei bezeichnet ΔE_B den Energieverlust durch Bremsstrahlung und ΔE_{ION} den Energieverlust durch Ionisation. In Luft beträgt die kritische Energie $E_{cr} \approx 84.7$ MeV. Zwar werden auch bei kleineren Energien noch Bremsquanten emittiert, doch die Zahl dieser Prozesse nimmt sehr schnell ab. Bei der kritischen Energie E_{cr} stirbt der Schauer aus.

Die prinzipielle Entwicklung einer solchen γ-Kaskade läßt sich anhand eines auf Heitler [HEI,54] zurückgehenden Modells veranschaulichen, das zwar starke Vereinfachungen beinhaltet, aber doch die wesentlichen Zusammenhänge darzustellen vermag.

Das Schauer-Modell von Heitler

Aufgrund der im vorangegangenen Abschnitt dargelegten Verwandschaft von Bremsstrahlung und Paarbildung sei die im folgenden verwendete *Strahlungslänge* l_0 definiert als

$$l_0 := X_B \approx X_P.$$

In dieser Approximation möge ein primäres γ-Quant der Energie E_0 nach Durchlaufen der Strecke l_0 in ein e^+e^--Paar zerstrahlen und seine Energie gleichmäßig auf die beiden generierten Teilchen verteilen. Das Elektron (und in gleicher Weise das Positron) soll dann nach einer Laufstrecke von ebenfalls l_0 ein einziges Bremsstrahlungsquant emittieren und diesem die Hälfte seiner Energie, also $\frac{1}{4}E_0$, übertragen. Während dieses Quant nun seinerseits eine Paarbildung auslösen kann, soll das gebremste Elektron mit seiner verbleibenden Energie $\frac{1}{4}E_0$ nach einer weiteren Strahlungslänge l_0 wiederum die Hälfte seiner Energie in einem Bremsstrahlungsquant abgeben. Es bildet sich dadurch eine kaskadenartige Schauerentwicklung aus, wie sie in Abb. 2.1 dargestellt ist. Dabei nimmt die

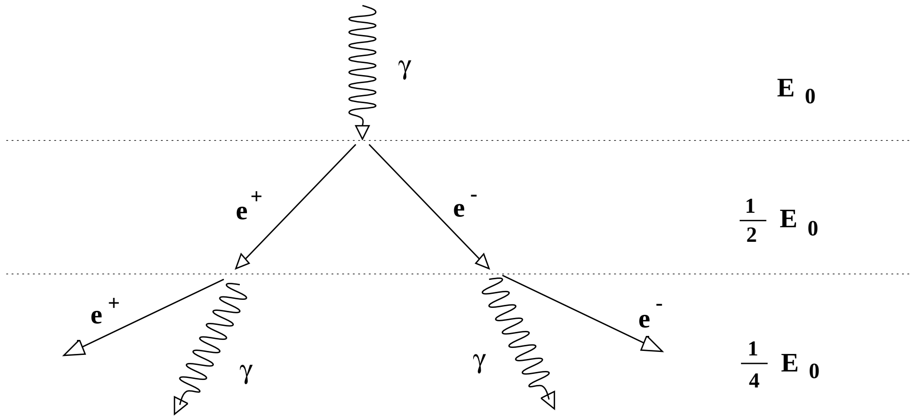

Abbildung 2.1: *Die Skizze zeigt die modellhafte Entwicklung eines elektromagnetischen Luftschauers nach Heitler. Die Primärenergie verteilt sich in jeder Kaskadenstufe auf mehr Teilchen.*

Zahl N der nach t Strahlungslängen existierenden Quanten (e^+,e^- und Photonen) exponentiell zu, während die Energie, welche jedes dieser Quanten besitzt, exponentiell mit t abnimmt.

$$N = 2^t; \qquad E_t = E_0 \cdot 2^{-t}$$

Der Schauer bricht ab, wenn die kritische Energie E_{cr} erreicht wird. Das Maximum in der Teilchenzahl wird damit erreicht für

$$E_0 \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^{t_{max}} \approx E_{cr} \tag{2.10}$$

wobbei t_{max} gegeben ist durch

$$t_{max} \approx \frac{1}{ln2} \cdot ln\frac{E_0}{E_{cr}}$$

Somit existieren im Teilchenzahlmaximum

$$N_{max} \approx \frac{E_0}{E_{cr}}$$

Teilchen, wobei $\frac{1}{3}N_{max}$ auf γ und $\frac{2}{3}N_{max}$ auf e^- und e^+ entfallen.
Als wesentliche Schlußfolgerungen liefert dieses einfache Modell also:

1) Die Anzahl der Strahlungslängen bis zum Erreichen des Maximums wächst logarithmisch mit der Primärenergie E_0

$$t_{max} \approx ln\frac{E_0}{E_{cr}} \tag{2.11}$$

2) Die maximale Teilchenzahl N_{max} ist ungefähr gleich dem Verhältnis E_0 zu E_{cr}

$$N_{max} \approx \frac{E_0}{E_{cr}} \tag{2.12}$$

Es bleibt zu erwähnen, daß dieses Modell für Energien $< E_{cr}$ wegen der Annahme eines stetigen Anwachsens der Kaskade schnell zu völlig falschen Ergebnissen führt.

Analytische Berechnung der Schauerentwicklung

Eine analytische Berechnung der Schauerentwicklung ist äußerst schwierig zu erlangen, da sehr viele Einzelprozesse eingehen und nicht zu vernachlässigende Fluktuationen auftreten. Eine derartige Rechnung soll prinzipiell in der Lage sein, vorauszusagen, wieviele e^-, e^+ und Photonen einer bestimmten Energie t Strahlungslängen nach Eintritt des Primärteilchens in die Atmosphäre zu finden sind. Der übliche Lösungsansatz [JAN,48] gliedert sich dabei in zwei Schritte:

1) Bestimmung der mittleren Teilchenzahlen $\overline{N}_{e^-}(E_0, E, t), \overline{N}_{e^+}(E_0, E, t), \overline{N}_{ph}(E_0, E, t)$ ohne Fluktuationen

2) Hinzunahme der Fluktuationen

Die Resultate, welche sich aus dem ersten Teil der Berechnung ergeben, seien knapp vorgestellt:

- In die Berechnung der maximalen Teilchenzahlen $\overline{N}_{e^- max}$, $\overline{N}_{e^+ max}$ und $\overline{N}_{ph\ max}$ geht die Primärenergie nur als Verhältnis $\frac{E_0}{E_{cr}}$ ein:

$$\overline{N}_{max} \sim \frac{E_0}{E_{cr}} \tag{2.13}$$

- Diese maximalen Teilchenzahlen werden nach wenigen Strahlungslängen erreicht:

$$t_{max} = ln\frac{E_0}{3E_{cr}} \tag{2.14}$$

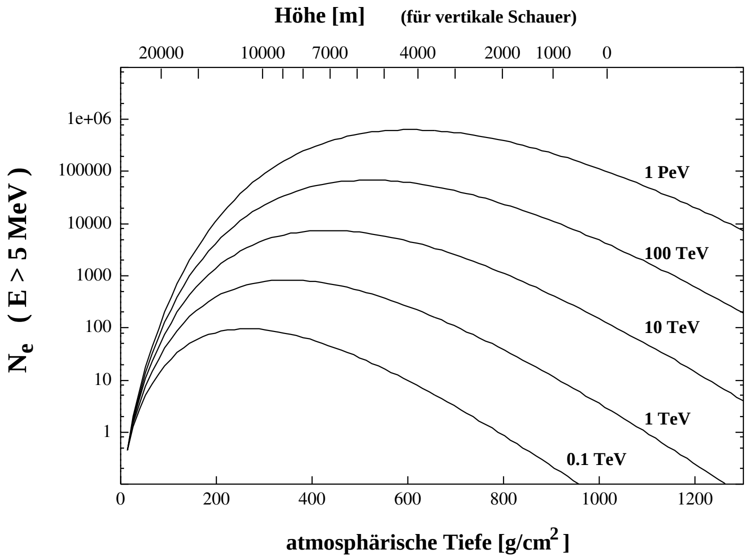

Abbildung 2.2: *Dargestellt ist die analytisch berechnete Anzahl von Elektronen in γ-Schauern verschiedener Primärenergie in Abhängigkeit von der atmosphärischen Tiefe. Zur Orientierung ist in der oberen Skala eine Angabe der entsprechenden Höhe über NN für vertikal einfallende Schauer gegeben (aus [BER,95]).*

Diese Ergebnisse stehen in guter Übereinstimmung mit den Gln. 2.12 und 2.11 des einfachen Modells. In Abb. 2.2 ist die analytisch berechnete Anzahl von Elektronen in einem γ-Schauer in Abhängigkeit von der Eindringtiefe in die Atmosphäre für verschiedene Primärenergien dargestellt. Es wurden dabei nur Elektronen mit Energien oberhalb von 5 MeV berücksichtigt. Eine Strahlungslänge entspricht bei γ-Schauern 37 g/cm^2. Für einen 1 TeV γ-Schauer wird das Teilchenzahlmaximum bereits nach etwa 10 Strahlungslängen erreicht.

Für den notwendigen zweiten Teil der Schauerrechung, der auch Fluktuationen berücksichtigt, existieren nur unvollständige Lösungen. Als problematisch und rechenaufwendig stellt sich hier vor allem die enge statistische Korrelation der Einzelprozesse heraus. Würde beispielsweise ein Elektron in der Frühphase der Schauerentwicklung statt nach einer Strahlungslänge erst nach zweien ein Bremsquant emittieren, so würden sich, aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit der Häufigkeiten von der atmosphärischen Tiefe, große Abweichungen in $\overline{N}_{e^-}$,$\overline{N}_{e^+}$ und $\overline{N}_{ph}$ ergeben. Da die Berücksichtigung von Fluktuationen für die verlässliche Berechnung der Schauerentwicklung unerlässlich ist und geschlossene Lösungen nicht verfügbar sind, bleibt nur die Möglichkeit der Anwendung von Monte-Carlo-Simulationen. Solche Simulationen bilden die Grundlage für die in dieser Arbeit dargestellten Resultate.

2.1.3 Hadronschauer

Ausgedehnte Luftschauer können auch von den hochenergetischen geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung ausgelöst werden. Im Energiebereich von 10^{12}-10^{15} eV setzt sich diese Strahlung aus ungefähr 50% Protonen, 25% α-Teilchen und 25% schweren Kernen zusammen [SOK,89]. Die Diskussion der durch ein Proton ausgelösten Schauerentwicklung ist also schon rein zahlenmäßig von besonderer Bedeutung, zudem zeigen sich an ihr alle typischen Charakteristiken eines Hadronschauers. Im folgenden wird daher nur die Entwicklung eines Proton-induzierten Schauers als exemplarisches Beispiel eines Hadronschauers durchgeführt.

Ein hochenergetisches Proton wird im Mittel nach einer Wechselwirkungslänge von ungefähr $70\frac{g}{cm^2}$ mit Kernen der oberen Athmosphärenschichten kollidieren (zum Vergleich: Die mittlere freie Weglänge von Elektronen ist mit $37\frac{g}{cm^2}$ deutlich geringer). Bei dieser Kollision wird der Targetkern zerbrechen, wobei als Produkte neben größeren Bruchstücken, die im folgenden als Y-Kerne bezeichnet werden, vor allem Protonen und Neutronen entstehen. Weiterhin können im starken Feld während der Kollision virtuelle Teilchen wie Mesonen (vor allem Pionen) und Hyperonen, sowie $p\overline{p}$- und $n\overline{n}$-Paare materialisiert werden.

$$p + N_2 \rightarrow Y + p + n + \pi^0 + \pi^- + \pi^+ + \overline{p} + \overline{n} \ldots$$

Die Hadronen können, sofern ihre Energie dazu ausreicht, weitere Kollisionen verursachen. Die π^0-Mesonen zerfallen nach einer mittleren Lebensdauer von $\tau_{\pi^0} = 8.4 \cdot 10^{-17}$s in zwei γ-Quanten:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \tag{2.15}$$

Die geladenen $\pi^\pm$ dagegen existieren mit einer mittleren Lebensdauer $\tau_{\pi^\pm} = 2.6 \cdot 10^{-8}$s hinreichend lange (mit zunehmender Energie steigt die relativistische Zeitdilatation), daß eine Kollision mit einem Kern wahrscheinlicher wird als ein Zerfall. Eine solche Kollision kann selbst wieder den Proton-Kern-Kollisionen vergleichbare Folgen nach sich ziehen. Kommt es nicht zu einer Kollision, so zerfallen die $\pi^\pm$ gemäß

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \tag{2.16}$$
$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \overline{\nu}_\mu. \tag{2.17}$$

Diese dritte Teilchengeneration, die Myonen, wechselwirken im allgemeinen nicht mehr mit den Kernen der Athmosphäre, sondern erreichen den Erdboden. Selten findet wegen $\tau_{\mu^\pm} = 2.2 \cdot 10^{-6}$s der Myonzerfall statt:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \overline{\nu}_\mu \tag{2.18}$$
$$\mu^- \rightarrow e + \overline{\nu}_e + \nu_\mu. \tag{2.19}$$

Vor allem durch den Zerfall des π^0 werden γ-Quanten emittiert, die, wie in Abschnitt 2.1.2 beschrieben, einen elektromagnetischen Schauer auslösen können. Da innerhalb der Hadronkomponente der Schauerentwicklung mehrere Generationen von Pionen erzeugt werden, setzt sich die resultierende elektromagnetische Schauerkomponente aus mehreren Einzelschauern zusammen. In der Entwicklung eines Hadronschauers konkurrieren viele Zerfalls- und Wechselwirkungskanäle, bei denen es teils zum Übertrag großer Transversalimpulse kommt. Dadurch treten bereits vor der Auslösung der Teilschauer Streuungen weg von der ursprünglichen Bahn des einfallenden Primärteilchens auf, die dazu führen, daß die resultierende elektromagnetische Schauerkomponente eine deutlich stärkere Entwicklung in die Breite aufweist, als ein Schauer, der von einem primären γ-Quant initiiert wurde. Die Streuungen können so stark sein, daß sich mehrere, als getrennt zu betrachtende, elektromagnetische Schauerkomponenten ausbilden.
Eine geringe Bedeutung in der Erzeugung elektromagnetischer Kaskaden nehmen die aus anderen Zerfallskanälen wie dem $\mu^\pm$-Zerfall stammenden Elektronen ein.

2.1.4 Unterschiede in der Schauerentwicklung

γ-induzierte Luftschauer und die elektromagnetische Komponente von Hadron-induzierten Schauern sind in ihrer Entwicklung zwar prinzipiell ähnlich, dennoch unterscheiden sich die beiden Schauertypen in einigen wichtigen Punkten.

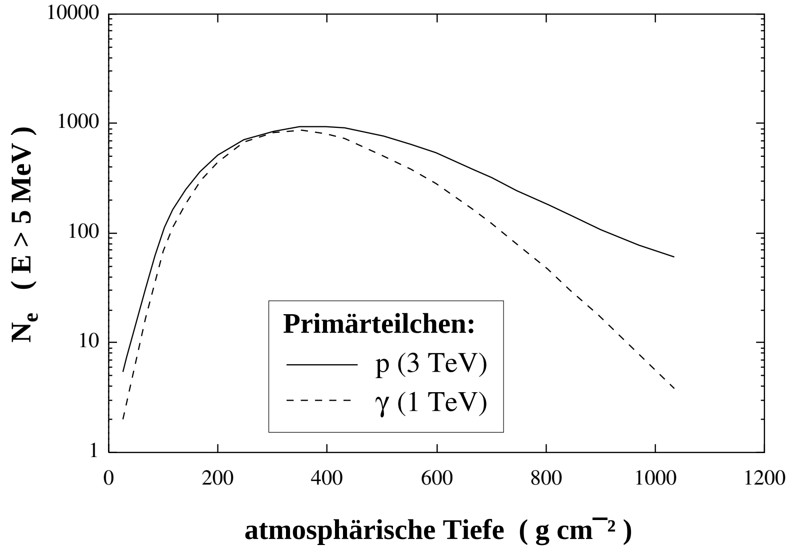

Abbildung 2.3: *Das Diagramm zeigt die Monte-Carlo Simulation (CORSIKA) der longitudinalen Entwicklung eines 1 TeV γ-Schauers und eines 3 TeV Proton-Schauers anhand der Anzahl der vorhandenen Elektronen (>5 MeV) in Abhängigkeit von der atmosphärischen Tiefe (aus [BER,95]).*

Hadronen haben ein stärkeres Durchdringungsvermögen als γ-Quanten. Deshalb setzt die Entwicklung hadronischer Kaskaden erst in geringeren Höhen ein als bei γ-Schauern. Aufgrund der wiederholten Auslösung elektromagnetischer Subkaskaden im Verlauf der Entwicklung des Hadron-Schauers erstreckt sich die resultierende elektromagnetische Kaskade über einen größeren Höhenbereich als bei γ-Schauern. Aus demselben Grund nimmt nach Erreichen des Teilchenzahlmaximums die mittlere Zahl von Elektronen/Positronen in Hadron-Schauern nicht so schnell ab als das bei γ-Schauern der Fall ist. In Abb. 2.3 ist diese Entwicklung für einen 1 TeV γ-Schauer und einen 3 TeV Proton-Schauer in einer Simulation dargestellt. In Hadronschauern wird die Energie des Primärteilchens nur ungefähr zur Hälfte auf die Ausbildung der elektromagnetischen Schauerkomponente verwendet, die übrige Energie entfällt auf die Entwicklung der hadronischen Struktur. In Abb. 2.3 sind deshalb Schauer unterschiedlicher Energie miteinander verglichen, die bis zum Erreichen des Teilchenzahlmaximums etwa gleich viele Elektronen produzieren.

Im Teilchenzahlmaximum liegt die mittlere Sekundärteilchenenergie bei 84 MeV und der mittlere Ablenkwinkel pro Wechselwirkung nach den Gln. 2.4 und 2.8 bei etwa 0.35°. Von größerer Bedeutung sind dagegen die Ablenkwinkel, welche bei den Vielteilchenprozessen in Hadronschauern auftreten. Sie können leicht die Größenordnung des Tscherenkow-Winkels überteffen. Ein 1 TeV Hadron-Schauer erreicht im Teilchenzahlmaximum eine Ausdehnung von 70 m [HIL,94] während reine elektromagnetische Schauer derselben Primärenergie mit 21 m Ausdehnung relativ schmal

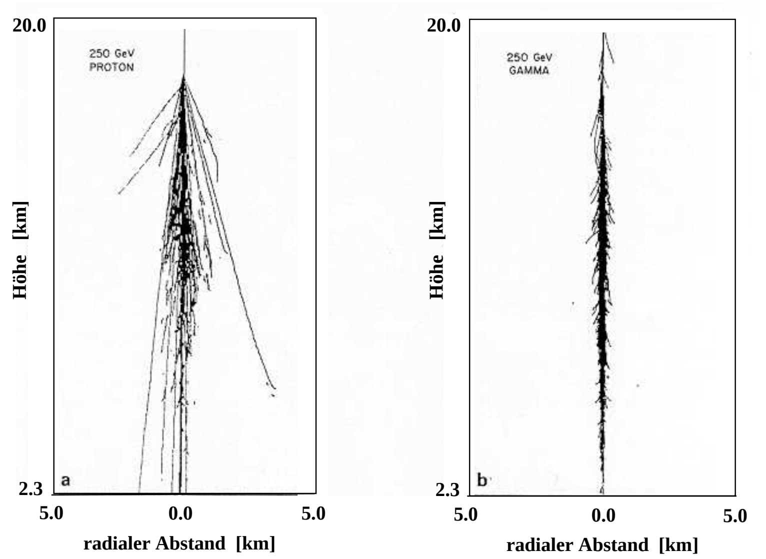

Abbildung 2.4: *Das Diagramm zeigt die Entwicklung eines Schauers anhand der Monte-Carlo-simulierten Bahnen von Elektronen und Positronen. Dargestellt ist a) ein 0.25 TeV Hadronschauer und b) ein 0.25 TeV γ-Schauer (aus [WEE,92]).*

sind (Abb. 2.4). Die Unterschiede in der Longitudinal- und Transversalentwicklung von Luftschauern spiegeln sich in der am Boden messbaren Flächendichteverteilung der vom Schauer emittierten Tscherenkow-Photonen (Abschnitt 2.2) wieder und bilden mit die wichtigsten Kriterien zur γ-Hadron-Separation im TeV-Bereich (Kapitel 3.1). Eine andere Methode besteht z.B. in der Messung der Myon-Komponente eine Schauers. Eine nennenswerte μ-Produktion findet nur in hadronischen Schauern statt. Allerdings ist der Nachweis dieser Myonen erst ab Primärenergien ≥ 30 TeV effektiv [1].

2.2 Entstehung und Ausbreitung von Tscherenkowlicht in der Atmosphäre

2.2.1 Der Tscherenkow-Effekt

Ein geladenes Teilchen, das sich in einem dielektrischen Medium mit einer Geschwindigkeit bewegt, welche die Phasengeschwindigkeit des Licht übertrifft, verursacht in der Nähe der Teilchenbahn eine vorübergehende Polarisation des Mediums, die zur Emission elektromagnetischer Strahlung führt. Diese Erscheinung wird nach P. A. Tscherenkow, der zusammen mit S. I. Wasilow in den 30er Jahren die ersten systematischen experimentellen Untersuchungen zu diesem Phänomen anstellte [TSC,34], als *Tscherenkow-Effekt* bezeichnet. Eine theoretische Erklärung auf den Grundlagen der klassischen Elektrodynamik fanden 1937 I. J. Tamm und I. N. Frank [FRA,37],[TAM,37], die quantenmechanische Deutung konnte 1940 durch Ginzburg und Jelley gegeben werden [JEL,58].

[1] Ein 1 TeV-Proton-Schauer erzeugt auf Meeresniveau eine Myon-Flächendichte von nur 1 $\mu/3000\ \mathrm{m}^2$!

Um die Darstellung einfach zu halten, soll im folgenden der klassischen Erklärung der Vorzug gegeben werden.
Abb. 2.5 zeigt einen kleinen Abschnitt der Bahn eines geladenen Teilchens durch ein dielektrisches

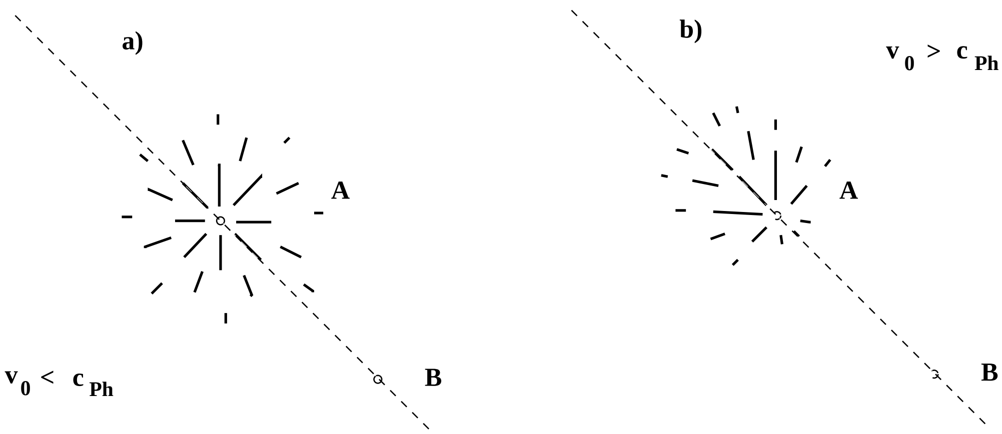

Abbildung 2.5: *Ein geladenes Teilchen polarisiert beim Durchqueren eines Dielektrikums die Atome seiner näheren Umgebung. Die Strichlänge deutet den Polariationsgrad an. Diese Polarisation ist a) kugelsymmetrisch für $v_0 < c_{ph}$ und b) achsialsymmetrisch für $v_0 > c_{ph}$.*

Medium. Durchläuft das Teilchen auf seiner Bahn den Punkt A, so bedeutet das für die benachbarten Atome des Mediums das plötzliche Auftreten eines lokalen Feldes, wodurch sie polarisiert werden. Wenn das Teilchen am Punkt B anlangt, verschwindet das Störfeld am Punkt A wieder. Die Atome in der Umgebung von A schwingen nun in ihre Ruhelage zurück, wobei sie als klassische Dipole wirken. Diese Dipole lassen sich in eine Komponente parallel und in eine Komponente senkrecht zur Bahn des Teilchens zerlegen. Wenn sich das Teilchen mit einer Geschwindigkeit v_0 durch das Medium bewegt, die kleiner ist als die Phasengeschwindigkeit des Lichts c_{ph}, dann sind die Dipole kugelsymmetrisch angeordnet (Abb. 2.5.a). Die von ihnen emittierten Elementarwellen interferieren deshalb stets destruktiv. Bewegt sich das Teilchen dagegen mit einer Geschwindigkeit v_0 größer als c_{ph}, dann wird diese Symmetrie teilweise zerstört (Abb. 2.5.b): Senkrecht zur Teilchenbahn besteht zwar noch eine Radialsymmetrie, aber parallel zur Bahn schwingen die Dipolkomponenten in Phase und können elektromagnetische Wellen emittieren: die Tscherenkow-Strahlung. Nach dem Huygenschen Prinzip werden sich die emittierten Wellen zu einer kegelförmigen Schockfront formieren, ganz ähnlich, wie es in der Akkustik von den Machschen Wellen bekannt ist (Abb. 2.6): Wenn c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum bezeichnet und n der Brechungsindex des Dielektrikums ist, dann bewegt sich die im Punkt A emittierte Welle mit der Phasengeschindigkeit $c_{ph} = \frac{c_0}{n}$ durch das Medium und legt im Zeitintervall Δt die Strecke $c_{ph} \cdot \Delta t$ zurück. In der gleichen Zeit hat sich das Teilchen, welches das Medium mit der Geschwindigkeit v_0 durchquert, um die Strecke $v_0 \cdot \Delta t$ fortbewegt. Damit ergibt sich für den Winkel Θ_T, unter dem die Strahlung relativ zur Bahnachse emittiert wird, die Tscherenkow-Beziehung:

$$cos\Theta_T = \frac{c_{ph} \cdot \Delta t}{v_0 \cdot \Delta t} = \frac{c_0}{n \cdot v_0} \tag{2.20}$$

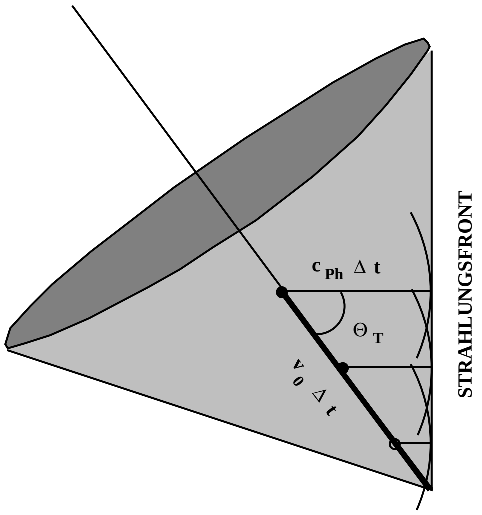

Abbildung 2.6: *Die auf der Bahn des geladenen Teilchens emittierten Elementarwellen formieren sich zu einer kegelförmigen Strahlungsfront.*

Θ_T wird als *Tscherenkow-Winkel* bezeichnet und legt den halben Öffnungswinkel des Strahlenkegels fest.
Wegen $cos\Theta_T \leq 1$ folgt

$$\frac{c_0}{v_0} \leq n \tag{2.21}$$

Da die Teilchengeschwindigkeit kleiner als die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum sein muß, folgen als wichtige Bedingungen für Tscherernkow-Emission:

- Tschenkow-Strahlung kann nur in Frequenzbereichen emittiert werden, in denen der Brechungsindex des Mediums größer als 1 ist:

$$n > 1 \tag{2.22}$$

  Im Spektralbereich des sichtbaren, des infraroten und des ultravioletten Lichts ist das der Fall, wohingegen im Röntgenbereich für die meisten Medien $n < 1$ gilt und somit keine Tscherenkow-Emission möglich ist.

- Die minimale Energie, die ein geladenes Teilchen der Masse m_0 aufweisen muß, um Tscherenkow-Photonen zu emittieren, ist gegeben durch:

$$E_{min} = \frac{m_0 c_0^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \tag{2.23}$$

  Tscherenkow-Strahlung wird also vornehmlich von leichten Teilchen emittiert. In Hadronschauern liefert folglich nur die elektromagnetische Komponente einen merklichen Beitrag zur Lichtemission.

Das Spektrum der emittierten Tscherenkow-Strahlung ist kontinuierlich. Nach Frank und Tamm [FRA,37] ist der durch Tscherenkow-Strahlung bewirkte Energieverlust dE_T eines geladenen Teilchens der Kernladungszahl Z, das sich mit der Geschwindigkeit v_0 durch ein Medium mit dem Brechungsindex n bewegt, gegeben durch

$$\frac{\mathrm{d}E_T}{\mathrm{d}x} = \frac{4\pi^2 Z^2 e^2}{c_0^2} \int_{\beta n(\nu)>1} (1 - \frac{1}{\beta^2 n(\nu)^2})\nu \mathrm{d}\nu \qquad \beta = \frac{v_0}{c_0} \tag{2.24}$$

wobei über alle Frequenzen ν mit $\beta n > 1$ zu integrieren ist. Dieser Energieverlust beträgt weniger als 0.1 % der Gesamtverluste des Teilchens, die im wesentlichen durch Bremsstrahlung und Ionisation bewirkt werden. Dieses Verhältnis ist konstant, und kann, bei Kenntnis der Gesamtintensität der Verluste durch Tscherenkow-Emission, dazu verwendet werden, die Primärenergie des Schauers zu rekonstruieren.
Aus Gleichung 2.24 läßt sich sofort die Anzahl N der pro Wegstrecke dx emittierten Tscherenkow-Photonen erhalten, wenn man die Beziehung $\mathrm{d}N = \frac{\mathrm{d}E_\nu}{h\nu}$ ausnutzt:

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}x} = 2\pi\alpha Z^2 \int_{\beta n(\lambda)>1} (1 - \frac{1}{\beta^2 n(\lambda)^2})\lambda^{-3} \mathrm{d}\lambda \qquad \alpha = \frac{e^2}{\hbar c_0} \tag{2.25}$$

2.2.2 Atmosphärisches Tscherenkowlicht

Elektronen und Positronen, die in einem Luftschauer erzeugt werden, durchqueren mit der Luft ein Medium, dessen Dichte sich kontinuierlich mit der Höhe ändert. In einer als isotherm angenäherten Atmosphäre kann die Abhängigkeit der Dichte von der Höhe über NN in guter Näherung durch die barometrische Höhenformel beschrieben werden [ROE,92]. Die Dichte ist aber direkt proportional dem Brechungsindex n, so daß sich für diesen dieselbe exponentielle Abhängigkeit von der Höhe h ergibt:

$$n(h) = 1 + \eta_0 e^{\frac{-h}{h_0}} \tag{2.26}$$

Dabei sind η_0=0.00029 und h_0=8400 m Normierungsgrößen.

Dieser Zusammenhang läßt sich auf die Ergebnisse des vorangegangenen Abschnitts anwenden. Die Schwellenenergie für Tscherenkow-Emission (Gl. 2.23) berechnet sich als

$$E_{min}(h) = \frac{m_0 c_0^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{(1+\eta_0 e^{\frac{-h}{h_0}})^2}}} \tag{2.27}$$

und aus Gl. 2.20 folgt der Tscherenkow-Winkel

$$\Theta_T(h) = arccos\left(\frac{c_0}{(1+\eta_0 e^{\frac{-h}{h_0}}) \cdot v_0}\right) \tag{2.28}$$

In den Abbildungen 2.7.a und 2.7.b sind E_{min} in MeV für Elektronen und der maximal mögliche Tscherenkow-Winkel $\hat{\Theta}_T$ in Grad gegen die Höhe h in Kilometern aufgetragen. Wegen der hohen Teilchenenergien gilt in sehr guter Näherung $\beta \approx 1$, so daß die Darstellung in Abb.2.7.b als allgemeingültig für alle Teilchenenergien betrachtet werden kann. Während mit abnehmender Höhe die Schwellenenergie zur Emission von Tscherenkow-Photonen immer geringer wird, nimmt der Winkel $\hat{\Theta}_T$ unter dem die Abstrahlung relativ zur Teilchenbahn erfolgt, stetig zu. In der Höhe des Emissionsmaximums liegt für γ-induzierte Luftschauer mit Primärenergien im TeV-Bereich die

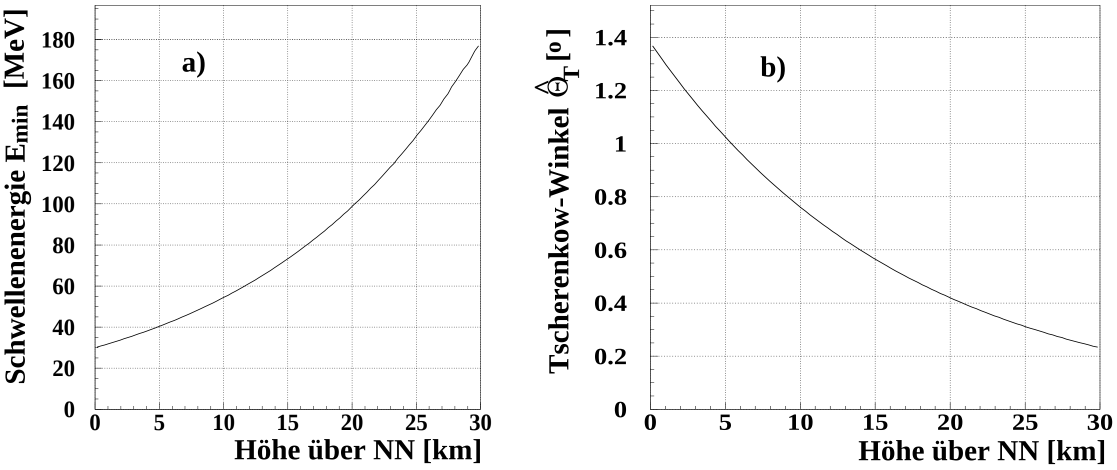

Abbildung 2.7: *In Abhängigkeit von der Höhe über NN ist a) die Schwellenenergie für die Emission von Tscherenkow-Strahlung für Elektronen sowie b) der Tscherenkow-Winkel für β=1 aufgetragen*

Schwellenenergie für Elektronen bei circa 50-55 MeV und der Tscherenkow-Winkel bei ungefahr 0.8-0.9 Grad. Der maximal mögliche Tscherenkow-Winkel beträgt 1.38°.

Die in der Höhe h über NN emittierten Tscherenkow-Photonen formen einen Lichtkegel mit dem Öffnungswinkel $\Theta_T(h)$ (Abb. 2.8). Für Teilchen, die sich vertikal durch die Atmosphäre bewegen,

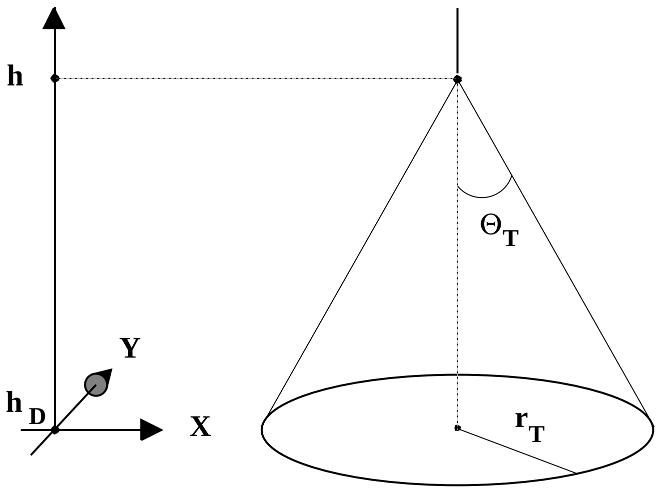

Abbildung 2.8: *Ein geladenes Teilchen, das sich vertikal durch die Atmosphäre bewegt, soll in der Höhe h Tscherenkow-Photonen emittieren. Diese treffen statistisch über einen Kreis verteilt auf die Detektorebene in der Höhe h_D auf.*

stellt der Schnitt dieses Kegels mit der Detektorebene in der Höhe h_D über NN einen Kreis dar, dessen Radius durch

$$r_T(h) = (h - h_D) \cdot tan\Theta_T(h) \tag{2.29}$$

gegeben ist. Mit Θ_T aus Gl. 2.28 und der Beziehung

$$tan(arccos(x)) = \frac{\sqrt{1-x^2}}{x}$$

ergibt sich für den maximalen Abstand des Photonenauftreffpunktes von der Schauerachse schließlich

$$r_T(h) = (h - h_D) \cdot \sqrt{\eta_0^2 e^{\frac{-2h}{h_0}} + 2\eta_0 e^{\frac{-h}{h_0}}} \approx (h - h_D) \cdot \sqrt{2\eta_0 e^{\frac{-h}{h_0}}} \tag{2.30}$$

Abb. 2.9 stellt die Abhängigkeit des Lichtkreisradius von der Emissionshöhe der Tscherenkow-Photonen dar, wie sie sich für eine Beobachtung in 2200 m Höhe (La Palma) ergibt. Nach Abb. 2.3

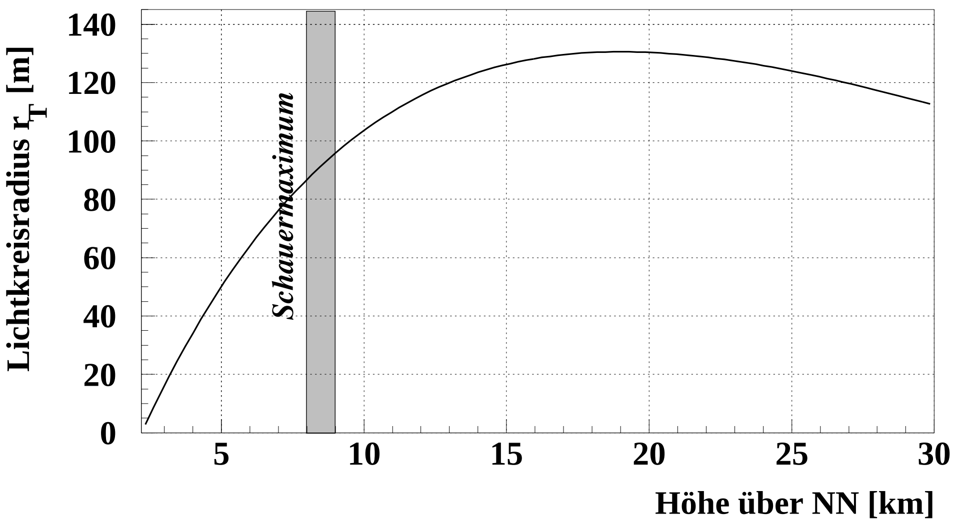

Abbildung 2.9: *Der Radius des Lichtkreises hängt ab von der Emissionshöhe der Tscherenkow-Photonen. Die Kurve bezieht sich auf eine Beobachtungshöhe von 2200 m. Eingezeichnet ist der Bereich über den sich bei TeV-γ-Schauern das Maximum der Tscherenkow-Emission erstreckt.*

ergibt sich für die Anzahl geladener Schauerteilchen in γ- oder Hadron-induzierten Schauern ein deutliches Maximum, daß sich über einen Höhenbereich von etwa 1000-2000 m erstreckt. In der Nähe dieses eng begrenzten Bereich werden auch die meisten Tscherenkow-Photonen emittiert. Aus Gl. 2.30 ist zu ersehen, daß aufgrund dieser Konzentration die meisten Photonen innerhalb eines begrenzten Ringbereiches auf die Detektorfläche auftreffen. Für TeV-γ-Schauer ist der Höhenbereich des Emissionsmaximums in Abb. 2.9 schraffiert eingezeichnet.

Die bisherigen Betrachtungen gingen von Schauerentwicklungen aus, bei denen sich alle Schauerteilchen parallel durch das Medium bewegen. Neben den bereits in Abschnitt 2.1.4 angesprochenen Streuphänomenen sind noch die Ablenkungen, welche durch Streuprozesse mit Atmosphärenpartikeln hervorgerufen werden, von Bedeutung. Der dominante Streuvorgang ist dabei die Mehrfach-Coulomb-Streuung. Einer Abschätzung von Rossi und Greisen [ROS,52] folgend, errechnet sich der mittlere quadratische Streuwinkel $\langle\Psi_s^2\rangle$ für Elektronen der Energie E beim Durchlaufen einer Strecke von t Strahlungslängen näherungsweise nach

$$\langle\Psi_s^2\rangle \approx \left(\frac{21MeV}{E}\right)^2 \cdot t \tag{2.31}$$

Die Ablenkung ist also desto höher, je weniger Energie die Teilchen besitzen. Für 84 MeV-Elektronen werden damit auf einer Strahlungslänge mittlere Ablenkungen um 14° verursacht.
Diese Streuphänomene führen dazu, daß die Verteilung des Tscherenkowlichts am Boden durch Überlagerung der Tscherenkow-Emissionen gestreuter Elektronen zu einem verwaschenen Kreis ausgeschmiert wird. Dieses Ausschmieren ist für Hadronschauer stärker ausgeprägt, als für γ-Schauer (Abb. 2.10), bedingt auch durch die Überlagerung mehrerer Einzelkaskaden. Dieses unter-

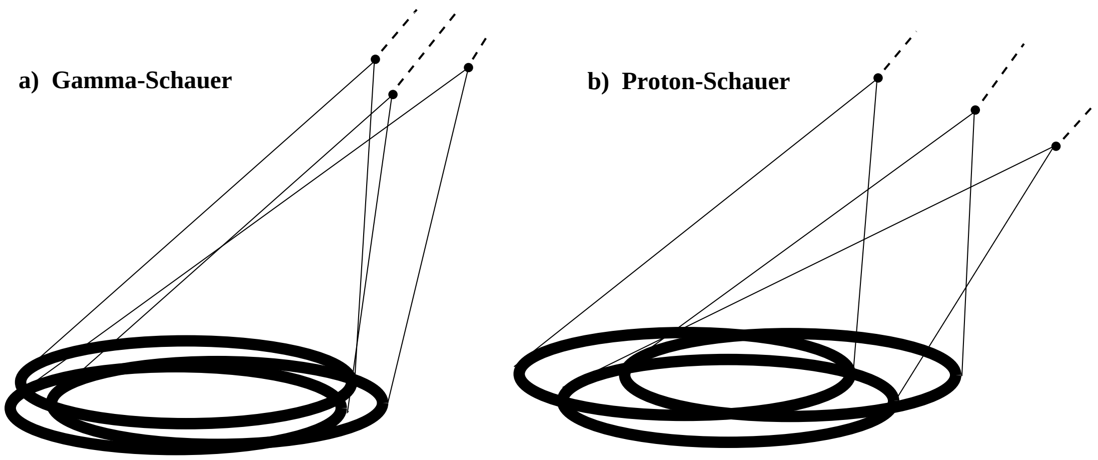

Abbildung 2.10: *schematische Darstellung der Überlagerung des Tscherenkowlichtes einzelner geladener Teilchen bei a) γ- und b) Proton-induzierten Luftschauern*

schiedlich starke Ausschmieren spiegelt sich auch in der Verteilung der Photonendichte am Boden wieder. Abb. 2.11 stellt anhand einer Monte-Carlo-Simulation die Photonendichte am Boden in Abhängigkeit von der Entfernung des Schaues vom Teleskop für γ- und Proton-induzierte Luftschauer bei unterschiedlichen Energien gegenüber. Die Verteilung der Photonendichte knickt für γ-Schauer bei etwa 120 m deutlich ab, während sie bei Proton-Schauern gleichmäßig abfällt. Zu erkennen ist auch der bereits angesprochene Effekt, daß in Hadronschauer nur ungefähr die Hälfte der Primärenergie zur Ausbildung der elektromagnetischen Kaskade verwendet wird: γ-Schauer erzeugen etwa doppelt soviel Tscherenkowlicht wie Proton-Schauer der gleichen Energie.

2.3 Lichtschwächung in der Atmosphäre

In Luftschauern werden Tscherenkow-Photonen in großer Höhe erzeugt. Auf ihrem Weg durch die dichter werdende Atmosphäre unterliegen die Photonen Wechselwirkungen mit Luftmolekülen und Aerosolpartikeln. Von Bedeutung sind dabei Rayleigh- und Mie-Streuung sowie die Absorption durch Moleküle, insbesondere durch Ozon.

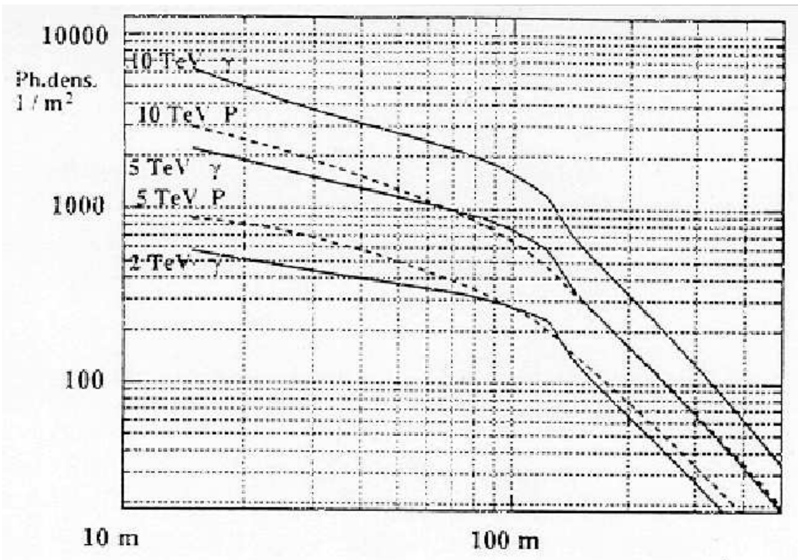

Abbildung 2.11: *Monte-Carlo-Simulation der Photonendichte in Abhängigkeit von der Entfernung des Schaues vom Teleskop für γ- und Proton-induzierte Luftschauer bei unterschiedlichen Energien (aus [MUE,92])*

Die Streuung an Zentren, welche klein gegen die Wellenlänge des Lichts sind, können mit der Streutheorie von Rayleigh behandelt werden, während die Streuung an Zentren, deren Ausdehnung gegenüber der Lichtwellenlänge nicht mehr zu vernachlässigen ist, der Streutheorie von Mie folgt. Diese Schwächungsprozesse sind wellenlängenabhängig und führen zu einer, bei kurzwelligen Photonen erheblichen, Schwächung der ursprünglichen Lichtintensität. Die Schwächungsmechanismen Streuung und Absorption sind dabei grundlegend unterschiedlich.

- Bei der *Absorption* wird die Photon-Energie vom Wechselwirkungspartner ganz oder teilweise aufgenommen und in chemische oder physikalische Energie umgesetzt.
- Durch *elastische Streuung* wird das Photon ohne Energieverlust aus seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt. Da aber der Tscherenkow-Winkel mit $\leq 1.38°$ sehr klein ist und Rückstreuungen unwahrscheinlich sind, müssen bereits kleinste Streuwinkel von wenigen Grad als Totalverlust des gestreuten Photons gewertet werden.

Bezeichnet man die ursprüngliche Strahlintensität mit I_0, dann beträgt der Intensitätsverlust nach Durchlaufen einer Strecke dx

$$\mathrm{d}I = -I_0 \cdot \alpha_{ext} \cdot \mathrm{d}x \tag{2.32}$$

mit dem Extinktionskoeffizienten α_{ext}. Dieser setzt sich additiv aus den Koeffizienten der Einzelprozesse zusammen:

$$\alpha_{ext} = \alpha_{Rayleigh} + \alpha_{Mie} + \alpha_{Ozon} \tag{2.33}$$

Aus Gl. 2.32 folgt eine exponentielle Abnahme der Intensität des Tscherenkowlichts mit der in der Atmosphäre zurückgelegten Strecke x:

$$I(x) = I_0 e^{-\alpha_{ext} x} \tag{2.34}$$

Im folgenden soll eine kurze Beschreibung der genannten Prozesse und ihrer Bedeutung für die Schwächung des Tscherenkowlichts gegeben werden. Tiefergehende Einblicke in die Streumechanismen bietet [HUL,81]; der Einfluß von Aerosolen und Ozon ist in [ROE,92] beschrieben.

2.3.1 Rayleigh-Streuung

Die Streuung von Licht an polarisierbaren Teilchen, deren räumliche Ausdehnung viel kleiner als die Wellenlänge des Lichts ist, wird als Rayleigh-Streuung bezeichnet. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Rayleigh-Streuung ist gegeben durch [JAC,82]

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_s}{\mathrm{d}\Omega} = \frac{2\pi^2}{\lambda^4 \rho}(n-1)(1+cos^2\phi) \tag{2.35}$$

wobei ρ die Teilchendichte des Streumediums und ϕ den Ablenkwinkel des gestreuten Photons relativ zur ursprünglichen Flugrichtung bezeichnet. Die Polarisierbarkeit des Mediums geht über den Brechungsindex n in die Formel ein. Aufgrund der cos^2-Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts weisen die meisten gestreuten Tscherenkow-Photonen Streuwinkel auf, die viel größer sind als der Tscherenkow-Winkel. In guter Näherung kann man daher alle Rayleigh-gestreuten Photonen als verloren ansehen. Mit dem totalen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_s = \frac{32\pi^3}{3\lambda^4 n^2}(n-1)^2 \tag{2.36}$$

berechnet sich dann der Extinktionskoeffizient für Rayleigh-Streuung zu

$$\alpha_{Rayleigh} = \sigma_s \cdot \rho \tag{2.37}$$

Zu beachten ist vor allem die starke Abhängigkeit $\sim \lambda^{-4}$ von $\alpha_{Rayleigh}$! Kurzwellige Photonen werden mit einer viel größeren Wahrscheinlichkeit Rayleigh-gestreut als langwellige.

2.3.2 Mie-Streuung

Die Streuung von Licht an Partikeln, die Ausdehnungen in der Größenordnung der Lichtwellenlänge aufweisen, muß nach der Mieschen Streutheorie berechnet werden. Diese Theorie ist weitaus komplexer als die der Rayleigh-Streuung. Es lassen sich keine analytischen Lösungsformeln für Streuquerschnitte und Extinktionskoeffizienten angeben, so daß man auf numerische Lösungen angewiesen ist. Allerdings kann man abschätzen, daß die Streuintensität weitaus weniger von der Wellenlänge des eingestrahlten Lichts abhängt, als bei der Rayleigh-Streuung: Eine grobe Näherung [ROE,92] führt auf

$$\alpha_{Mie} \sim \lambda^{-c} \qquad c \in [1, 1.5] \tag{2.38}$$

Dieser Zusammenhang gilt für eine Standardverteilung der Partikelgrößen in der Atmoshäre, wie sie durch ein Junge-Spektrum [JUN,63] beschrieben wird. Eine momentane Störung der Verteilung, z.B. durch einen Vulkanausbruch mit Ausstoß relativ vieler großer Partikel, kann zu erheblichen Abweichungen führen.

2.3.3 Absorption

Als absorbierende Teilchen sind in dem für die Tscherenkow-Stahlung interessanten Spektralbereich vor allem Ozonmoleküle und im geringeren Maße auch große Aerosolpartikel von Bedeutung.

Letztere sind aufgrund ihrer vielen Freiheitsgrade in der Lage in einem breiten Spektralband Photonen zu absorbieren. Ihr Anteil an der Gesamtextinktion ist jedoch gegenüber den Streuprozessen unbedeutend. Dagegen ist die Extinktion von Tscherenkowlicht im UV-Bereich deutlich von der Photonen-Absorption durch Ozon dominiert. Im Wellenlängenbereich 200-320 nm, der sogenannten Hartley-Bande, absorbiert das Ozon durch die photolytische Spaltungsreaktion

$$O_3 + h\nu \rightarrow O_2 + O \tag{2.39}$$

praktisch das gesamte Licht. Es existieren weitere Absorptionsbanden im Bereich des sichtbaren Lichts, die aber gegenüber den anderen Schwächungsmechanismen zu vernachlässigen sind.

2.3.4 Extinktion in der unteren Atmosphäre

Für die Abschätzung der gesamten Lichtschwächung ist neben der spektralen Verteilung des eingestrahlten Lichts auch die Konzentration der streuenden bzw. absorbierenden Partikel in den unterschiedlichen Höhen der Atmosphäre zu beachten. Abb. 2.12 stellt die Extinktionskoeffizienten für Mie- und Rayleigh-Streuung sowie für Molekülabsorption durch Ozon in Abhängigkeit von der Höhe über NN für verschiedene Wellenlängen des eingestahlten Lichts dar (Werte aus [ELT,65]). Zur Orientierung ist die Beobachtungshöhe auf La Palma und der Bereich des Emissionsmaximums für einen 1 TeV γ-Schauer markiert.

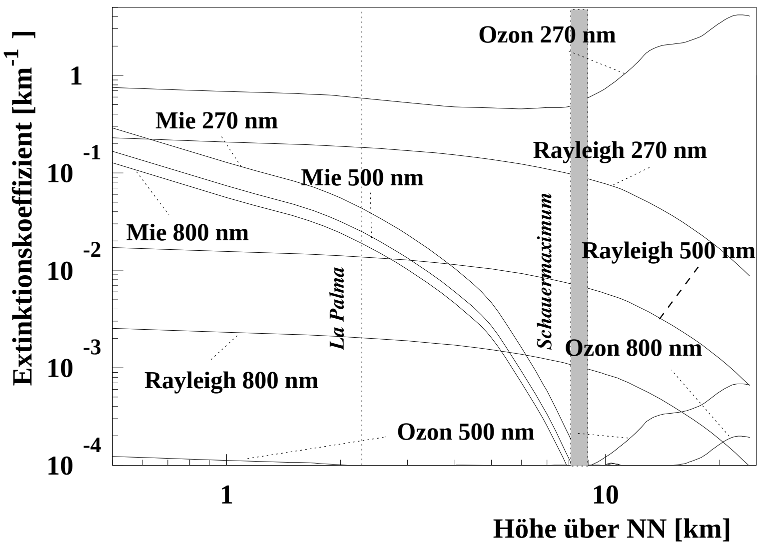

Abbildung 2.12: *Extinktionskoeffizienten für verschiedene Schwächungsmechanismen in Abhängigkeit von der Höhe über NN und der Wellenlänge des Lichts unter Standardbedingungen. Das Maximum in der Emission von Tscherenkowlicht liegt für 1 TeV γ-Schauer in Höhen um 8000 m. Die emittierten Photonen müssen die Atmosphäre bis auf eine Höhe von 2200 m (La Palma) durchqueren.*

Aerosole sind kleine, von der Atmosphäre getragene Partikel, mit Durchmessern, die von 10 nm bis zu 10 μm reichen können. Diese Teilchen bilden typische Zentren für Mie-Streuung. Ihr Ursprung ist vielseitig. Für den Beobachtungsstandort auf La Palma sind beispielsweise aufgewirbelter Mineralstaub aus der Sahara und Seesalzpartikel, die beim Zerplatzen von Luftbläschen im Meer in die Luft diffundieren, von Bedeutung. Die Aerosolkonzentration ist Schwankungen unterworfen, liegt für maritime Reinluft aber üblicherweie in der Größenordnung von $10^{-2} - 10^{-3}$ Teilchen/cm^{-3} auf Meereshöhe. Mit zunehmender Höhe nimmt die Aerosolkonzentration sehr rasch ab. Mie-Streuung wird oberhalb von etwa 7 km völlig bedeutungslos für die Gesamtextinktion von Licht im Wellenlängenbereich <800 nm. Der Extinktionskoeffizient α_{Mie} hängt nur schwach von der Wellenlänge des einfallenden Lichts ab. Die Mie-Streuung trägt erst bei großen Wellenlängen ab ≈400 nm merklich zur Gesamtextinktion von Licht bei. Temporär auftretende Konzentrationserhöhungen können die in Abb. 2.12 dargestellten Extinktionswerte α_{Mie} jedoch so drastisch erhöhen, daß selbst bei kurzen Wellenlängen die Mie-Streuung den dominierenden Schwächungsprozeß darstellt. Denselben Effekt bewirken größere Ansammlungen von Wasserdampf in der Atmosphäre, z.B. in Form von Nebel- oder Dunstschichten.

Einfach aufgebaute Luftmoleküle wie N_2 und O_2 stellen die überwiegende Zahl von Rayleigh-Streuzentren. Da die Luftdichte exponentiell mit der Höhe abnimmt, treten Rayleigh-Streuprozesse mit zunehmender Höhe immer seltener auf. Der Koeffizient $\alpha_{Rayleigh}$ ändert sich sehr stark mit der Wellenlänge. Die Rayleighstreuung stellt im Wellenlängenbereich von 320 nm-450 nm den wesentlichen Extinktionsmechanismus dar.

Für die Absorption von kurzwelligem Licht ist vor allem Ozon verantwortlich. Die maximale Ozon-Konzentration liegt, bedingt durch den komplexen Produktionszyklus, in Höhen von 22 km. Für die Ausbreitung des Tscherenkowlichts sind allerdings nur Höhen unterhalb von etwa 15 km mit relativ schwacher Ozon-Konzentration relevant. Da molekulare Absorption nur in bestimmten Spektralbanden erfolgen kann, trägt Ozon nur im UV-Bereich zur Gesamtextinktion von Tscherenkow-Photonen bei.

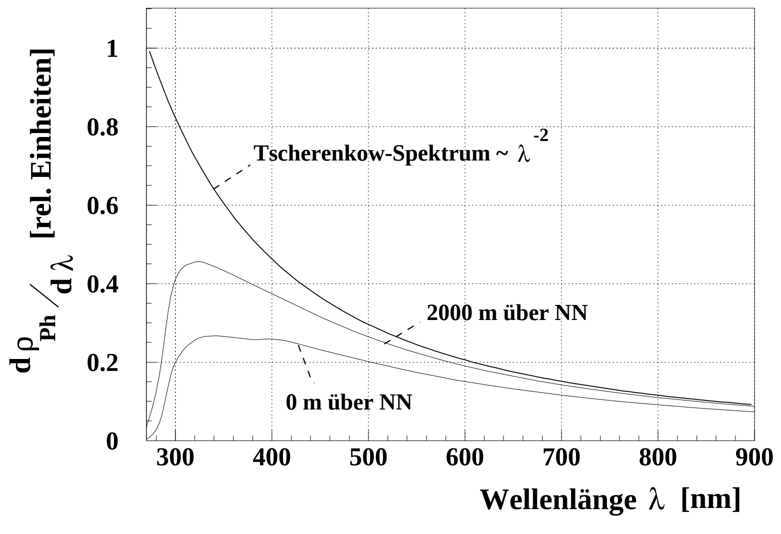

Abbildung 2.13: *Aufgetragen in willkürlichen Einheiten ist die differentielle Photonendichte $d\rho_{Ph}/d\lambda$ in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Dargestellt ist das ursprüngliche Emissionsspektrum in 7000 m Höhe und die abgeschwächten Spektren in 2000 m Höhe und auf Meeresniveau.*

Abb. 2.13 zeigt nun den Einfluß der Schwächung des Tscherenkowlichts in der Atmosphäre auf das in der Detektoreben registrierbare Tscherenkow-Spektrum (Werte aus [ELT,65]). Bei dem ursprünglichen Emissionsspektrum, wie es in Höhen von 8000-9000 m vorliegt, gilt für die differentielle Photonendichte $\frac{\mathrm{d}\rho_{Ph}}{\mathrm{d}\lambda} \sim \lambda^{-2}$ (vgl. Gl. 2.25). In 2000 m Höhe ist praktisch der gesamte UV-Anteil durch das Ozon absorbiert. Das Tscherenkowlicht im sichtbaren Spektralbereich ist durch Streuprozesse reduziert, wobei die Rayleigh-Streuung bei kleinen und die Mie-Streuung bei großen Wellenlängen dominiert. Die unterste Kurve, welche das noch stärker abgeschwächte Spektrum auf Meeresniveau zeigt, demonstriert eindrücklich den Vorteil einer Beobachtung in Bergeshöhe.

Kapitel 3

γ-Astronomie mit Abbildenden Tscherenkow-Teleskopen

Im Energiebereich um 1 TeV lassen sich Luftschauer nur aufgrund des von ihnen erzeugten Tscherenkowlichts am Boden nachweisen. Eines der größten Probleme stellt dabei die sichere Unterscheidung der γ-Schauer von den, um einen Faktor 1000 häufigeren Hadron-Schauern dar. Die Anwendung der *Abbildenden Tscherenkow-Technik* hat sich dafür sehr gut bewährt. Für diese Technik ist ein Detektor mit einer ortsauflösenden und für Tscherenkowlicht empfindlichen Kamera erforderlich: Solch ein Abbildendes Tscherenkow-Teleskop besteht im wesentlichen aus einem Reflektor und einer aus einzelnen Photomultipliern aufgebauten Kamera, in welche die Tscherenkow-Photonen reflektiert werden.
Im ersten Teil dieses Kapitels wird das Prinzip der Abbildenden Tscherenkow-Technik skizziert, im zweiten Teil folgt dann die Beschreibung des geplanten Aufbaus des Experiments auf La Palma.

3.1 Die Abbildende Tscherenkow-Technik

Um die Methode der Schauerseparation zu erklären, soll zunächst beschrieben werden, wie das Tscherenkowlicht eines Schauers von der Kamera des Teleskops registriert wird.
Das Teleskop soll sich im Ursprung eines kartesischen Koordinatensystems befinden und parallel zur z-Achse ausgerichtet sein (Abb. 3.1.a und 3.1.c). Das von der Kamera erfaßte Blickfeld wird durch einen Kegel mit dem halben Öffnungswinkel Ω_{max} beschrieben. Die von den Achsen Ω_x und Ω_y aufgespannte Bildebene der Kamera ist in Abb. 3.1.b aufgetragen. Die Orientierung dieser Achsen entspricht der jeweils entgegengesetzten Ausrichtung der x-Achse und der y-Achse in der Detektorebene, da ein Photon mit Neigung in positiver x-Richtung auch in positiver Ω_x-Richtung in der Kamera abgebidet werden soll.

Es soll nun ein Schauer betrachtet werden, dessen Achse[1] parallel zur z-Achse verläuft und die x-Achse im Punkt $(X_0, 0, 0)$ schneidet. Tscherenkow-Photonen, die aus unterschiedlichen Höhen $(H_1 > H_2 > H_3)$ und deshalb mit unterschiedlichen Winkeln $\Theta_T(H_1) < \Theta_T(H_2) < \Theta_T(H_3)$ emittiert werden, treffen auch mit unterschiedlichen Neigungswinkeln $\Omega_1 < \Omega_2 < \Omega_3$ auf die

[1] Als *Schauerachse* oder *Schauerkern* wird die über alle Schauerteilchen gemittelte Teilchenbahn bezeichnet. Im allgemeinen stimmt sie mit der ursprünglichen Bahn des Primärteilchens überein.

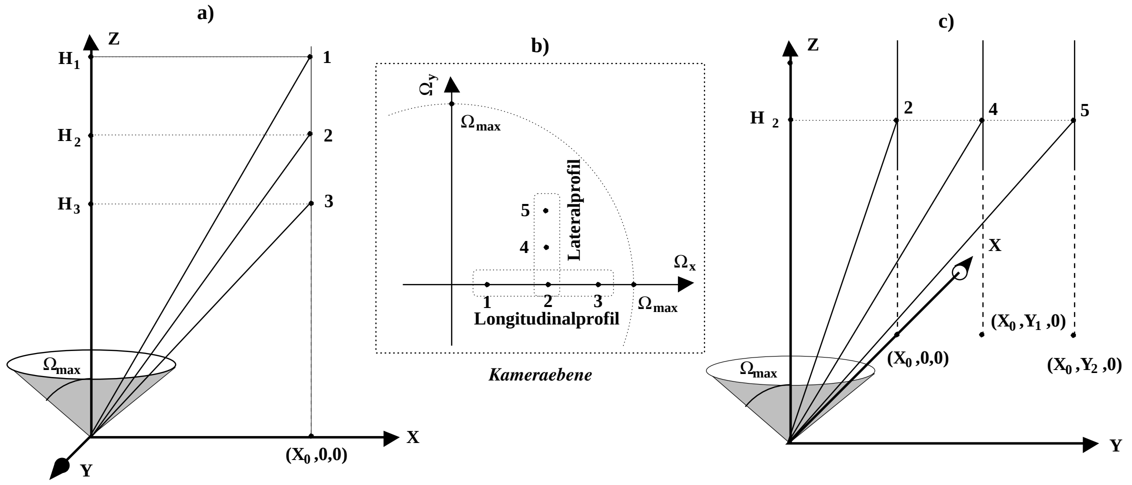

Abbildung 3.1: *Zustandekommen des Kamerabildes eines Tscherenkow-Teleskops: a) Longitudinalentwicklung c) Lateralentwicklung b) Abbildung der Emissionspunkte 1-5 in der Kameraebene (schematisch)*

Reflektorfläche auf. Da die Neigung sich auf die x-Richtung beschränkt, werden diese Photonen entlang der Ω_x-Achse in der Kameraebene abgebildet (Abb. 3.1.b). In dieser Achse zeichnet sich damit das Longitudinalprofil der Schauerentwicklung ab. Nun sollen zwei einzelne Teilchen betrachtet werden, die parallel zur Schauerachse, aber etwas in y-Richtung versetzt dazu einfallen (Abb. 3.1.c). Tscherenkow-Photonen, die in der Höhe H_2 unter einem solchen Winkel emittiert werden, daß sie in die Kamera reflektiert werden, besitzen zusätzlich zu der Neigung in x-Richtung noch eine Neigung in y-Richtung. Sie werden daher auf einer zur Ω_x-Achse senkrechten Linie in der Kameraebene, parallel zur Ω_y-Achse abgebildet (Abb. 3.1.b). Da die Abweichungen der Bahn der Einzelteilchen von der Schauerachse ein Maß für die aufgetretenen Streuprozesse während der Schauerentwicklung sind, stellt die Abbildung in Ω_y-Richtung der Kamera in der gegebenen Höhe H_2 die Entwicklung des Schauers in die Breite, sein *Lateralprofil*, dar. Im allgemeinen[2] erstreckt sich das Longitudinalprofil über einen größeren Winkelbereich als das Lateralprofil.

Um sowohl für die Longitudinal- als auch für die Lateralentwicklung des Schaues eine gute Auflösung zu erhalten, muß die Kamera des Teleskops aus einer großen Zahl von Bildpunkten aufgebaut sein. Bei den neuen System-Teleskopen wird die Kamera aus 271 bzw. 127 einzelnen Photomultipliern bestehen.

Die Abbildungen 3.2.a und 3.2.b zeigen Simulationen von typischen Schauerbildern, wie sie mit der neuen 271-Pixel-Kamera zu erwarten sein werden. Die Zahleneinträge bezeichnen die Lichtmenge, die von jedem einzelnen Pixel registriert wurde, geeicht in Photoelektronen. Als Ausgangspunkt der Abbildenden Tscherenkow-Technik wird nun, mit diesen Werten als Gewichtungsfaktoren, eine Ellipse an das Schauerbild angepaßt. Die große Achse dieser Ellipse beschreibt die Longitudinal-, die kleine Achse die Lateralverteilung des Schauers.
Nach Vorschlag von Hillas [HIL,85] lassen sich die Parameter dieser Ellipse, wie zum Beispiel Länge der Halbachsen (Schluß auf Lateral- und Longitudinalentwicklung) oder Orientierung der Ellipse

[2] Wenn die Schauerachse genau senkrecht auf die Mitte des Spiegels fällt, ist keine der in den Abbildungen 3.1.b-c dargestellten Achsen mehr ausgezeichnet. Es ist dann nicht mehr möglich, zwischen Lateral- und Longitudinalprofil zu unterscheiden.

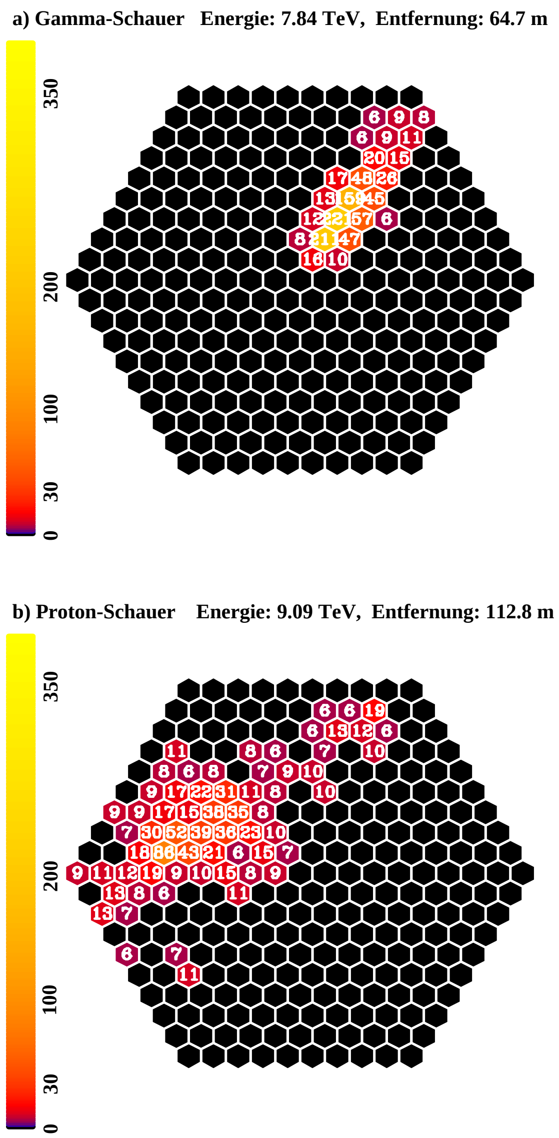

Abbildung 3.2: *Monte-Carlo-Simulation der Kamerabilder a) eines 7.84 TeV-γ und b) eines 9.09 TeV Proton-Schauers in der neuen 271-Pixel-Kamera (Graphik von Matthias Ulrich)*

(Schluß auf Herkunftsrichtung) relativ zum Zentrum der Bildebene, dazu verwenden, in statistischer Weise Hadronschauer von γ-Schauern zu separieren. Beispielsweise läßt eine Ellipse, deren große Halbachse nicht zum Kamerazentrum hin orientiert ist, darauf schließen, daß es sich bei dem auslösenden Primärteilchen um ein Hadron gehandelt hat, denn wegen der Ausrichtung des Teleskops in Richtung auf die potentielle Quelle sollten die γ-Schauer im wesentlichen parallel zur

Teleskopachse einfallen. Die große Halbachse des Kamerabildes sollte dann aber zum Zentrum der Bildebene orientiert sein (vgl. Darstellung in Abb. 3.1.a und 3.1.b). Im allgemeinen verwendet man eine Kombination aus einzelnen dieser Ellipsen-Parameter zur Analyse. Durch geeignete Kombinationen ist es auf diese Weise möglich, bis zu 98% der registrierten Hadronschauer zu verwerfen und dabei 50% der registrierten γ-Schauer zu behalten.

3.2 Der experimentelle Aufbau

3.2.1 Der HEGRA Detektorkomplex auf La Palma

Auf der Kanareninsel *La Palma* hat die HEGRA-Kollaboration in 2200 m über NN einen Detektorkomplex zum Nachweis hochenergetischer γ-Quanten im Energiebereich von 1-100000 TeV errichtet. Dieser Komplex umfaßt 245 einzelne Szinillationsdetektoren [AHA,93] zum Nachweis der geladenen Teilchen in Schauern mit Primärenergien über 40 TeV, ein System von 49 Weitwinkel-Tscherenkow-Zählern mit feststehender Blickrichtung zur Erfassung des Tscherenkow-Lichtes hochenergetischer Schauer ab 12 TeV [KAR,94], zwei Abbildende Tscherenkow-Teleskope zum Nachweis des Tscherenkow-Lichts ab Primärenergien von etwa 1 TeV [MIR,94] und eine Anzahl von Myon-Detektoren zur Messung der Myon-Komponente der Schauer.
Dieser Komplex soll um ein System von 5 Abbildenden Tscherenkow-Teleskopen mit einer Nachweisempfindlichkeit für γ-Schauer ab 0.5 TeV erweitert werden.
Damit wird es möglich, mit dem HEGRA Detektorkomplex die Suche nach γ-Quellen in einem Energiebereich von mehr als 5 Dekaden durchzuführen!

3.2.2 Das Teleskop-System

Der Standort des Experiments auf La Palma bietet aufgrund seiner günstigen geographischen Lage (28°45'42.9" N, 17°53'27.3" W) die Möglichkeit, eine große Zahl interessanter Objekte (s. Abb. 1.1) unter relativ kleinen Zenitwinkeln zu beobachten. Dadurch und aufgrund der Höhenlage des Experiments bleibt die Schwächung des Tscherenkowlichts in der Atmosphäre relativ gering (Abb. 2.13). Die klimatischen Verhältnisse sichern viele klare Nächte, so daß im täglichen Mittel mehr als 3.6 h lang sehr gute Bedingungen für Beobachtungen mit Tscherenkow-Teleskopen bestehen.

Das erste Tscherenkow-Teleskop wurde 1992 in Betrieb genommen, ein zweites (Abb. 3.3) nimmt seit Ende 1993 parallel Daten. Diese Teleskope sind noch nicht mit der hochauflösenden Kamera der fünf neuen Systemteleskope ausgerüstet, sondern besitzen Kameras, die aus 37 bzw. 61 Photomultipliern aufgebaut sind. Technische Einzelheiten sind in Tabelle 3.1 zu finden. Es konnten, im teilweise koinzidenten Betrieb der beiden Teleskope, bereits positive γ-Signale von einzelnen Objekten nachgewiesen werden.

Das System aus 5 Teleskopen wird kreuzförmig angeordnet sein (Abb. 3.4), wobei das zentrale Teleskop von den äußeren einen Abstand von jeweils etwa 80 m haben wird. Jedes dieser Teleskope wird einen aus 30 Einzelspiegeln aufgebauten Reflektor erhalten. Solch ein Einzelspiegel besteht aus einem 2 cm dicken, sphärisch gekrümmten Glasspiegel (Krümmungsradius 10 m) mit einem Durchmesser von 60 cm. Die Oberfläche dieser Spiegel ist mit Aluminium bedampft und mit einer witterungsfesten Quartzschicht überzogen. Ihre Reflektivität liegt für $\lambda \approx$350 nm bei 90%. Die Einzelspiegel sind nach dem *Davies-Cotton Prinzip* auf einer sphärischen Trägerkonstruktion mit dem halben Krümmungsradius der Einzelspiegel montiert. Die Vorteile dieser speziellen Anordnung

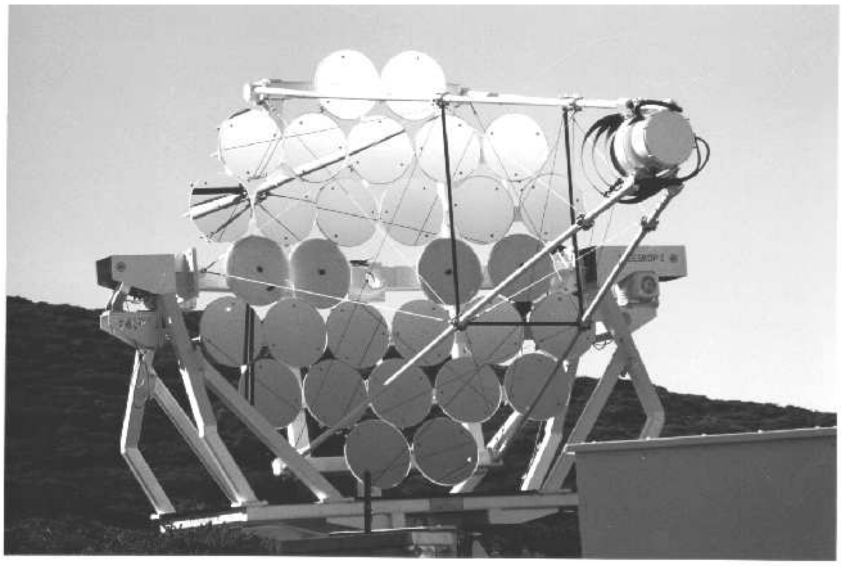

Abbildung 3.3: *Das Bild zeigt das zweite auf La Palma errichtete Teleskop. Links im Bild ist der Reflektor und rechts oben die Kamera zu erkennen. Die System-Teleskope werden sich von diesem Teleskop im wesentlichen nur im Aufbau der Kamera unterscheiden.*

	Teleskop 1	Teleskop 2	System-Teleskop 1
Spiegelfläche [m^2]	5.0	8.5	8.5
Anzahl der Pixel	37	61	271
Gesichtsfeld pro Pixel	0.43	0.43	0.25
Gesichtsfeld der Kamera [°]	2.99	3.84	4.75

Tabelle 3.1: *Technische Daten der beiden bestehenden Teleskope und des zentralen System-Teleskops.*

liegen vor allem in der leichten Nachjustierbarkeit und den geringen Abweichungen bei der Abbildung achsferner Strahlengänge [LEW,90]. Insgesamt wird eine effektive Spiegelfläche von 8.5 m^2 erreicht. Die azimutale Montierung der Teleskope macht es möglich, die Spiegelfläche nachträglich auf 12 m^2 zu erhöhen.
Die hochauflösende Kamera, die sich im Fokus des Reflektors befindet, wird beim zentralen Teleskop aus 271, bei den äußeren Teleskopen aus 127 (eine spätere Erhöhung auf 271 ist möglich) Photomultipliern des Typs Thorn-EMI 9083[3] bestehen. Die Bialkali-Photokathode ist im Bereich 300-600 nm empfindlich und ist damit der zu erwartenden spektralen Verteilung der Tscherenkow-Photonen sehr gut angepaßt (vgl. Abb. 2.13). Die Photomultiplier lassen sich mit jeweils einem reflektierenden, hexagonal auf rund abbildenden Lichtleiterelement aus Aluminium, der Basis, durch welche die Potentialverteilung im Photomultiplier festlegt wird, und einer Vorverstärkereinheit zu einem Bildelement -*Pixel*- zusammenfassen. Diese Pixel sind in einer hexagonalen Matrix angeordnet,

[3]Eine nähere Beschreibung der Photomultiplier wird im Zusammenhang von Kapitel 7 gegeben werden.

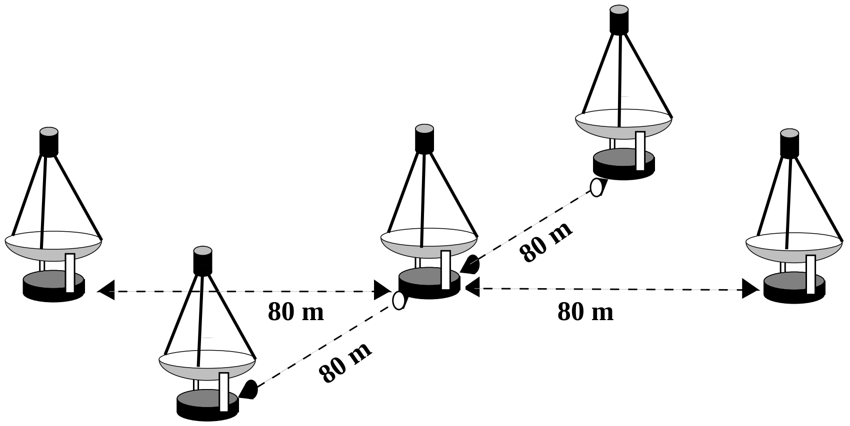

Abbildung 3.4: *Dargestellt ist die geplante Anordnung des Teleskopsystems. Die einzelnen Teleskope sind jeweils etwa 80 m vom zentralen Teleskop entfernt.*

wie es in Abb. 3.5 für die 271-Pixel-Kamera gezeigt ist. Jedes dieser Pixel erfaßt ein Blickfeld von

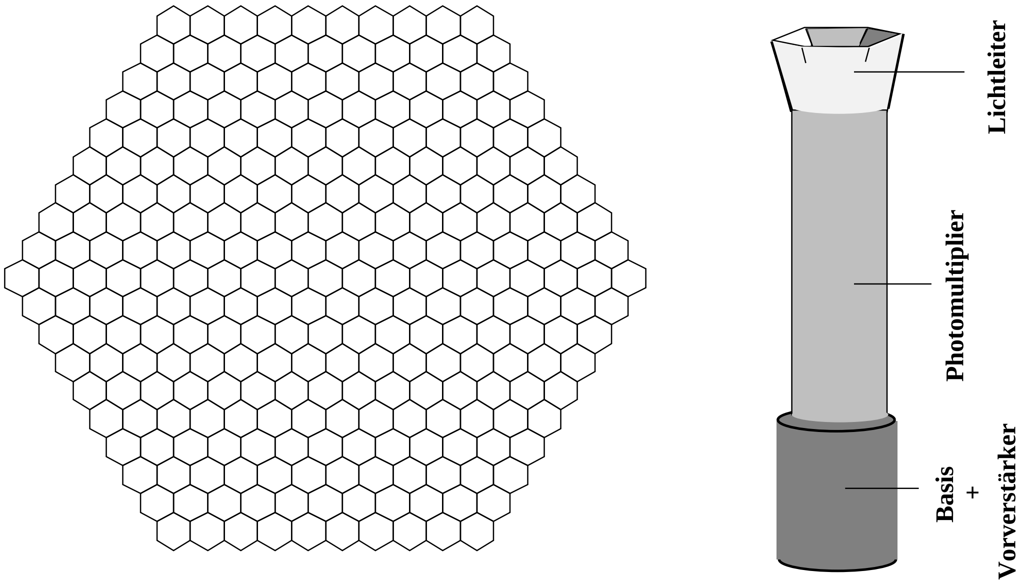

Abbildung 3.5: *links: Anordnung der Photomultiplier in der hochauflösenden 271-Pixel-Kamera; rechts: Das Einzelpixel besteht aus Lichtleiter, Photomultiplier, Basis und Vorverstärkereinheit.*

0.25°, so daß dem zentralen Teleskop ein Gesamt-Gesichtsfeld von 4.75°, den äußeren Teleskopen eines von 3.25° zukommt.

In die Effizienz p_{konv} des Detektors bei der Konversion eines Tscherenkow-Photons in ein Photoelektron geht die Reflektivität der Spiegel $\rho_M \approx 90\%$, die Transmissionseffizienz durch den Lichttrichter $\epsilon_L \approx 90\%$ und die Quanteneffizienz des Photomultipliers $\epsilon_{PM} \approx 20\%$ ein:

$$p_{konv} = \rho_M \cdot \epsilon_L \cdot \epsilon_{PM} \approx 16\% \tag{3.1}$$

Mit dem System von Tscherenkow-Teleskopen wird es möglich werden, eine viel genauere Bestimmung der Herkunftsrichtung und der Primärenergie der schauerauslösenden γ-Quanten vorzunehmen.
Das zentrale Teleskop wird im Frühjahr 1995 fertiggestellt werden, die übrigen Teleskope sind im Bau und folgen ab Ende 1995.

3.2.3 Die Ausleseelektronik

Das Teleskopsystem wird im selbstgetriggerten Modus arbeiten. Ausgelöst wird der Trigger durch die charakteristische Signalverteilung, die ein Luftschauer in der Kamera verursacht (vgl. Abb. 3.2.a und Abb. 3.2.b). Wenn mehrere System-Teleskope verfügbar sind, werden diese koinzident betrieben. Bis dahin läuft das erste Teleskop mit Einzeltriggerung. Die Optimierung dieses Einzeltriggers ist Gegenstand der vorliegenden Arbeit. Dieser Abschnitt behandelt das technische Prinzip der Datennahme mit einem einzelnen Teleskop, die Optimierung des Triggers wird in Kapitel 6 behandelt.

Die Ausleseelektronik der Teleskope gliedert sich in zwei Teile: den eigentlichen Auslesemechanismus der Photomultiplier durch Flash-ADCs und die Triggereinheit, welche den Auslesealgorithmus auslöst (Abb. 3.6). Die von den Photomultipliern erzeugten Signale weisen typischerweise Ampli-

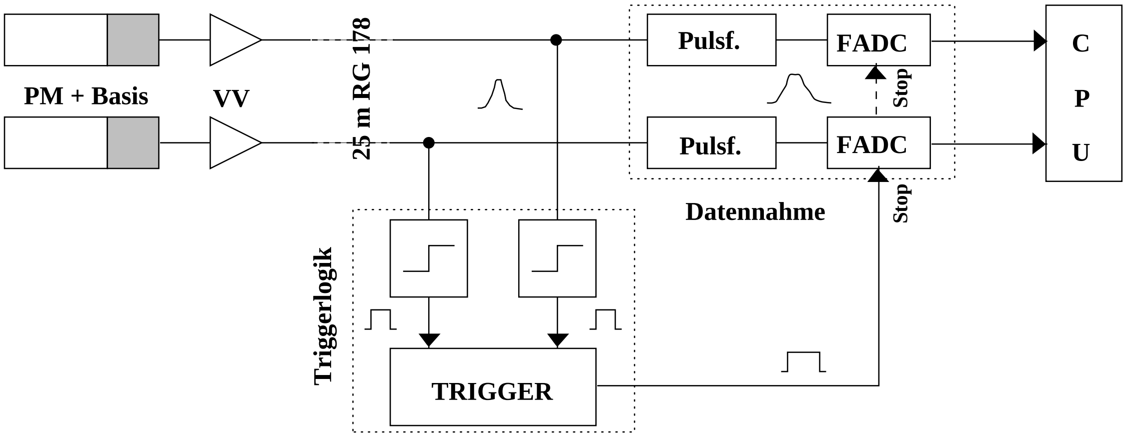

Abbildung 3.6: *Skizze der Ausleseelektronik für ein Einzelteleskop: Es sind nur 2 der insgesamt 271 (127) PM-Kanäle eingezeichnet. Das Signal wird im Auslesezweig kontinuierlich digitalisiert, während im Triggerzweig die Auslösung des Triggers für die Datenauslese entschieden wird. Eingetragen sind die typischen Signalformen, wie sie an verschiedenen Stellen der Schaltung auftreten.*

tuden im Bereich einiger 10 mV und Halbwertsbreiten um 7 ns auf. Der Anodenausgang jedes der

271 Photomultiplier ist über seine Basis direkt mit einer Vorverstärkereinheit verbunden, welche diese Signale um einen Faktor 16 verstärkt. Dieser Verstärkungsprozeß verbreitert die Signale auf etwa 8 ns. Die Ausleseelektronik ist am Fuß des Teleskops in einem Container untergebracht. Die vorverstärkten Signale müssen daher über etwa 25 m RG 178-Kabel von der Kamera zur Elektronikeinheit geführt werden. Nach dieser Kabelstrecke wird jeder der 271 Kanäle aufgespalten in einen Zweig zur Triggereinheit und einen Zweig, der zur Datennahmeeinheit führt.

- Die Triggerung: Jeder Kanal ist an einen Diskriminator angeschlossen. Dieser liefert einen normierten Ausgangspuls, wenn die Signalamplitude die programmierte Triggerschwelle überschreitet. Für die später folgenden Diskussionen ist es vorteilhaft, die Höhe dieser Triggerschwelle nicht in mV anzugeben, sondern in *Anzahl von Photoelektronen* q_0. Das soll bedeuten, daß ein Signal, welches an der Photokathode des Photomultipliers q_0 Photoelektronen auslöst, gerade in der Lage sein soll, die Triggerschwelle am zugehörigen Diskriminator zu überschreiten. Für die eigentliche Triggerung wird dann überprüft, wie viele und/oder welche der 271 Kanäle innerhalb der vorgegebenen Koinzidenzzeit, die typischerweise bei etwa 10 ns liegen wird, ein Normsignal senden, also Signale mit mehr als q_0 Photoelektronen aufweisen. Verschiedene Möglichkeiten, eine solche Triggerbedingung zu formulieren, werden in Kapitel 6 beschrieben. Ist diese Trigger-Bedingung erfüllt, wird ein STOP-Signal an die Flash-ADCs gesendet.

- Die Datennahme: Die vorverstärkten Signale sind nach Durchlaufen der Kabelstrecke mit $\approx$9 ns Breite zu schmal, um eine sinnvolle Digitalisierung mit 125-MHz–Flash-ADCs durchführen zu können; sie werden deshalb von Pulsformern auf etwa 30 ns verbreitert. Diese verbreiterten Signale werden von 125 MHz Flash-ADCs, also in 8 ns Intervallen, abgetastet. Jeder dieser Flash-ADCs besitzt 4000 Speicherplätze. Damit ist es möglich, die digitalisierten Signalamplituden der letzten 32 μs zu speichern. Die Flash-ADCs beenden die kontinuierliche Datennahme, wenn die Triggereinheit ein STOP-Signal sendet. Dann werden die gespeicherten Daten aller Flash-ADCs über die CPU ausgelesen und für die Software-Analyse auf Festplatte gespeichert.
  Eine detaillierte Beschreibung dieser Datennahme mit dem Flash-ADC-System wird in [HES,95] gegeben.

3.2.4 Die Bedeutung der Triggerbedingung

Bei den ersten beiden Teleskopen wird der Trigger ausgelöst, wenn in mindestens zwei von allen Photomultiplierkanälen das Signal die Triggerschwelle von q_0 =20 Photoelektronen erreicht. Im folgenden soll dafür die Schreibweise $2/M$ $\geq$20 gewählt werden, wobei M die Zahl der für die Triggerentscheidung zur Verfügung stehenden Kamerakanäle (37 bzw. 61 für das erste bzw. zweite Teleskop) angibt. Durch die Forderung nach koinzidenten Einzeltriggersignalen in mindestens zwei Kanälen und die relativ hohe Triggerschwelle wird eine mögliche Triggerung des Teleskops durch in die Kamera einfallende Photonen aus dem Nachthimmel weitestgehend unterdrückt. Zudem ist diese Bedingung für schmale Schauer mit hoher Photonendichte, wie sie vorzugsweise von γ-Quanten ausgelöst werden, leichter zu erfüllen, als für breite, diffuse Schauer, wie sie typisch für Hadronen sind (vgl. die Abbn. 3.2.a und 3.2.b). Neben der Unterscheidung zwischen γ- und Hadron-Schauern mithilfe der im Abschnitt 3.1 beschriebenen Abbildenden Tscherenkow-Technik wird somit bereits auf der Hardware-Stufe eine erste Vorselektion durchgeführt.
In den folgenden Kapiteln soll untersucht werden, wie sich eine solche, auf den Nachweis von γ-Schauern optimierte, Triggerbedingung für die hochauflösende 271-Pixel-Kamera realisieren läßt.

Dabei ist angestrebt, eine möglichst niedrige Energieschwelle für den Nachweis von γ-Quanten zu erreichen. Bei kleineren Triggerschwellen steigt allerdings die Wahrscheinlichkeit, daß Hintergrundsphotonen zufällig koinzident in zwei Kanälen ein Einzeltriggersignal auslösen und somit das Teleskop triggern. Die Vermeidung solcher Trigger durch Zufallskoinzidenzen bei niedrigen Triggerschwellen wird den Kernpunkt der Untersuchungen darstellen.
Da für die 271-Pixel-Kamera noch keine experimentellen Daten vorliegen, stützt sich die Diskussion allein auf Monte-Carlo-simulierte Schauerdaten. Der Algorithmus, der den verwendeten Simulationsrechnungen zugrundeliegt, wird im nächsten Kapitel vorgestellt.

Kapitel 4

Die Monte-Carlo-Simulation

Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Teleskops auf Luftschauer hängt von Typ und Energie des Primärteilchens, von dessen Einfallsrichtung relativ zum Zenit und relativ zur Teleskopachse sowie von der verwendeten Triggerbedingung ab. Um all diese Einflüsse auf den Nachweis von Luftschauern untersuchen zu können, müssen detaillierte Daten über die Verteilung der emittierten Tscherenkow-Photonen in der Detektorebene verfügbar sein. Die in den nachfolgenden beiden Kapiteln durchgeführten Berechnungen stützen sich im wesentlichen auf Monte-Carlo-Simulationen von Luftschauern, wie sie von A. Plyascheschnikow und A. Konopelko in umfangreicher Zahl durchgeführt wurden. Der zugrundeliegende Algorithmus der Simulation wird in diesem Kapitel nur kurz skizziert, eine genauere Beschreibung ist in [PLY,88] und [PLY,92] gegeben.

4.1 Der Ablauf der Simulation

In Abb. 4.1 ist der Ablauf des verwendeten Simulationsprogramms schematisch dargestellt. Um die wesentlichen Charakteristika von Hadron-Schauern zu untersuchen, genügt es, Proton-induzierte Schauer zu betrachten; eine Simulation von schwereren Teilchen wurde nicht durchgeführt.
Das Simulationsprogramm strukturiert sich in drei Bestandteile:

- die Simulation des Luftschauers
- die Simulation des Teleskops
- die Simulation der Triggerbedingung

Die Simulation der Entwicklung von γ- bzw. Proton-Schauern berechnet Energie und Bewegungsrichtung der auftretenden Sekundärteilchen. Ein Unterprogramm simuliert dann die Emission von Tscherenkow-Photonen und die Extinktionsprozesse, denen diese Photonen auf ihrem Weg zum Detektor unterliegen. Der Auftreffort und -Winkel dieser Photonen auf die Detektorebene wird in einem Datenblock gespeichert.
Der nächste Abschnitt der Simulation greift auf diese Daten zu und berechnet, welche dieser Photonen unter welchem Winkel in die Kamera reflektiert werden. In einer Datenbank wird gespeichert, wieviele Photoelektronen während der gesamten Schauersimulation in jedem einzelnen Kamerapixel erzeugt wurden.

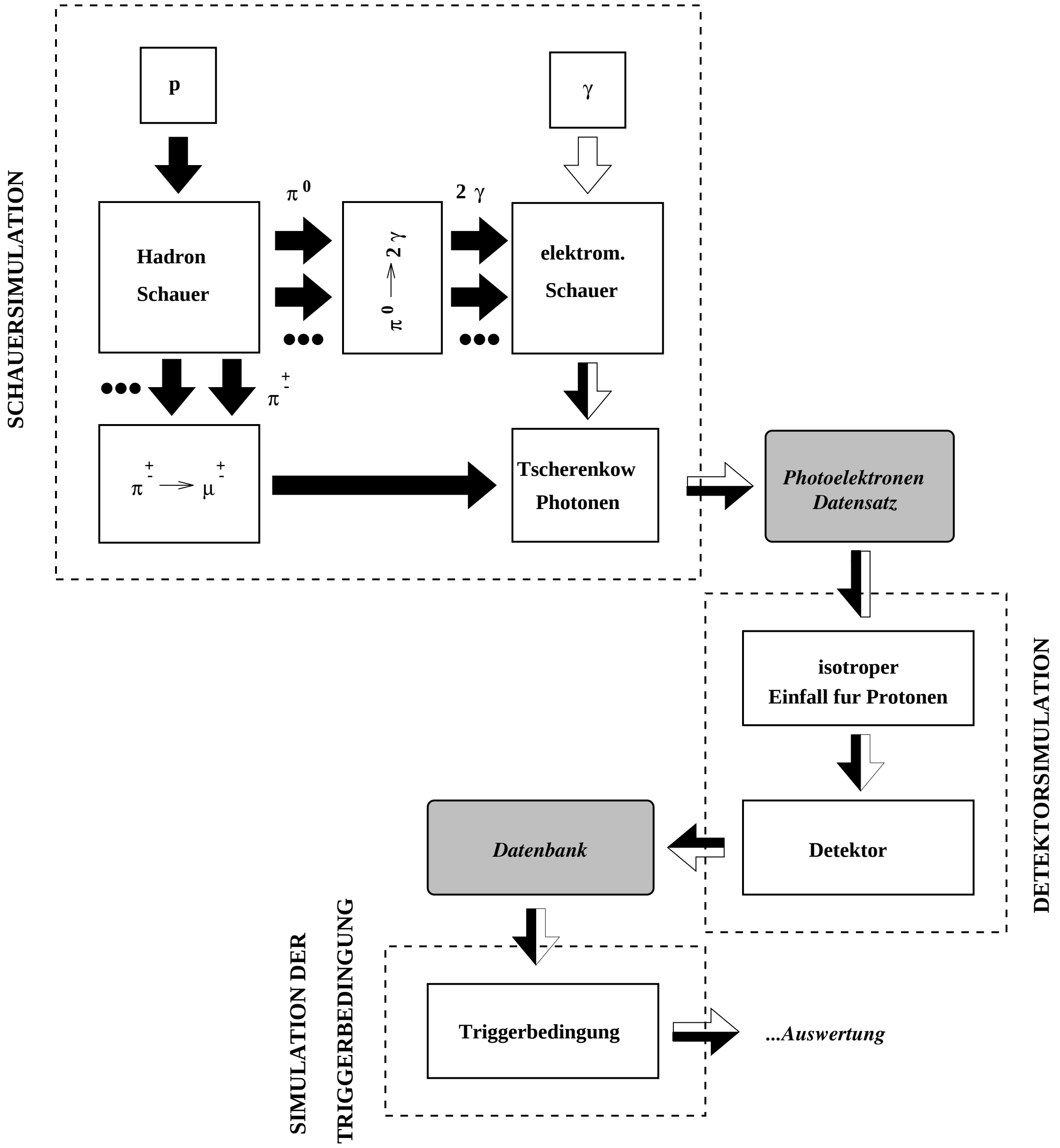

Abbildung 4.1: *Das Simulationsprogramm untergliedert sich in drei hauptsächliche Strukturen: die Simulation der Schauerentwicklung und der Emission von Tscherenkow-Photonen, die Simulation des Nachweises dieser Photonen durch den Detektor und in die Simulation unterschiedlicher Triggerbedingungen.*

Die letzte Stufe des Programms simuliert anhand dieser Daten unterschiedliche Triggerbedingungen in der Kamera. Die Auswertung der damit erhaltenen Daten wird in den Kapiteln 5 und 6 diskutiert.

Der große Vorteil dieses modular aufgebauten Programms liegt darin, daß die Simulation der Schauerentwicklung und der Emission von Tscherenkow-Photonen unabhängig von der Konfiguration der Kamera durchgeführt wird. Es ist daher möglich, dieselben Simulationsdaten für ein Teleskop mit veränderten Kamera-Parametern zu verwenden. Damit entfällt die Wiederholung des rechenintensivsten[1] Teils der Simulation.

4.1.1 Die Simulation des Primärteilchens

Die Simulation der Energie und der Flugrichtung des Primärteilchens läuft für γ-Quanten und Protonen gleich ab. Vorgegeben wird ein Intervall, innerhalb dessen die Energie des Primärteilchens liegen soll und der Neigungswinkel unter dem es relativ zum Zenit in die Atmoshpäre eintreten soll. Weiterhin muß die Position des Teleskops in der Detektorebene, seine Spiegelfläche und die Wahrscheinlichkeit p_{konv}, daß ein Photon, das den Teleskopspiegel erreicht und in die Kamera reflektiert wird, an der Kathode eines Photomultipliers ein Photoelektron auslöst, angegeben werden.
Es wurden Energieintervalle im Bereich 0.05-20 TeV für γ-Schauer und 0.05-30 TeV für Proton-Schauer simuliert. Innerhalb eines solchen Energieintervalls wird die Energie des Primärteilchens von einem Zufallsgenerator so bestimmt, daß im Mittel über viele Schauer eine Gleichverteilung der zugewiesenen Energie gewährleistet ist.
Der Einfallswinkel ist vor allem im Hinblick auf die Zunahme der Luftdichte für die Berechnung der Schauerentwicklung von Bedeutung: Ein Quant oder Teilchen unterliegt bei gleicher zurückgelegter Wegstrecke einer desto langsameren Änderung der Luftdichte, je größer der Winkel der Bewegungsrichtung relativ zum Zenit ist. Es wurden Schauer mit Neigungswinkeln von 0°, 30° und 45° gegen den Zenit simuliert. Schauer mit stärkerer Neigung wurden nicht berechnet, da ab ungefähr 50° die Vielfachstreuung von Tscherenkow-Photonen nicht mehr vernachlässigt werden kann. Eine Berücksichtigung dieses Effekts ist aber noch nicht in das Simulationsprogramm integriert.
Die Flugrichtung der Primärteilchen wird für γ-Quanten und Protonen mit dem vorgegebenen Zenitwinkel und dem Azimutwinkel 0° generiert. Dem isotropen Einfall der Protonschauer wird an dieser Stelle also noch nicht Rechnung getragen; er wird erst in einem späteren, noch zu beschreibenden Programmschritt in die Simulation integriert. Der Parallelversatz der Flugbahnen der Primärteilchen zueinander wird mit dem Zufallsgenerator so zugeteilt, daß die Auftreffpunkte der Schauerachse auf die Ebene des Detektors gleichmäßig über eine Fläche mit einem radialen Abstand bis zu 165 m vom Teleskop verteilt sind. Zusätzlich werden, nicht mehr gleichverteilt, Schauer mit einem Abstand zwischen 165 m und 335 m simuliert.

4.1.2 Die Simulation eines elektromagnetischen Schauers

Bei der Simulation der Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers werden folgende Wechselwirkungsprozesse berücksichtigt:

- bei γ-Quanten: Paarbildung, Compton-Effekt und Photoelektrischer Effekt
- bei Elektronen/Positronen: Bremsstrahlung, Ionisation, Coulomb-Streuung und Anihilation von Positronen

[1] Für eine DEC-Station 5000/200 liegt die Rechenzeit für die Simulation eines γ-Schauers bei circa 1 min pro TeV Primärenergie. Um eine gute Statistik für die Auswertung zu erreichen, ist die Simulation einiger 10000 Schauer nötig!

Die Wirkungsquerschnitte dieser Prozesse hängen von der Luftdichte ab. An dieser Stelle geht wesentlich der Einfallswinkel des Primärteilchens in die Berechnung ein. Für die Zusammensetzung der Atmosphäre wurde das Standardmodell verwendet, wie es z.B. bei [ELT,68] beschrieben ist.

4.1.3 Die Simulation eines Protonschauers

Bei der Entwicklung eines Protonschauers sind vor allem Stoßprozesse von Bedeutung, die zur Produktion von Sekundärteilchen führen. Die Wirkungsquerschnitte für diese Prozesse wurden aus der Extrapolation von Ergebnissen der Beschleunigerforschung übernommen. Es wurden dabei Daten aus den Arbeiten [RAN,72],[SCH,86] und [SCH,87] verwendet.
Bei der Berechnung der Schauerentwicklung werden für alle entstandenen Pionen Energie, Impuls und Entstehungsort temporär gespeichert. Ist die Simulation des Schauers beendet, wird anhand dieser Daten der Pionzerfall in zwei γ-Quanten, bzw. in Myonen simuliert. Für jedes entstandene γ-Quant wird dann ein elektromagnetischer Unterschauer simuliert. Dazu wird der bereits im vorigen Abschnitt beschriebene Algorithmus verwendet, wobei als Ausgangspunkt der Schauerentwicklung die berechneten Werte für Energie und Bewegungsrichtung des Quants eingesetzt werden. Für die entstandenen Myonen wird direkt die Emission von Tscherenkowlicht berechnet.

4.1.4 Die Simulation der Tscherenkow-Photonen

Jedesmal, wenn innerhalb der Simulation des elektromagnetischen Schauers ein geladenes Teilchen entsteht, dessen Energie höher ist als die Schwellenenergie für Tscherenkow-Emission (Gl. 2.23), wird ein Unterprogramm aufgerufen, welches die Emission von Tscherenkow-Photonen durch dieses Teilchen simuliert. Bei Protonschauern wird dieses Unterprogramm zusätzlich für die Berechnung der Tscherenkow-Emission der Myonen angewendet. Der Brechungsindex der Luft ist sowohl bei der Berechnung der Anzahl der emittierten Teilchen als auch bei der Berechnung des Tscherenkow-Winkels Θ_T von Bedeutung. Das Programm greift auf Werte zurück, die aus der Arbeit [BEL,80] entnommen wurden. In Übereinstimmung mit der spektralen Empfindlichkeit der in der Kamera verwendeten Photomultiplier werden nur Photonen im Wellenlängenbereich 300-600 nm berechnet. Es ist nicht möglich, die Bahn aller Photonen einzeln zu simulieren, denn schon im Verlauf eines 1 TeV γ-Schauers werden $\approx 6 \cdot 10^7$ Photonen emittiert. Das Programm berechnet daher nur die Bahn von Photonenbündeln. Dazu wird die Bahn des geladenen Teilchens in kleine Wegstücke Δl unterteilt und jeweils die mittlere Anzahl $\overline{N}$ der auf einem solchen Teilstück emittierten Photonen berechnet. In Abb. 4.2 ist ein solches Wegstück auf der Bahn eines vertikal einfallenden Teilchen hervorgehoben. Es wird vereinfacht angenommen, daß alle $\overline{N}$ Tscherenkow-Photonen von der Mitte M dieses Wegstücks emittiert werden. Liegt M in der Höhe H, dann bewegen sich alle von dort emittierten Photonen auf einem Lichtkegel mit Öffnungswinkel Θ_T(H). Für Teilchen, die sich, wie in Abb. 4.2 angenommen, vertikal durch die Atmosphäre bewegen, stellt der Schnitt dieses Kegels mit der Detektorebene in der Höhe H_D einen Kreis dar, dessen Radius r_T durch Gl. 2.29 gegeben ist. Schneidet die Spiegelfläche des Telskops das Bogenelement $\overline{AB}$ aus diesem Lichtkreis heraus, und bezeichnet p_{ex} die Wahrscheinlichkeit für einen Streu- oder Absorptionsprozeß in der Atmosphäre, so treffen im Mittel

$$\overline{N}_D = (1 - p_{ex}) \cdot \frac{\overline{AB}}{2\pi r_T} \cdot \overline{N}$$

der erzeugten Photonen das Teleskop. Die Simulation berücksichtigt dabei den Verlust von Photonen durch Absorption an Aerosolen und Ozon sowie durch die Rayleighstreuung; absorbierte oder

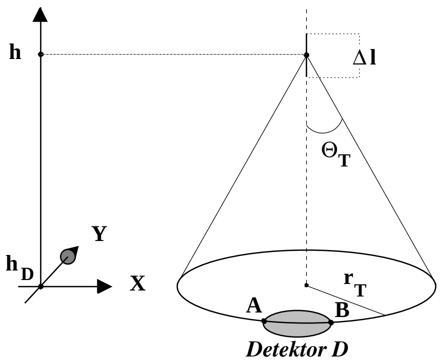

Abbildung 4.2: *Skizziert ist die Bahn eines sich vertikal durch die Atmosphäre bewegenden Elektrons. Die Spiegelfläche des Teleskops schneidet den Kegel des in der Höhe h emitterten Lichts auf dem Kreisbogenelement* $\overline{AB}$.

gestreute Photonen werden als verloren gewertet (vgl. Abschnitt 2.3). Die verwendeten Extinktionskoeffizienten stammen aus [ELT,68]. Mit der vorgegebenen Konversionswahrscheinlichkeit p_{konv} (0.15) wird die Zahl der Photonen $\overline{N}_D$ in die Zahl der Photoelektronen $\overline{N}_{Ph.e.}$ umgerechnet, die beim Auftreffen der Photonen auf die Kamera erzeugt werden.

$$\overline{N}_{Ph.e.} = p_{konv} \cdot \overline{N}_D \tag{4.1}$$

Dabei wird zunächst angenommen, daß alle Photonen, die den Teleskopspiegel erreichen, auch in die Kamera reflektiert werden. Die Selektion der Photonen bzw. Photoelektronen durch das beschränkte Gesichtsfeld der Kamera findet erst auf der Stufe der Detektorsimulation statt, da sie von der Konfiguration der Kamera abhängt. Für jedes einzelne der so berechneten Photoelektronen wird ein Datensatz gespeichert, der beinhaltet, bei welchem Zenit- und Azimutwinkel das auslösende Photonenbündel auf die Detektorebene aufgetroffen ist.

4.1.5 Die Simulation des isotropen Protonen-Einfalls

Dieses Unterprogramm wird nur bei der Simulation von Proton-Schauern aktiviert. Es integriert den bisher noch nicht berücksichtigten isotropen Charakter des Atmosphäreneintritts primärer Protonen in die Simulation. Dazu werden alle Photoelektronen-Datensätze eines Schauers um einen Faktor 5 vervielfacht. Dabei wird jedesmal mit dem Zufallsgenerator ein Azimutwert Φ_{az} im Bereich [0°,360°] und ein Zenitwert Θ_{ze} im Bereich [0°,+3.5°] ermittelt und zu den entsprechenden Winkelwerten in allen Datensätzen eines Schauers hinzuaddiert. Dadurch wird der, sich ursprünglich parallel zur Teleskopachse entwickelnde Schauer, transformiert in 5 einzelne Schauer, die unter verschiedenen Winkeln Θ_{ze} und Φ_{az} relativ zur Teleskopachse einfallen. Der Zufallsgenerator ist so programmiert, daß im Mittel über sehr viele Schauer eine Gleichverteilung der Herkunftsrichtung der primären Protonen aus einem Raumwinkelbereich, der das Kameragesichtsfeld um 1° übersteigt, erreicht wird. Dadurch wird der Effekt berücksichtigt, daß auch bei Schauern, deren Achse knapp außerhalb des Kameragesichtsfelds verläuft, einige der Teilchen durch Streuungen ins Gesichtsfeld gelangen können und somit das Tscherenkowlicht dieser Teilchen in der Lage ist, die Kamera zu erreichen.

4.1.6 Die Simulation des Detektors

In die Simulation des Detektors gehen im wesentlichen die Anzahl (271) und die Raumwinkelerfassung (0.25°) der Kamerapixel ein.
Aus den für γ-Schauer (Abschnitt 4.1.4) bzw. für Protonschauer (Abschnitt 4.1.4 + Abschnitt 4.1.5) berechneten Datensätzen ist bekannt, unter welchem Winkel die eventuell ein Photoelektron emittierenden Tscherenkow-Photonen auf die Spiegelfläche des Teleskops aufgetroffen sind. Aus der Kenntnis der Kamerakonfiguration läßt sich daraus berechnen, welches der Kamerapixel von diesem Photonenbündel getroffen wurde, bzw. ob die Photonen gar nicht in die Kamera reflektiert wurden. Im letzteren Fall wird der zugehörige Datensatz verworfen, ansonsten wird der Treffer für das jeweilige Pixel gespeichert. So wird die Gesamtzahl der Treffer berechnet, die jedes einzelne Kamerapixel im Verlauf der Schauersimulation erhalten hat. Für jeden Schauer wird schließlich ein Datensatz gespeichert, der die wichtigsten Simulationsdaten enthält:

- Primärteilchentyp
- Primärenergie
- Ausrichtung des Teleskops relativ zum Zenit
- Einfallswinkel des Primärteilchens relativ zur Teleskopachse
- Schnittpunkt der Schauerachse mit der Detektorebene
- die Anzahl der registrierten Photoelektronen für jedes einzelne Pixel

Diese Datensätze werden in Datenbanken zusammengefasst. Tabelle 4.1 gibt eine Übersicht der verschiedenen Datenbanken, die für die Berechnungen in den folgenden Kapiteln herangezogen wurden.

Primärteilchen	Einfallswinkel	Energiebereich	Radialbereich	Anzahl der Schauer
γ	0°	0.05 - 20 TeV	0 - 335 m	140785
γ	30°	0.05 - 20 TeV	0 - 335 m	96065
γ	45°	0.05 - 20 TeV	0 - 335 m	81075
p	0°-3.5°	0.1 - 30 TeV	0 - 335 m	4196000
p	26.5°-33.5°	0.1 - 30 TeV	0 - 335 m	1094520
p	41.5°-48.5°	0.05 - 30 TeV	0 - 335 m	590750

Tabelle 4.1: *Die wichtigsten Charakteristika der verwendeten Datenbanken sind Einfallswinkel der Primärteilchen relativ zum Zenit, Energie- und Radialbereich über die sich die Simulation erstreckt, sowie die Gesamtzahl der erzeugten Schauer, welche ein Maß für die Güte der Statistik darstellt.*

4.1.7 Die Simulation der Triggerbedingung

Um den Einfluß unterschiedlicher Triggerbedingungen auf den Nachweis von γ- und Proton-Schauern untersuchen zu können, habe ich das Simulationsprogramm um einen weiteren Programmschritt ergänzt. Dieses Programm wirkt als Filter auf die in den einzelnen Datenbanken zusammengefaßten

Schauerdaten: Zunächst werden die einzelnen Schauer in 30 Energieintervalle zwischen 0.05 und 30 TeV, die wiederum in 33 Abstandsintervalle zwischen 0 und 330 m unterteilt sind, eingeordnet. Die Einteilung der Intervalle ist so gewählt, daß zum einen eine gute Auflösung der Energie-Abstands-Abhängigkeit des Schauernachweises gewährleistet ist und zum anderen noch hinreichend viele Schauer auf ein Intervall entfallen, um eine gute Statistik zu wahren. Das Programm überprüft, wieviele der in einem Energie-Abstands-Intervall vorhandenen Schauer die vorgegebene Triggerbedingung erfüllen. Daraus und aus der Kenntnis der insgesamt in diesem Intervall vorhandenen Schauer lassen sich die wesentlichen Charakteristika des Teleskops für den Nachweis von Schauern in Abhängigkeit von Primärenergie und Abstand des Schauers vom Teleskop ableiten. Dies wird im nächsten Kapitel eingehend besprochen. Die unterschiedlichen Triggerkriterien, die mit dem Programm simuliert wurden, sind im übernächsten Kapitel beschrieben.

Kapitel 5

Nachweisflächen und Nachweisraten des Teleskops

Die Wahrscheinlichkeit $p(R, E)$, mit der ein Luftschauer den Trigger des Teleskops auslöst, hängt im wesentlichen ab von der Entfernung R des Schauers vom Teleskop und von der Energie E des Primärteilchens. Mit dem differentiellen Photonenfluß $\mathrm{d}\Phi_\gamma(E)/\mathrm{d}E$, welcher von der zu beobachtenden Quelle zu erwarten ist, läßt sich die Rate Γ_γ, mit der das Teleskop aufgrund von γ-Schauern triggern wird, berechnen als

$$\Gamma_\gamma = 2\pi \int_0^\infty \int_0^\infty R \cdot p_\gamma(R, E) \frac{\mathrm{d}\Phi_\gamma(E)}{\mathrm{d}E} \mathrm{d}R\mathrm{d}E \tag{5.1}$$

Die reinen Teleskop-Parameter in dieser Gleichung lassen sich zusammenfassen zu dem energieabhängigen Term

$$S_{eff\ \gamma}(E) := 2\pi \int_0^\infty R \cdot p_\gamma(R, E)\mathrm{d}R \tag{5.2}$$

Dieser Term wird als die *effektive Nachweisfläche* des Teleskops für γ-Schauer bezeichnet.
Eine analoge Definition läßt sich für die Nachweisfläche bei Proton-Schauern einführen. Allerdings hängt die Nachweiswahrscheinlichkeit p_p wegen des isotropen Einfalls der primären Protonen zusätzlich von den Einfallswinkeln ϑ (Schauerneigung relativ zur Teleskopachse) und φ (Azimutwinkel) ab. Damit berechnet sich mit dem differentiellen Fluß $\mathrm{d}\Phi_p(E)/\mathrm{d}E\mathrm{d}\Omega$ die Nachweisrate für Proton-Schauer Γ_p

$$\Gamma_p = 2\pi \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \int_0^\infty \int_0^\infty R \cdot sin\vartheta \cdot p_p(R, E, \vartheta, \varphi) \frac{\mathrm{d}\Phi_p(E)}{\mathrm{d}E\mathrm{d}\Omega} \mathrm{d}R\mathrm{d}E\mathrm{d}\vartheta\mathrm{d}\varphi \tag{5.3}$$

Um die Analogie zu den γ-Schauern zu wahren, kann auch für Proton-Schauer eine effektive Fläche definiert werden, die alle Teleskop-Parameter in Gl. 5.3 zusammenfaßt:

$$S_{eff\ p}(E) := 2\pi \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \int_0^\infty R \cdot p_p(R, E, \vartheta, \varphi)\mathrm{d}R\mathrm{d}\vartheta\mathrm{d}\varphi \tag{5.4}$$

Die effektive Fläche $S_{eff\ p}(E)$ trägt im Gegensatz zu $S_{eff\ \gamma}(E)$ nicht die Einheit einer Fläche sondern die eines Produkts Fläche·Raumwinkel.

In diesem Kapitel sollen diese charakteristischen Größen, effektive Nachweisfläche $S_{eff\ \gamma}(E)$ bzw. $S_{eff\ p}(E)$ und Nachweisrate Γ_γ bzw. Γ_p, anhand von Monte-Carlo-Simulationen von γ- und Proton-Schauern für das neue hochauflösende Tscherenkow-Teleskop diskutiert werden.
Zunächst wird erläutert, unter welchen Bedingungen der Teleskoptrigger durch das Tscherenkow-licht eines Luftschauers ausgelöst wird. Danach soll beschrieben werden, wie die Nachweiswahrscheinlichkeit für γ- und Proton-Schauer von der Energie des Primärteilchens, von seiner Einfallsrichtung in die Atmosphäre relativ zum Zenit und vom Abstand der Schauerachse vom Teleskop abhängt. Darauf aufbauend wird die effektive Nachweisfläche des Teleskops berechnet. Die Nachweisrate Γ und die daraus abgeleitete und für die Aufschlüsselung des Energiespektrums sehr wichtige differentielle Rate $\mathrm{d}\Gamma/\mathrm{d}E$ werden am Schluß des Kapitels besprochen.

5.1 Die Auslösung des Triggers

Damit ein Luftschauer den Teleskoptrigger auslöst, müssen zwei Bedingungen erfüllt sein:

- Die Geometrie der Tscherenkow-Emission muß derart sein, daß die emittierten Photonen die Kamera des Teleskops erreichen.
- Es müssen hinreichend viele Kamera-Pixel von einer hinreichenden Zahl dieser Photonen getroffen werden, um die Triggerbedingung zu erfüllen.

Die zweite Forderung ist leicht verständlich: Um z.B. die Triggerbedingung $2/271\geq20$ zu erfüllen, muß in mindestens zwei der 271 Photomultiplier-Kanäle ein Signal anliegen, das einem Äquivalent von mindestens 20 an der Photokathode emittierten Photoelektronen entspricht.
Die erste Forderung ist in zwei Teile zu untergliedern: Erstens müssen die Tscherenkow-Photonen die Spiegelfläche des Teleskops erreichen und zweitens müssen sie von dort in die Kamera reflektiert werden. Damit viele Tscherenkow-Photonen den Spiegel treffen, muß das Teleskop sich im Bereich hoher Photonendichte befinden. Wann diese Forderung erfüllt ist, wird im nächsten Abschnitt ausführlich diskutiert. Damit diese Photonen in die Kamera reflektiert werden, muß der Ort der Emission im Gesichtsfeld des Teleskops liegen. Diese geometrische Forderungen soll in vereinfachter Form hergeleitet werden. Dazu wird der Nachweis eines idealisierten Schauers (alle Schauerteilchen bewegen sich auf der Schauerachse, Emissionsmaximum beschränkt auf einen Punkt, keine Streuprozesse in der Atmosphäre) durch ein idealisiertes Teleskop (Spiegelfläche punktförmig) betrachtet.

Abb. 5.1 zeigt eine Skizze der Geometrie, wie sie für den Nachweis eines Luftschauers von Bedeutung ist. Das Teleskop T soll sich im Ursprung der x-y-Ebene (=Detektorebene) befinden, wobei die Teleskopachse auf der z-Achse liegen soll. Das Gesichtsfeld der Kamera erfaßt dann einen kegelförmigen Winkelbereich um die z-Achse mit dem halben Öffnungswinkel Ω_{max}. Die Spiegelfläche sei idealerweise als punktförmig angenommen. Es soll ein Luftschauer betrachtet werden, dessen Schauerachse um den Winkel ϑ gegen die Vertikale geneigt ist. Die Schauerachse soll am Punkt I die x-Achse schneiden. Der Abstand dieses Auftreffpunktes I zum Teleskop, der sogenannte *Abstandsparameter*, ist mit R bezeichnet. Weiterhin sei φ der Winkel, den die Projektion der Schauerachse auf die Detektorebene mit der x-Achse einschließt. Es soll angenommen werden, daß alle geladenen Teilchen des Schauers sich auf der Schauerachse bewegen und daß das Emissionsmaximum des Schauers am Punkt E in der relativen Höhe H über der x-y-Ebene liegt. Der Winkel, unter dem die von dort emittierten Photonen relativ zur Teleskopachse auf den Spiegel auftreffen, sei mit Ω

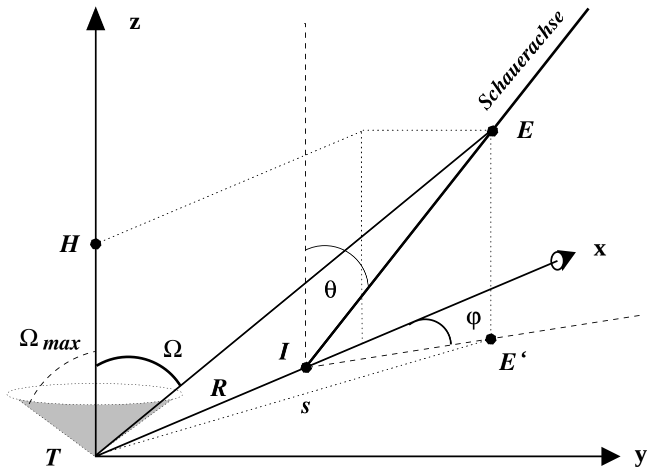

Abbildung 5.1: *Es ist dargestellt, unter welchen geometrischen Vorraussetzungen das im Punkt E emittierte Tscherenkow-Licht in die Kamera reflektiert wird.*

bezeichnet. Die Photonen werden nur dann in die Kamera reflektiert, wenn gilt

$$\Omega(R, H, \vartheta, \varphi) \leq \Omega_{max} \tag{5.5}$$

Dieser Winkel Ω läßt sich wie folgt berechnen: Die Projektion des Emissionspunktes E in die x-y-Ebene sei mit E' bezeichnet. Die Entfernung s des Punkts E' vom Detektor berechnet sich nach dem Kosinussatz zu

$$s^2 = R^2 + (tan\vartheta \cdot H)^2 + 2Rtan\vartheta \cdot Hcos\varphi$$

Der Winkel Ω ist dann gegeben durch

$$tan\Omega = \frac{s}{H} \tag{5.6}$$

Die Tscherenkow-Photonen werden unter dem Tscherenkow-Winkel $\Theta_T < 1.38°$ (Gl. 2.28) relativ zur Schauerachse emittiert. Sie treffen unter einem Winkel $\Omega \in [\vartheta + \Theta_T, \vartheta - \Theta_T]$ auf die Detektorebene auf. Damit die Gl. 5.5 erfüllt wird, darf die Schauerneigung ϑ maximal den Wert $\vartheta = \Omega_{max} + \Theta_T$ annehmen (für die 271-Pixel Kamera gilt also $\vartheta < 3.76$). Für Ω sind ebenfalls wegen Gl. 5.5 nur kleine Werte relevant. In guter Näherung läßt sich daher Gl. 5.6 mit $tan\Omega \approx \Omega$ und $tan\vartheta \approx \vartheta$ schreiben als

$$\Omega^2 = \frac{R^2}{H^2} + \vartheta^2 + 2\frac{R}{H}\vartheta cos\varphi \tag{5.7}$$

Die Erfüllung der Gl. 5.5 ist also im wesentlichen von den beiden Parametern Abstand R und Schauerneigung ϑ abhängig. Der Nachweis von Schauern, die parallel zur Teleskopachse einfallen (γ-Schauer), wird nur durch R limitiert: Für alle Schauer mit Emissionsmaximum in der Höhe H, die innerhalb des kritischen Radius $R_{cr} \leq H\Omega_{max}$ um das Telskop niedergehen, liegt das Emissionsmaximum im Gesichtsfeld der Kamera. Für Schauer, die mit einer Neigung ϑ gegen die Teleskopachse einfallen (Proton-Schauer), wird der kritische Radius zusätzlich von ϑ abhängen. Schauer mit großen Neigungswinkeln werden daher nur in unmittelbarer Nähe des Teleskops registriert.

5.2 Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Schauer

Es soll zunächt nur der einfachste Fall betrachtet werden, daß die Teleskopachse zum Zenit orientiert ist.Der allgemeine Fall einer Beobachtung unter beliebigem Zenitwinkel wird im Anschluß daran diskutiert.

Die meisten Tscherenkow-Photonen werden im Bereich des Schauermaximums emittiert. Diese Photonen erreichen die Detektorebene innerhalb einer Ringfläche, deren äußerer bzw. innerer Begrenzungsradius R_a bzw. R_i nach Gl. 2.30 durch die Grenzen des Höhenbereich gegeben ist, über den sich das Schauermaximum erstreckt. Diese Ringfläche bildet also einen Bereich erhöhter Lichtintensität, man spricht deshalb auch von einem *Licht-Pool*. Die detaillierte Form des Licht-Pools hängt von Art (γ-Quant oder Hadron) und Energie des Primärteilchens ab.
Diese Abhängigkeiten wurden anhand von Monte-Carlo simulierten Schauern untersucht. Dazu wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit p_γ bzw. p_p in Abhängigkeit vom Abstand Teleskop-

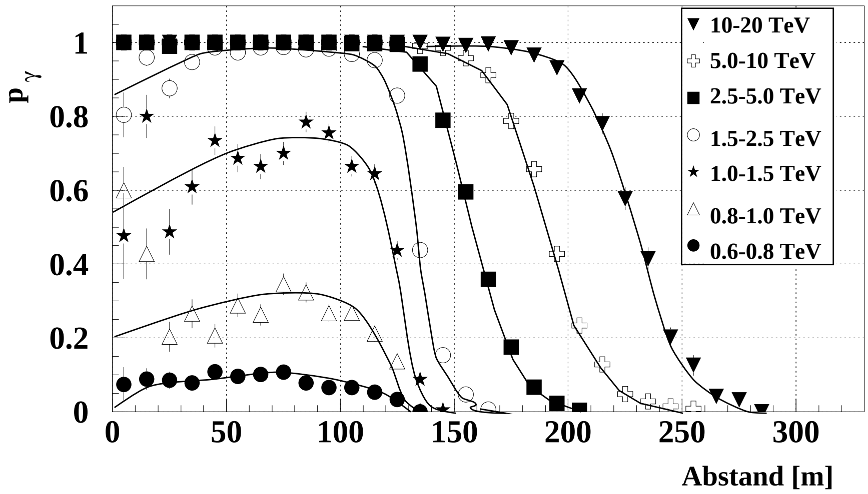

Abbildung 5.2: *Dargestellt ist die Nachweiswahrscheinlichkeit von γ-Schauern bei einer Triggerbedingung 2/271≥20 in Abhängigkeit von der Entfernung des Schauers und der Energie des Primärquants. Die durchgezogenen Linien dienen der Orientierung.*

Schauerachse für γ- bzw. Proton-induzierte Schauer unterschiedlicher Energien berechnet als

$$p(\Delta R, \Delta E) = \frac{n_{akz}(\Delta R, \Delta E)}{N_{ges}(\Delta R, \Delta E)} \tag{5.8}$$

wobei $N_{ges}(\Delta R, \Delta E)$ die Gesamtzahl der in einem Energie-Abstandsintervall $\Delta E \Delta R$ simulierten Schauer ist und $n_{akz}(\Delta R, \Delta E)$ die Zahl derjenigen Schauer bezeichnet, die unter der jeweiligen Triggerbedingung vom Teleskop registriert werden. Die Unsicherheiten dieser Berechnung liegen in der begrenzten Statistik für die Anzahl simulierter bzw. akzeptierter Schauer pro Energie-

Abstandsintervall begründet:

$$\Delta\left(\frac{n_{akz}}{N_{ges}}\right) = \sqrt{\frac{n_{akz}}{N_{ges}^2} - \frac{n_{akz}^2}{N_{ges}^3}} \tag{5.9}$$

Vor allem bei kleinen Energien mit relativ wenig akzeptierten Schauern pro Abstandsintervall ergeben sich daher merkliche Unsicherheiten.

In Abb. 5.2 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit p_γ für γ-Schauer mit unterschiedlicher Primärenergie in Abhängigkeit vom Abstand der Schauer vom Teleskop dargestellt. Für ein γ-Quant kleiner Energie ($\ll$1 TeV) sind Streuphänomene noch nicht von Bedeutung: Die Schauerteilchen bewegen sich im wesentlichen parallel zueinander dicht bei der Schauerachse. Das emittierte Tscherenkow-Licht überlagert sich dann zu einem relativ scharf abgegrenzten Lichtring (vgl. Abb. 2.9). Da aufgrund der niederen Primärenergie die Photonendichte des Schauers gering ist, wird der Detektor nur dann ansprechen, wenn er sich innerhalb des Licht-Pools befindet (Abb. 5.3.a): Für den Extremfall, daß

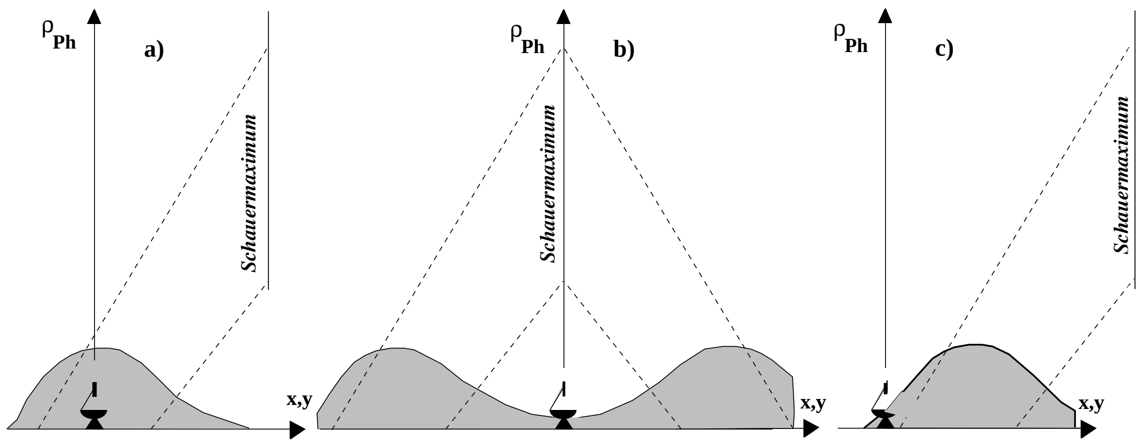

Abbildung 5.3: *Skizziert ist die Photonendichteverteilung ρ_{Ph} eines niederenergetischen γ-Schauers in der Detektorebene. Nur wenn sich der Detektor im Bereich hoher Photonendichte befindet a), wird der Trigger ausgelöst.*

die Schauerachse genau die Spiegelfläche des Teleskops trifft (Abb. 5.3.b), kann nicht genug Licht in die Kamera gelangen, um den Trigger auszulösen. Auch an den äußeren Rändern des Licht-Pools (Abb. 5.3.c) wird wegen der schnell abfallenden Photonendichte die Triggerwahrscheinlichkeit sehr gering sein.

Je höher die Primärenergie des schauerauslösenden γ-Quants ist, desto tiefer in die Atmosphäre wird sich der Schauer entwickeln. Das Teilchenzahlmaximum wird sich dann über einen Bereich niedrigerer Höhen über der Detektorebene erstrecken. Aus Abb. 2.9 ist ersichtlich, daß unterhalb der Emissionshöhe von $\approx$19 km der Lichtringradius $r_T(h)$ sehr schnell mit der Emissionshöhe abnimmt. Mit zunehmender Primärenergie erreichen daher zunehmend mehr Tscherenkow-Photonen die Detektorebene nahe der Schauerachse. Der Licht-Pool dehnt sich dadurch nach innen aus, so daß die Nachweiswahrscheinlichkeit bei kleinen Abständen Teleskop-Schauerachse wächst. Der maximale äußere Ringradius ist dagegen bei $\approx$ 130 m festgelegt. Da bei höherer Energie auch mehr Tscherenkow-Photonen emittiert werden, steigt die Nachweiswahrscheinlichkeit insgesamt an.

Entwickeln sich die Schauer tiefer in die Atmosphäre, dann treten auch mehr Streuprozesse unter merklichen Winkeln auf. Bei γ-Quanten mit Primärenergien $> 1\ TeV$ ist diese Entwicklung an der Ausdehnung des Licht-Pools nach innen und außen zu erkennen. Bei diesen Primärenergien ist die Photonendichte innerhalb der äußeren Begrenzung des Licht-Rings R_a so groß, daß praktisch alle Schauer, die in einer Entfernung $< R_a$ vom Teleskop niedergehen, auch registriert werden. Charakteristisch für γ-Schauer ist die scharfe Abbruchkante in der Nachweiswahrscheinlichkeit, welche durch den äußeren Begrenzungsradius des Lichtrings verursacht wird.

Handelt es sich bei dem schauerauslösenden Teilchen um ein Hadron, ergibt sich wegen der Isotropie der Einfallsrichtung ein deutlich anderes Verhalten in der Nachweiswahrscheinlichkeit. Schauer, die am Rand der Kamera abgebildet werden, können die Triggerbedingung oft nicht erfüllen, weil die Bereiche hoher Photonendichte außerhalb der Kamera zu liegen kommen ($\Omega > \Omega_{max}$). Diese Randbilder werden nach Gl. 5.7 verursacht, wenn der Einfallswinkel der Photonen relativ zur Teleskopachse und/oder die Entfernung der Schauerachse vom Teleskop zu groß werden. γ-Schauer fallen praktisch nur aus der Beobachtungsrichtung des Teleskops ein, so daß es, wegen $\vartheta = 0$ und φ=0 *einen* bestimmten Abstand R_{cr} gibt, ab dem die Schauer nur noch unvollständig abgebildet werden. Dieser kritische Radius liegt oberhalb der bereits angesprochenen Abbruchkante. Daher ergibt sich bei den γ-Schauern in Abb. 5.2 keine Beschränkung durch das Gesichtsfeld der Kamera. Hadron-Schauer fallen dagegen isotrop aus allen Richtungen ein. Je größer dabei die Neigung gegen die Teleskopachse ist, desto kleiner wird nach Gl. 5.7 der kritische Abstand $R_{cr}(\vartheta)$. Der Winkel φ kann alle Werte im Intervall $[0°, 360°]$ annehmen und hebt sich im Mittel in seinem Einfluß auf. In Abb. 5.4 ist die Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit für Proton-Schauer p_p in Abhängigkeit von Abstand R und Schauerneigung ϑ im Energiebereich 5-10 TeV bei der

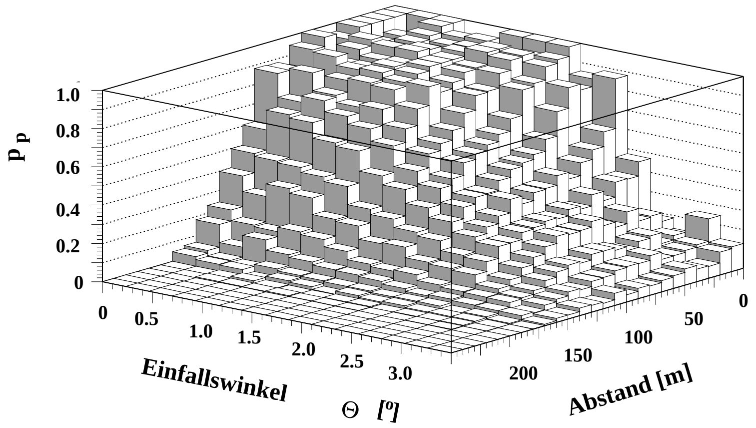

Abbildung 5.4: *Nachweiswahrscheinlichkeit von Proton-Schauern im Energiebereich 5-10 TeV in Abhängigkeit von Entfernung und Einfallswinkel bei einer Triggerbedingung 2/271≥20*

Triggerbedingung 2/271≥20 dargestellt. Zu erkennen ist, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit dort am geringsten wird, wo große Neigungswinkel und großer Abstand des Schauers vom Teleskop zusammenkommen. In Abb. 5.5 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit p_p für Proton-Schauer gemittelt über alle Einfallswinkel ϑ von 0° bis 3.5° in Abhängigkeit vom Abstand R und für verschiedene Energieintervalle dargestellt. Dabei wurde wieder die Triggerbedingung 2/271≥20 verwendet. Wegen

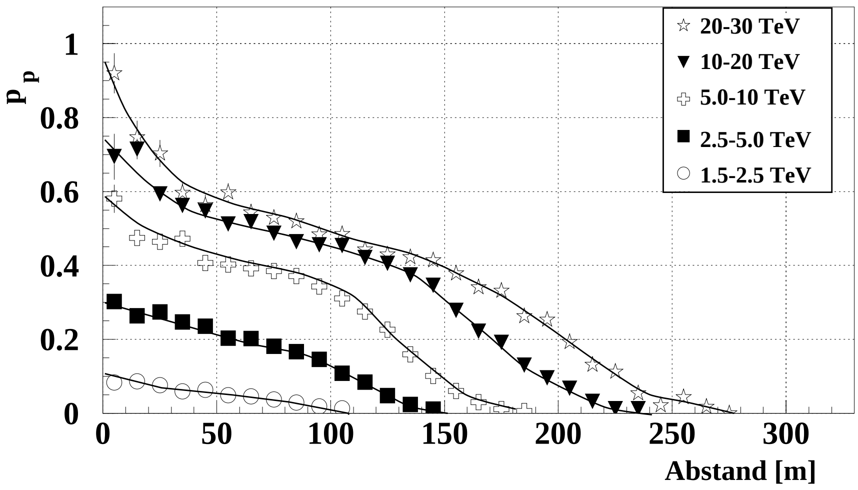

Abbildung 5.5: *Dargestellt ist die Nachweiswahrscheinlichkeit von isotrop einfallenden Proton-Schauern bei einer Triggerbedingung 2/271≥20 in Abhängigkeit von der Entfernung des Schauers und der Energie des Primärteilchens. Die durchgezogenen Linien dienen der Orientierung.*

der Abhängigkeit des kritischen Abstandes $R_{cr}(\vartheta)$ vom Neigungswinkel ergibt sich der flache Abfall von p_p mit steigendem Abstand R aus der Überlagerung der Nachweiswahrscheinlichkeiten von Schauern bei unterschiedlichen Neigungswinkeln.
Da in Hadronschauern ein kleinerer Teil der Primärenergie zur Emission von Tscherenkow-Photonen beiträgt als in γ-Schauern, ist auch die Photonendichte am Boden entsprechend geringer (Abb. 2.11). Die Nachweiswahrscheinlichkeit von Hadronschauern ist deshalb insgesamt kleiner als die von γ-Schauern gleicher Energie.

Schauer von gegen den Zenit geneigt einfallenden Primärteilchen legen beim Überwinden der gleichen Höhendifferenz eine größere Strecke in der Atmosphäre zurück als Schauer die sich vertikal entwickeln. Sie erreichen deshalb ihr Teilchenzahlmaximum in größerer Höhe über dem Erdboden. Die dort emittierten Tscherenkow-Photonen müssen ebenfalls einen weiteren Weg bis zum Teleskop zurücklegen als im Fall eines senkrecht einfallenden Schauers und werden mit entsprechend höherer Wahrscheinlichkeit absorbiert bzw. gestreut. Die am Boden ankommenden Photonen verteilen sich auf eine desto größere Fläche S, je größer der Einfallswinkel ζ relativ zum Zenit ist (Abb. 5.6). Beide Effekte -verstärkte Extinktinktion und kleinere Flächenbelegung- führen dazu, daß die Photonendichte am Boden bei Schauern mit $\zeta \neq 0$ geringer ist als bei vertikal einfallenden Schauern. Andererseits erstreckt sich bei Schauern der Licht-Pool zu desto größeren Entfernungen von der Schauerachse, je größer der Einfallswinkel ζ ist. Deshalb können geneigt einfallende Schauer bei hoher Energie (hohe Photonendichte!) noch in größeren Entfernungen vom Teleskop nachgewiesen werden als vertikal einfallende Schauer.
Für Schauerneigungen von 0°, 30° und 45° gegen den Zenit ist die Nachweiswahrscheinlichkeit p_γ in Abhängigkeit vom Abstand der Schauerachse zum Teleskop bei verschiedenen Energien in Abb. 5.7 dargestellt. Die verwendete Triggerbedingung war wiederum 2/271≥20. Die gegenüber den vertikal einfallenden Schauern reduzierte Photonendichte führt zu einer zunächst geringeren

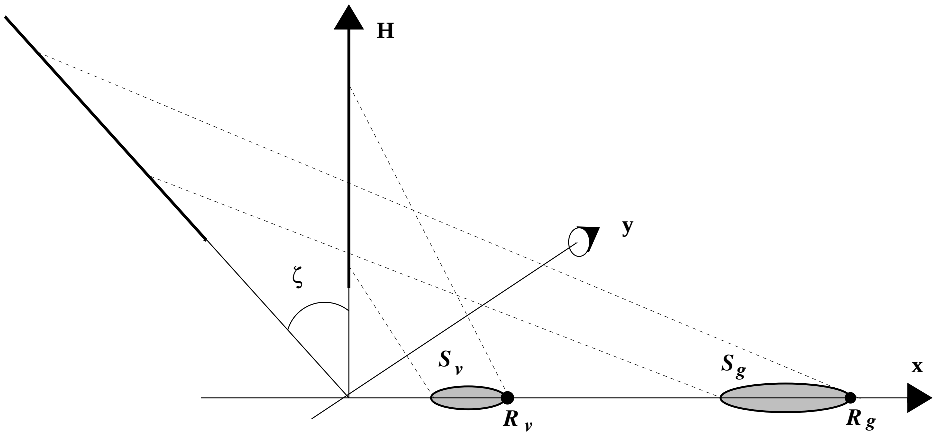

Abbildung 5.6: *Die Skizze zeigt einen vertikal (Index v) und einen unter dem Zenitwinkel ζ (Index g) einfallenden Schauer Der Licht-Pool erstreckt sich zu desto größeren Entfernungen R von der Schauerachse, je größer der Einfallswinkel ζ ist ($R_g > R_v$). Die vom Licht-Pool bedeckte Fläche nimmt ebenfalls mit ζ zu ($S_g > S_v$).*

Nachweiswahrscheinlichkeit, aber aufgrund der Schauerneigung erstreckt sich diese zu größeren Abständen R.

5.3 Die effektive Nachweisfläche

Eine wichtige Größe zur Beschreibung eines Tscherenkow-Teleskops ist seine effektive Nachweisfläche. Nach Gl. 5.2 läßt sich diese für γ-Schauer leicht aus der im vorangegangenen Abschnitt diskutierten Nachweiswahrscheinlichkeit $p_\gamma(\Delta R, \Delta E)$ numerisch berechnen:

$$S_{eff\ \gamma}(\Delta E) = \sum_{i=0}^{\infty} A(\Delta R_i) \cdot p_\gamma(\Delta R_i, \Delta E) \mathrm{d}R. \tag{5.10}$$

wobei $A(\Delta R_i)$ die Fläche bezeichnet, die dem Abstandsintervall ΔR_i entspricht.
Bei der Berechnung der effektiven Fläche für Protonen ist nach Gl. 5.4 eine zusätzliche Integration über die Einfallswinkel ϑ und φ nötig. Diese Integration muß nicht explizit durchgeführt werden, da sie durch die gleichverteilte Simulation der Schauer-Einfallswinkel im Raumwinkelbereich $\Delta\Omega_{MC}$ (Abschnitt 4.1.5) bereits implizit Eingang in die Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit p_p gefunden hat:

$$p_p(\Delta R, \Delta E) \cdot \Delta\Omega_{MC} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} p_p(R, E, \vartheta, \varphi) \mathrm{d}\vartheta \mathrm{d}\varphi \tag{5.11}$$

Damit berechnet sich die effektive Fläche für den Nachweis von Proton-Schauern:

$$S_{eff\ p}(\Delta E) = \Delta\Omega_{MC} \cdot \sum_{i=0}^{\infty} A(\Delta R_i) \cdot p_p(\Delta R_i, \Delta E) \mathrm{d}R. \tag{5.12}$$

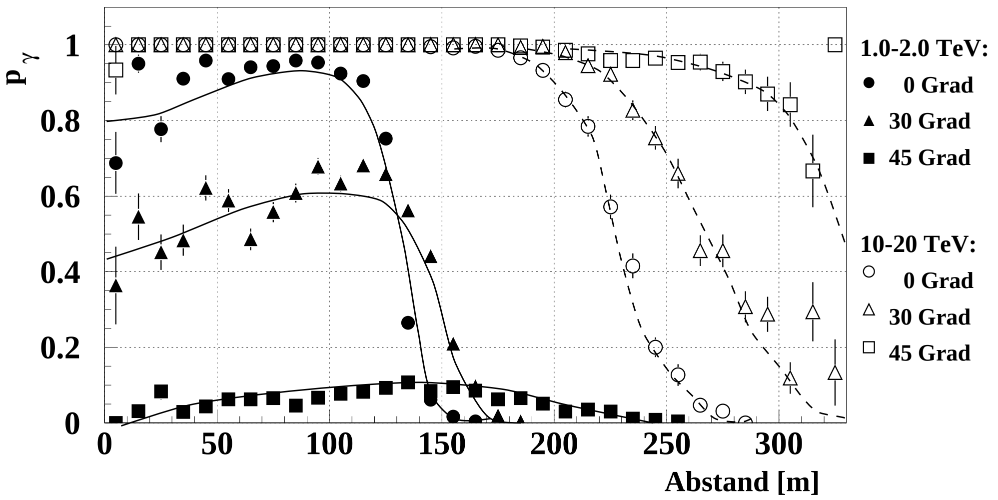

Abbildung 5.7: *Dargestellt ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für γ-Schauer in Abhängigkeit vom Abstand der Schauerachse zum Teleskop bei Einfallswinkeln 0°,30° und 45° gegen den Zenit und der Triggerbedingung 2/271≥20 für die Energieintervalle 1.0-2.0 TeV und 10-20 TeV. Die Linien dienen der Orientierung.*

mit der bereits oben verwendeten Definition von $A(\Delta R_i)$. Da $p_\gamma(\Delta R, \Delta E)$ und $p_p(\Delta R, \Delta E)$ für große Distanzen verschwinden, genügt es, die Summation jeweils bis zu Abständen von einigen hundert Metern durchzuführen.

Für die Triggerbedingung 2/271≥ q_0 mit q_0=15/20/25 zeigt Abb. 5.8 den Verlauf der effektiven Fläche für vertikal einfallende γ- und Proton-Schauer in Abhängigkeit von der Energie des Primärquants bzw. -teilchens und von der jeweiligen Triggerbedingung. Dabei ist zum besseren Vergleich S_{effp} normiert auf das Gesichtsfeld der Kamera Ω_{Kam} dargestellt.
Bei Energien bis ≈1 TeV werden nur γ-Schauer in Abständen bis etwa 120 m vom Teleskop nachgewiesen. Wegen der geringen Photonendichte ist die Nachweiswahrscheinlichkeit bei Schauern mit Energien ≪1 TeV gering. Damit ergibt sich eine sehr kleine effektive Fläche $S_{eff\gamma}$. Besitzen die Primärquanten höhere Energien, nimmt auch die Nachweiswahrscheinlichkeit sehr schnell zu: Die effektive Fläche wächst bei zunehmender Energie zunächst sehr schnell an. Ab einer Primärenergie um 1 TeV ändert sich $S_{eff\gamma}$ nur noch aufgrund der mit der Energie wachsenden Ausdehnung des Licht-Pools, da dann noch Schauer in größerer Entfernung vom Teleskop detektiert werden können. Der damit verbundene Anstieg im Verlauf von $S_{eff\ \gamma}$ ist weitaus weniger ausgeprägt als in dem Bereich, in welchem die Photonendichte das Hauptkriterium für die Auslösung des Triggers darstellte. Im Kurvenverlauf zeichnet sich daher ein Knick ab. Dieser Knick ist charakteristisch für den Verlauf von $S_{eff}(E)$ bei γ-induzierten Schauern. Wegen des rapiden Abfalls von $S_{eff\gamma}$ auf der niederenergetischen Seite des Knicks[1] bietet es sich an, die Energie, bei der dieser Knick erfolgt, als die *Schwellenenergie* E_{sch} des Detektors zu definieren. Unterhalb der Schwellenenergie ist praktisch kein Nachweis von γ-Schauern möglich. Die Schwellenenergie wird wesentlich durch

[1]man beachte die logarithmische Auftragung der Energie in Abb. 5.8

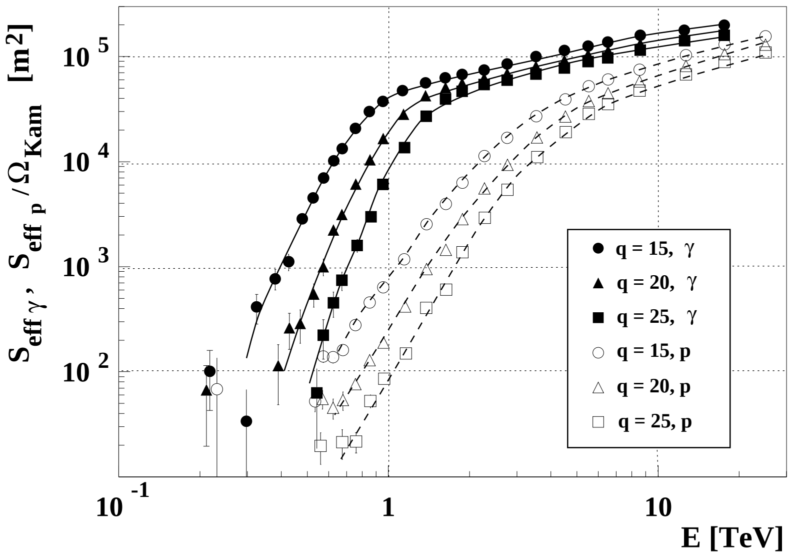

Abbildung 5.8: *Effektive Fläche $S_{eff\gamma}$ und S_{effp} für vertikale γ- und Proton-Schauer bei einer Triggerbedingung 2/271≥15/20/25; S_{effp} ist normiert auf das Kameragesichtsfeld.*

die Triggerschwelle q_0 bestimmt.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die isotrop einfallenden Proton-Schauer steigt deutlich gleichmäßiger mit der Energie der Primärteilchen an als bei γ-induzierten Schauern (vgl. Abb. 5.5 mit Abb. 5.2). Deshalb weist der Verlauf von S_{effp} keinen Knick auf. Da in Proton-Schauern die Photonendichte geringer ist als in γ-Schauern, ist bei kleinen Energien E die effektive Fläche S_{effp} viel geringer als $S_{eff\gamma}$. Bei Energien deutlich oberhalb der Schwellenenergie E_{Sch} für γ-Schauer ist die Entfernung des Schauers vom Teleskop das ausschlaggebende Triggerkriterium. Wegen der breiteren Lateralverteilung der Tscherenkow-Photonen am Boden lassen sich Proton-Schauer dann noch bei größeren Abständen nachweisen als γ-Schauer der gleichen Energie: Bei hohen Energien übersteigt der Wert von S_{effp} schließlich den Wert von $S_{eff\gamma}$.

Für den Nachweis von Schauern, die von Primärteilchen ausgelöst wurden, welche gegen den Zenit geneigt in die Atmosphäre einfallen, zeigt Abb. 5.9 den Verlauf der effektiven Flächen in Abhängigkeit von der Energie bei der Triggerbedingung 2/271≥20. Dargestellt sind γ- und Proton-Schauer, die unter einem Zenitwinkel ζ von 0°, 30° und 45° in die Atmosphäre eintreten. Die Teleskopachse soll stets in Einfallsrichtung der Primärteilchen gerichtet sein. Bei kleinen Primärenergien ist wegen der abnehmenden Photonendichte die Nachweiswahrscheinlichkeit und damit die effektive Fläche desto geringer, je stärker die Schauerneigung ist. Bei Energien über $\approx$ 2 TeV für γ- und $\approx$ 4 TeV bei Proton-induzierten Schauern macht sich dann die Tatsache bemerkbar, daß geneigte Schauer sich noch bei größeren Abständen des Schauers vom Teleskop nachweisen lassen als bei vertikalen Schauern. Ein Nachweis bei großen Abständen beeinflußt die effektive Fläche wegen $S_{eff} \sim R^2$ merklich. Folglich ist die effektive Fläche in diesem Bereich desto größer, je größer der Zenitwinkel ζ der Schauer ist. Bei welcher Energie diese Umkehrung eintritt, hängt von der jeweiligen Triggerbedingung ab.

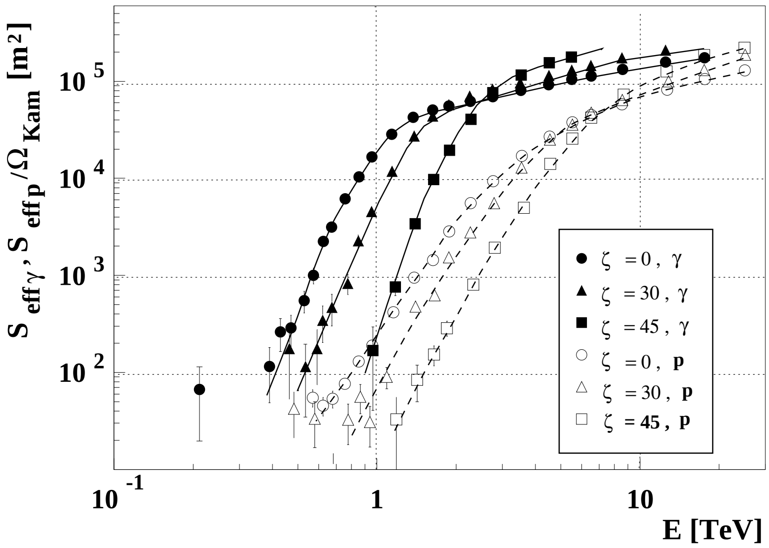

Abbildung 5.9: *Effektive Fläche $S_{eff\gamma}$ und $S_{eff p}$ für γ- und Proton-Schauer mit der Zenitneigung 0°, 30° und 45° bei einer Triggerbedingung 2/271≥20. $S_{eff p}$ ist normiert auf das Kameragesichtsfeld.*

5.4 Die Nachweisrate des Teleskops

Die effektive Fläche ist ein Maß für die Fähigkeit des Teleskops, γ- und Hadron-induzierte Luftschauer bei einer bestimmten Primärenergie nachzuweisen. Sie enthält noch keine Informationen darüber, wie häufig Schauer dieser Energie überhaupt auftreten. Um die tatsächliche Nachweisrate Γ_γ bzw. Γ_p des Teleskops zu bestimmen, muß daher nach Gl. 5.1 bzw. Gl. 5.3 die Faltung der effektiven Fläche $S_{eff\ \gamma}(E)$ bzw. $S_{eff\ p}(E)$ mit dem differentiellen Photonenfluß $\mathrm{d}\Phi(E)_\gamma/\mathrm{d}E$ des zu untersuchenden Objekts bzw. dem differentiellen Fluß $\mathrm{d}\Phi(E)_p/\mathrm{d}E\mathrm{d}\Omega$ der kosmischen Strahlung durchgeführt werden.
Im allgemeinen ist der differentielle Fluß an γ-Quanten $\mathrm{d}\Phi_\gamma(E)/\mathrm{d}E$ für eine Quelle im zu untersuchenden Energiebereich um 1 TeV noch unbekannt. Anhand theoretischer Modelle kann der Verlauf von $\mathrm{d}\Phi_\gamma(E)/\mathrm{d}E$ allerdings abgeschätzt werden und so nach Gl. 5.1 die *erwartete* Nachweisrate mit Hilfe von Simulationen bestimmt werden. Umgekehrt kann aus der *experimentell* gemessenen Rate der Fluß berechnet werden. Für Quellen wie den Crab-Nebel wird im VHE-Bereich eine durch ein Potenzgesetz bestimmte Abhängigkeit des differentiellen Flusses von der Energie angenommen:

$$\frac{\mathrm{d}\Phi_\gamma(E)}{\mathrm{d}E} = (\alpha_\gamma - 1) \cdot I_0(E \geq 1\,TeV) \cdot \left(\frac{E}{1\,TeV}\right)^{-\alpha_\gamma} \cdot \frac{1}{TeV} \tag{5.13}$$

Dabei ist $I_0(E \geq 1\,TeV)$ der integrale Fluß für $E \geq 1\,TeV$. Für die folgenden Berechnungen sollen als typische Werte stets α_γ=2.4 und $I_0(E \geq 1\,TeV) = 10^{-11}\frac{Photonen}{cm^2 s}$ verwendet werden.

Der spektrale Verlauf des Flusses der Hadronen in der kosmischen Strahlung ist im VHE-Bereich aus zahlreichen Messungen bekannt [WIE,94]. Für den differentiellen Fluß der Hadronkomponente ergibt sich daraus:

$$\frac{\mathrm{d}\Phi_p(E)}{\mathrm{d}E\mathrm{d}\Omega} = 2.535 \cdot 10^{-5} \left(\frac{E}{1\ TeV}\right)^{-2.67} \frac{Photonen}{cm^2 \cdot s \cdot sterad \cdot TeV} \tag{5.14}$$

Bei der Berechnung der Nachweisrate von γ- und Hadron-induzierten Schauern nach Gl. 5.1 bzw. Gl. 5.3 ist zu beachten, daß die Simulation nur bis zu einer Primärenergie des schauerauslösenden Quants bzw. Teilchens von 20 bzw. 30 TeV durchgeführt wurde. Trotz des nach einem Potentialgesetz abnehmenden differentiellen Flusses ist es nicht gerechtfertigt, die Integration bei diesen Energien abzubrechen. Eine bessere Abschätzung läßt sich durch die Näherung

$$\Gamma_\gamma \approx \int_0^{E_0} S_{eff\ \gamma}(E)\frac{\mathrm{d}\Phi_\gamma(E)}{\mathrm{d}E}\mathrm{d}E + \int_{E_0}^{\infty} S_{eff\ \gamma}(E_0)\frac{\mathrm{d}\Phi_\gamma(E)}{\mathrm{d}E}\mathrm{d}E \tag{5.15}$$

erreichen (analog für Γ_p), wobei E_0 die Energie bezeichnet, bei der $S_{eff}(E_0)$ noch durch die Simulation bestimmt werden kann. Da $S_{eff}(E)$ auch bei Energien $E \gg E_{Sch}$ noch langsam mit der Energie ansteigt, führt diese Näherung auf zu kleine Werte für die Nachweisrate Γ. Zu den statistisch bedingten Unsicherheiten $\Delta\Gamma_{Sim}$ (Abschnitt 5.2) bei der Berechnung der effektiven Fläche addiert sich also für mögliche Abweichungen nach oben eine weitere Unsicherheit $\Delta\Gamma_{Calc}$, die wiederum durch den zweiten Summanden in Gl. 5.15 abgeschätzt werden soll:

$$\Gamma^{+\Delta\Gamma_{Sim}+\Delta\Gamma_{Calc}}_{-\Delta\Gamma_{Sim}} \tag{5.16}$$

Differenzieren der Gleichungen 5.1 bzw. 5.3 führt auf die *differentiellen Raten*:

$$\frac{\mathrm{d}\Gamma_\gamma}{\mathrm{d}E} = S_{eff\ \gamma}(E)\frac{\mathrm{d}\Phi_\gamma(E)}{\mathrm{d}Ed} \tag{5.17}$$

$$\frac{\mathrm{d}\Gamma_p}{\mathrm{d}E} = S_{eff\ p}(E)\frac{\mathrm{d}\Phi(E)_p}{\mathrm{d}E\Omega} \tag{5.18}$$

Während die Gesamtrate Aufschluß über die zu erwartende Gesamtzahl der pro Zeiteinheit nachgewiesenen Schauer gibt, läßt sich aus der differentiellen Rate ermitteln, in welchem Primärenergiebereich die meisten Schauer registriert werden. In Abb. 5.10 sind die differentiellen Raten $\frac{d\Gamma_\gamma}{dE}$ und $\frac{d\Gamma_p}{dE}$ für γ- und Proton-Schauer mit Neigungswinkeln 0°,30° und 45° gegen den Zenit bei einer Triggerbedingung 2/271≥20 dargestellt. Die Nachweisraten, die Schwellenenergien und die Maxima in den differentiellen Raten sind in Tabelle 5.1 gegenübergestellt.

Es ergeben sich folgende Abhängigkeiten:

- γ-Schauer werden vorwiegend in der Nähe der Schwellenenergie nachgewiesen.
- Die Nachweisrate sinkt bei steigendem Einfallswinkel der Schauer.
- Es werden bei weitem mehr Proton-Schauer als γ-Schauer registriert.

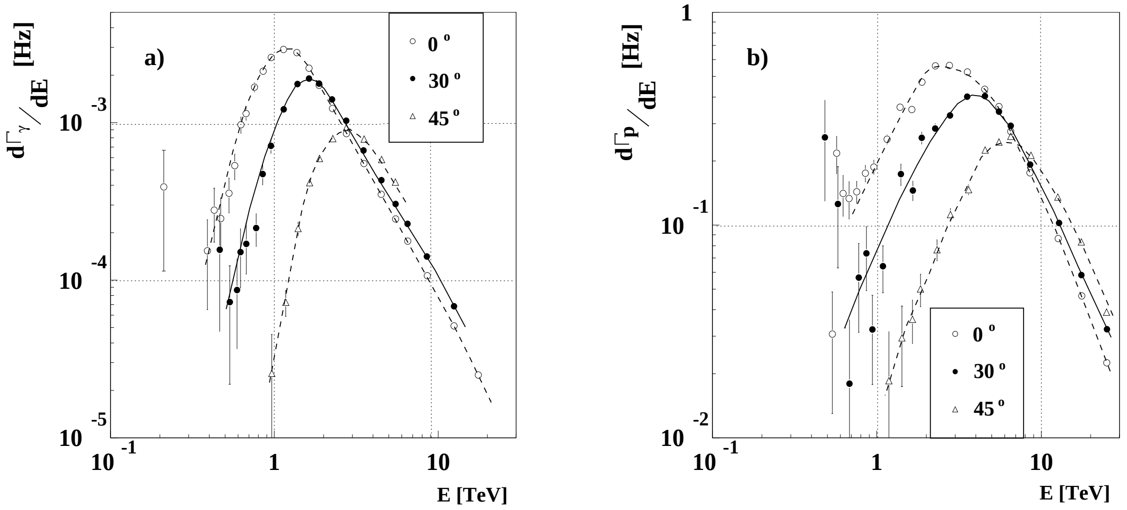

Abbildung 5.10: *Differentielle Raten für a) γ- und b) Proton-Schauer bei unterschiedlichen Zenitwinkeln 0°,30° und 45° unter der Triggerbedingung 2/271≥20.*

Primärteilchen	Einfallswinkel [°]	Nachweisrate [Hz]	Maximum der diff. Rate [TeV]	Schwellenenergie [TeV]
γ	0	$6.57^{+0.30}_{-0.04} \cdot 10^{-3}$	1.20±0.10	1.15±0.10
γ	30	$5.57^{+0.51}_{-0.06} \cdot 10^{-3}$	1.65±0.10	1.50±0.10
γ	45	$4.42^{+1.48}_{-0.05} \cdot 10^{-3}$	2.90±0.15	2.90±0.10
p	0-3.5	$5.97^{+0.40}_{-0.04}$	2.70±0.40	-
p	26.5-33.5	$5.4^{+0.59}_{-0.07}$	4.00±0.50	-
p	41.5-48.5	$4.6^{+0.65}_{-0.03}$	6.30±0.60	-

Tabelle 5.1: *Nachweisraten, Lage der Maxima der differentiellen Raten im Energiespektrum und Schwellenenergien für γ- und p-Schauer bei einer Triggerbedingung 2/271≥20; für Proton-Schauer läßt sich keine Definition der Schwellenenergie festlegen*

Kapitel 6

Die Optimierung der Triggerbedingung

Die beiden ersten Teleskope wurden mit Triggerbedingungen 2/alle$\geq q_0$ betrieben. In diesem Kapitel soll untersucht werden, wie sich diese Triggerbedingung für das erste hochauflösende System-Teleskop im Hinblick auf folgende Punkte verbessern läßt:

- Die Nachweisrate für γ-Schauer soll optimiert werden.
- Die Schwellenenergie soll möglichst niedrig liegen, um einen großen Bereich des Energiespektrums der Quelle zu erfassen.
- Das Verhältnis Nachweisrate γ-Schauer zu Nachweisrate Proton-Schauer $\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_p}$ soll verbessert werden. Eine verstärkte Unterdrückung der Proton-Schauer bereits bei der Triggerung erleichtert die spätere Software-gestützte Analyse der Daten.

Es wird gezeigt werden, daß vor allem die durch zufällige Koinzidenzen in der Kamera bedingte Triggerung des Teleskops den limitierenden Faktor bei der Optimierung der Triggerbedingung darstellt. Die Unterdrückung dieser Zufallskoinzidenzen wird die wichtigste Anforderung an eine verbesserte Triggerbedingung sein.
Die Diskussionen in diesem Kapitel beziehen sich auf die Untersuchung von Schauern, die unter einem Zenitwinkel von $\zeta = 0°$ in die Atmosphäre eintreten. Schauer mit Eintrittswinkeln $\zeta > 0°$ werden am Ende des Kapitels kurz diskutiert.

6.1 Der Einfluß des Nachthimmelslichtes

Die Kathoden der Photomultiplier, aus denen die Kamera aufgebaut ist, sind im Wellenlängenbereich 300-600 nm empfindlich. Damit stellt die Hintergrundshelligkeit des Himmels eine natürliche Grenze für die Nachweisempfindlichkeit des Teleskops dar. Der Fluß an Tscherenkow-Photonen, die in hochenergetischen γ- oder Proton-Schauern in der Atmosphäre emittiert werden, ist so gering, daß er sich nur in dunklen, mondlosen Nächten vom Himmelshintergrund abhebt. Dieses Hintergrundslicht des Nachthimmels besteht aus einer diffusen Lichtkomponente, die sich im wesentlichen

aus dem Zodiakallicht, dem Fluoreszenzlicht aus höheren Atmosphärenschichten, der diffusen galaktischen Strahlung und dem in der Atmosphäre gestreuten Sternlicht zusammensetzt. Streulicht durch zivilisationsbedingte Einflüsse spielen bei der abgelegenen Lage des Teleskopstandorts auf La Palma eine untergeordnete Rolle.
Nach Messungen am Standort der Teleskope auf La Palma [LOR,94] beträgt der über 300-600 nm gemittelte Photonenfluß Φ_{NH} aufgrund von Nachthimmelslicht

$$\Phi_{NH} = (1.75 \pm 0.40) \cdot 10^{12} \frac{Photonen}{m^2 \cdot s \cdot sr} \tag{6.1}$$

Mit den Teleskoparametern Spiegelfläche S_M=8.5 m^2, Reflektivität der Spiegel und der Lichtleiter R_{ML}=80 %, Gesichtsfeld $\Omega_{Pix} = 1.5 \cdot 10^{-5}$ sr des Einzelpixels und einer Quanteneffizienz ϵ_{konv}=20 % des Photomultipliers ergibt sich eine mittlere Rate $\overline{\Gamma}_{PK}$ von an der Photokathode der Photomultiplier emittierten Elektronen von

$$\overline{\Gamma}_{PK} = \Phi_{NH} \cdot S_{ML} \cdot R_M \cdot \Omega_{Pix} \cdot \epsilon_{konv} = (3.6 \pm 0.8) \cdot 10^7 \quad \text{Hz} \tag{6.2}$$

für jedes einzelne Pixel. Das heißt, daß innerhalb einer effektiven Integrationszeit von 30 ns im Mittel 1 Photoelektron an der Kathode des Photomultipliers durch Nachthimmelslicht ausgelöst wird. Der Einfluß zusätzlicher Photoelektronen durch Hintergrundslicht sollte bei der Analyse von Schauerbildern in der Kamera gering sein. Ein ernstes Problem stellen sie dagegen für den Teleskoptrigger dar. Zwei Effekte sind denkbar dafür, daß eine relativ hohe Triggerschwelle von z.B. 15 Photoelektronen allein durch zeitlich nicht korrelierte Photonen aus dem Nachthimmel überschritten werden kann:

- Durch Fluktuationen an den einzelnen Verstärkerstufen des Photomultipliers kann einem Ereignis, welches nur 1 Photoelektron an der Kathode erzeugen würde, ein Vielfaches dieses Wertes zugeordnet werden.
- Die vom Photomultiplier erzeugten Signale besitzen eine endliche Breite. Wenn zufällig mehrere Ereignisse innerhalb kurzer Zeit auftreten, können sich diese zu einem Signal höherer Amplitude aufaddieren.

Die Rate Γ_s mit der ein einzelnes Pixel nur aufgrund des Nachthimmelslichts ein Triggersignal im zugehörigen Diskriminator verursacht, ist nur experimentell zugänglich, da theoretische Simulationen an der teils unverstandenen Natur der Fluktuationen im Photomultiplier scheitern. Sie hängt ab vom Lichtfluß des Hintergrundlichts, von der Halbwertsbreite der ausgelösten Signale am Diskriminatoreingang, von der Triggerschwelle und von der Spannung, mit der die Photomultiplier betrieben werden. Die experimentelle Bestimmung der Einzeltriggerrate wird in Kapitel 7 ausführlich dargestellt. Die daraus resultierenden Ergebnisse werden bereits in diesem Kapitel benötigt. Es werden dazu die Werte für die Einzeltriggerrate Γ_s verwendet, die bei der Photoelektronen-Emissionsrate $\overline{\Gamma}_{PK} = (3.6 \pm 0.6) \cdot 10^7$ Hz, der Signal-Halbwertsbreite τ=4.0±0.3 ns und bei der Betriebsspannung 887 V der Photomultiplier in Abhängigkeit von der Triggerschwelle (5,6,...15) ermittelt wurden. Diese Werte sind in Abb. 6.1 dargestellt. Die systematischen Unsicherheiten bei der Bestimmung der angegebenen Werte sind nicht berücksichtigt. Sie könnten Abweichungen bis um einen Faktor 2 verursachen; ihr Ursprung wird in Abschnitt 7.2.4 beschrieben. Für die prinzipielle Diskussion unterschiedlicher Triggerbedingungen, wie sie in diesem Kapitel geführt werden soll, werden die Messwerte als ideal betrachtet. Auftretende Abweichungen lassen sich dann konsistent auf alle Darstellungen übertragen.

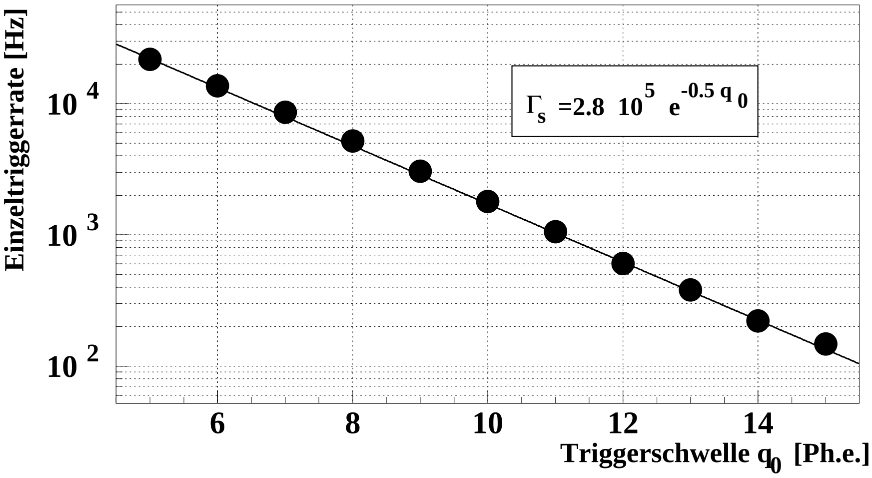

Abbildung 6.1: *Dargestellt ist die Einzeltriggerrate in Abhängigkeit von der Triggerschwelle q_0 bei $\overline{\Gamma}_{PK} = (3.6 \pm 0.6) \cdot 10^7$ Hz, τ=4.0±0.3 ns und HV=887 V. Die Gleichung beschreibt die angepaßte Gerade.*

Aus der Einzeltriggerrate Γ_s läßt sich berechnen, mit welcher Gesamtrate Γ_{ZK} das Teleskop triggert:
Es soll gefordert werden, daß n der Einzelkanäle koinzident triggern müssen, um das Gesamtsignal zu akzeptieren. Das Zeitintervall für diese Koinzidenz ist durch die Pulsbreite τ der logischen Triggersignale der Diskriminatoren in den einzelnen Photomultiplierkanälen gegeben. Wenn der Kanal i triggert, dann ist die Wahrscheinlichkeit p_{koinz} dafür, daß innerhalb der Zeitspanne τ, während der dieses Einzeltriggersignal an der zentralen Triggereinheit anliegt, noch $n-1$ weitere der insgesamt M Kanäle triggern, gegeben durch

$$p_{koinz} = \Gamma_s^{n-1} \cdot \tau^{n-1} \cdot \binom{M-1}{n-1} \tag{6.3}$$

Um die Rechnung zu vereinfachen, soll dabei angenommen werden, daß die Einzeltriggerraten Γ_s aller Kanäle identisch sind. Der letzte Faktor berücksichtigt die Anzahl der Kombinationsmöglichkeiten, daß $n-1$ beliebige Kanäle aus $M-1$ möglichen triggern. Wenn der Kanal i als erster triggert, berechnet sich also die resultierende Triggerrate bei Forderung einer n-fach Koinzidenz als

$$\Gamma_{ZK}(i) = \Gamma \cdot p_{koinz} = \Gamma_s^n \cdot \tau^{n-1} \cdot \binom{M-1}{n-1} \tag{6.4}$$

Da jeder der M Kanäle als erster triggern kann, ist die Gesamttriggerrate gegeben durch

$$\Gamma_{ZK} = \sum_{j=1}^{M} \Gamma_j = M \cdot \Gamma_s^n \cdot \tau^{n-1} \cdot \binom{M-1}{n-1} \tag{6.5}$$

Damit erhält die Formel zur Berechnung der Gesamttriggerrate schließlich die Form

$$\Gamma_{ZK} = n \cdot \Gamma_s^n \cdot \tau^{n-1} \cdot c \tag{6.6}$$

wobei der Faktor $c = \binom{M}{n}$ für die Anzahl der Kombinationsmöglichkeiten steht, daß n beliebige aus allen M möglichen Kanälen ein Einzeltriggersignal liefern. Für die Standardbedingung $2/271 \geq q_0$ ergeben sich beispielsweise $c = \binom{271}{2}$=36585 Kombinationen.
In Abb. 6.2 ist die Zufallstriggerrate Γ_{ZK} bei einer Triggerbedingung $2/271 \geq q_0$ in Abhängigkeit

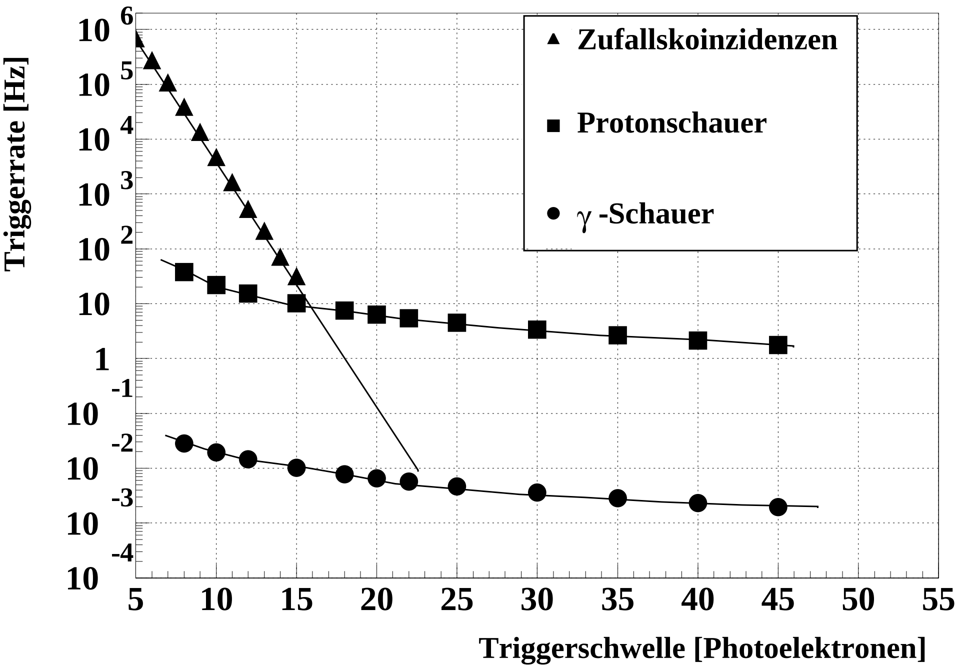

Abbildung 6.2: *Rate der Zufallskoinzidenzen Γ_{ZK} sowie die Nachweisraten Γ_γ und Γ_p für γ- und Proton-induzierte Schauer bei einer Triggerbedingung $2/271 \geq q_0$; die Linien dienen der Orientierung*

von der Triggerschwelle q_0 dargestellt. Eingezeichnet sind außerdem die Raten für den Nachweis von γ- und Proton-Schauern. Für die Berechnung der Rate Γ_{ZK} wurden die in Abb. 6.1 aufgetragenen Messwerte für die Einzeltriggerrate Γ_s angenommen. Die Rate der Zufallskoinzidenzen nimmt exponentiell mit der Triggerschwelle q_0 ab

$$\Gamma_{ZK} \sim e^{-q_0} \tag{6.7}$$

während die Nachweisraten für γ- und Proton-Schauer sehr viel schwächer von der Triggerschwelle abhängen. Die einzelnen Raten sind für Ereignisse berechnet, die sich gegenseitig nicht beeinflussen. Tatsächlich beansprucht aber jeder Nachweis die Ausleseelektronik und verursacht somit eine Totzeit ($\approx$ms), während der das Teleskop nicht mehr für Beobachtungen zur Verfügung steht und somit andere Ereignisse nicht registriert werden können. Insbesondere bei hohen Gesamtraten mit einer folglich großen Gesamttotzeit werden die tatsächlichen Nachweisraten geringer ausfallen als dargestellt.

Das Ziel des Experiments wird es sein, eine maximale Nachweisrate für γ-Schauer bei einer möglichst kleinen Schwellenenergie zu erreichen. Das Absenken der Schwellenenergie durch eine Verkleinerung der Triggerschwelle q_0 wird im wesentlichen durch das starke Ansteigen der durch Zufallskoinzidenzenzen bedingten Triggerrate mit abnehmendem q_0 beschränkt. Diese Zufallskoinzidenzen reduzieren aufgrund der von ihnen verursachten Totzeit bei abnehmender Triggerschwelle immer stärker die mögliche Nachweisrate für γ-Schauer. Es wird also eine minimale Triggerschwelle q_{min} geben, unterhalb der die γ-Nachweisrate nicht mehr ansteigt, sondern rapide abfällt. Idealerweise sollte diese Triggerschwelle beim Betrieb des Teleskops angestrebt werden. Allerdings liegt diese Triggerschwelle deutlich im Bereich, in dem die Gesamttriggerrate von den Zufallskoinzidenzen bestimmt wird, so daß diese Ereignisse den Großteil der registrierten Daten ausmachen würde. Es ist aber noch nicht vollständig geklärt (Untersuchungen dazu werden durchgeführt), inwieweit solche Ereignisse in der späteren Software-Analyse von γ-Schauern unterschieden werden können. Schon eine Unsicherheit bei einigen Prozent der registrierten Daten würde bei der hohen Gesamttriggerrate zu einer nicht akzeptablen Unsicherheit bei der Bestimmung der tatsächlichen γ-Rate führen. Es ist daher sicherer, den von den Zufallskoinzidenzen bestimmten Triggerbereich zu vermeiden. Für die folgenden Diskussionen verschiedener Tiggerbedingungen soll deshalb die jeweils minimal mögliche Triggerschwelle so definiert sein, daß die Zufallskoinzidenzrate bei dieser Triggerschwelle gerade mit weniger als 10% zur Gesamttriggerrate beiträgt. Durch diese konservative Forderung werden auch eventuelle systematische Abweichungen nach oben bei der Bestimmung der Einzeltriggerrate Γ_s vernachlässigbar[1].

Für die Triggerbedingung $2/271 \geq q_0$ liegt die minimale Triggerschwelle nach dieser Definition bei q_0=19 Photoelektronen . Eine Verbesserung der Triggerbedingung $2/271 \geq 19$ läßt sich nur durch eine drastische Reduzierung der Zufallskoinzidenzrate erreichen. Dafür stehen nach Gl. 6.6 drei freie Parameter zur Verfügung:

- die Länge des Diskriminatorsignals τ
- die Anzahl n koinzidenter Einzeltriggersignale in der Kamera
- die Anzahl der Kombinationsmöglichkeiten c

Die Einzelrate Γ_s ist dagegen durch Fluß, Triggerschwelle und Konfiguration der Kameraelektronik festgelegt (s. Kapitel 7).
Der Minimierung der Diskriminator-Signalbreite τ ist durch die endliche Zeitspanne, welche für die Prüfung der von der Triggerbedingung geforderten Koinzidenz benötigt wird, eine natürliche Grenze gesetzt. Sie bewegt sich je nach Leistungsstärke der Elektronik im Bereich 7-20 ns. Für die Triggerelektronik des Teleskops wird ein Wert von etwa 10 ns erwartet, als konservative Annahme wird aber bei der Berechnung der Zufallskoinzidenzrate Γ_{ZK} ein Wert τ=20 ns angenommen. Der Spielraum, die Triggerrate aufgrund von Zufallskoinzidenzen Γ_{ZK} durch Verringerung der Signalbreite τ zu reduzieren, ist durch die Elektronik also stark beschränkt. Bei der Triggerbedingung $2/271 \geq q_0$ hängt Γ_{ZK} linear von τ ab (Gl. 6.6), so daß selbst durch eine Verkleinerung von τ um einen Faktor 2 die minimal erreichbare Triggerschwelle nur geringfügig von 19 auf 18 Photoelektronen sinken würde. Eine Verkürzung der Signalbreite erfordert allerdings einen erheblichen elektronischen Aufwand. Es ist zwar angebracht, einen minimalen Wert von τ anzustreben, aber eine effektive Reduktion der Zufallskoinzidenzen kann nur über die anderen beiden freien Parameter n und c erreicht werden.

[1]Bei einer Triggerbedingung, die koinzidente Einzeltrigger in 2 Photomultiplier-Kanälen fordert, führt die oben erwähnte Unsicherheit bei der Bestimmung der Einzeltriggerrate Γ_s wegen Gl. 6.6 zu einer Unsicherheit von einem Faktor 4 bei der Bestimmung der Triggerrate durch Zufallskoinzidenzen Γ_{ZK}!

6.2 Wieviele Einzeltrigger sollen koinzident sein?

Eine relativ einfache Methode, die Rate der Zufallskoinzidenzen stark zu beschränken, besteht in der Forderung, daß eine möglichst hohe Zahl n von Pixeln ein Einzeltriggersignal auslösen. Es muß aber mindestens n=2 gewährleistet sein, um eine immens hohe Triggerrate durch Zufallskoinzidenzen zu vermeiden. Weiterhin ist zu beachten, daß n nicht so groß gewählt wird, daß dadurch die Akzeptanz der γ-Schauer deutlich verringert wird. Die Untersuchung dieser Problematik wird in diesem Abschnitt durchgeführt.

In Abb. 6.3 ist die effektive Fläche für γ- und Proton-Schauer bei den Triggerbedingungen 2/271$\geq$20, 3/271$\geq$20 und 4/271$\geq$20 in Abhängigkeit von der Energie dargestellt. Die Werte für Proton-Schauer sind normiert auf das Kameragesichtsfeld.

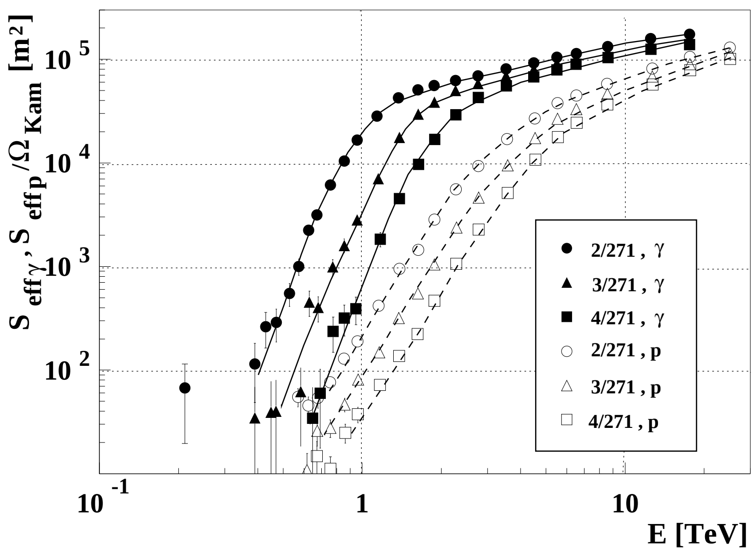

Abbildung 6.3: *effektive Flächen bei der Triggerbedingung 2/271$\geq$20, 3/271$\geq$20 und 4/271$\geq$20 in Abhängigkeit von der Energie; $S_{eff\ p}$ ist normiert auf das Kameragesichtsfeld*

Für γ-induzierte Schauer läßt sich der Verlauf der effektiven Fläche $S_{eff\ \gamma}(E)$ in einen Energiebereich oberhalb und in einen Energiebereich unterhalb der Schwellenenergie E_{Sch} unterteilen.
Im Energiebereich $E \ll E_{Sch}$ ist die Photonendichte am Boden das ausschlaggebende Kriterium für die Triggerung des Teleskops. In γ-Schauern entsteht, aufgrund der geringen Lateralverbreiterung in der Schauerentwicklung, ein stark konzentriertes Bild in der Kamera: Der Großteil des Tscherenkowlichts verteilt sich auf einige wenige Pixel in der Kamera (vgl. Abb. 3.2.a). Aufgrund dieser schmalen Verteilung ist die Wahrscheinlichkeit, daß die Photonendichte in n Pixeln der Kamera groß genug ist, um in dem jeweiligen Kanal ein Einzeltriggersignal auszulösen, desto geringer, je kleiner die Energie des Primärquants und je größer die Anzahl n ist. Für die effektiven Flächen bei den unterschiedlichen Triggerbedingungen gilt in diesem Energiebereich folglich: $S_{eff\ n=2} \gg S_{eff\ n=3} \gg S_{eff\ n=4}$.
Im Energiebereich $E \gg E_{Sch}$ wird die Triggerung des Teleskops im wesentlichen nur noch durch die Entfernung des Schauers vom Teleskop bestimmt und ist damit nahezu unabhängig von n. Die

effektiven Flächen $S_{eff\ n=2}$, $S_{eff\ n=3}$ und $S_{eff\ n=4}$ gleichen einander an.

Für Proton-Schauer zeichnet sich in Abb. 6.3 ein prinzipiell ähnlicher Verlauf wie bei γ-Schauern ab. Wegen der stärkeren Lateralentwicklung ist bei Proton-Schauern aber die Verteilung des Tscherenkowlichts in der Kamera weniger konzentriert als bei γ-Schauern. Daher ist bei Proton-Schauern auch die Abhängigkeit der effektiven Fläche $S_{eff\ p}(E)$ von der Anzahl n weniger stark ausgebildet.

Beim Vergleich der drei Triggerbedingungen $2/271 \geq q_0$, $3/271 \geq q_0$ und $4/271 \geq q_0$ hinsichtlich der resultierenden γ-Nachweisrate muß die Abhängigkeit der Gesamttriggerrate vom Parameter n berücksichtigt werden! Wird n=3 oder n=4 gewählt, nimmt bei fester Triggerschwelle q_0, im Vergleich zu der 2/271-Bedingung, neben der γ-Rate auch die Gesamtrate, mit der das Teleskop triggert, ab. In Abb. 6.4 sind analog zu Abb. 6.2 die Raten bei den Triggerbedingungen

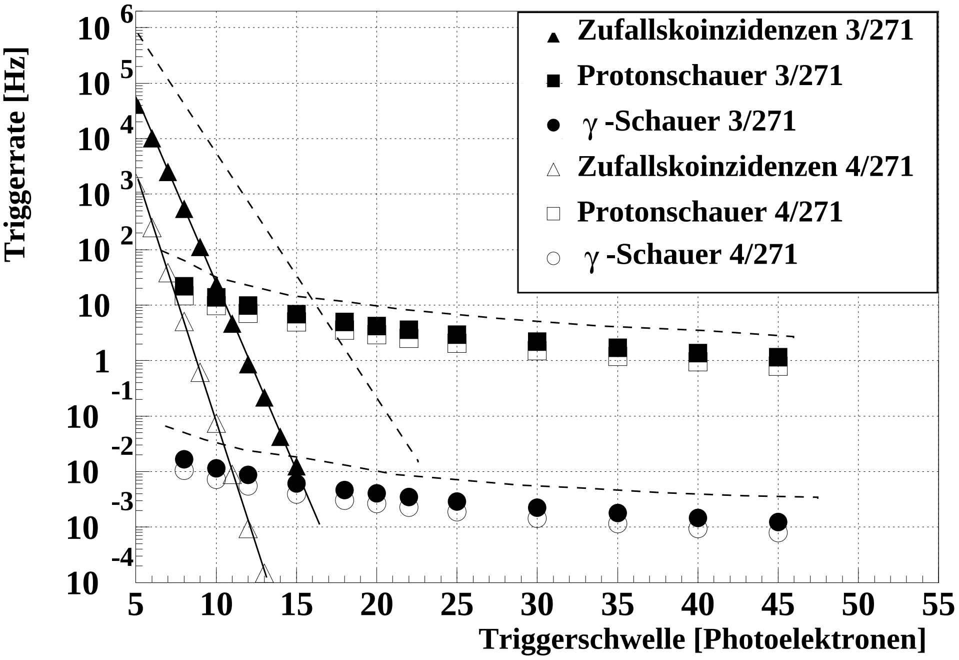

Abbildung 6.4: *Rate der Zufallskoinzidenzen Γ_{ZK} sowie die Nachweisraten Γ_γ und Γ_p für γ- und Proton-induzierte Schauer bei den Triggerbedingungen $3/271 \geq q_0$ und $4/271 \geq q_0$; die durchbrochenen Linien bezeichnen die bei der Triggerbedingung $2/271 \geq q_0$ zu erwartenden Raten*

$3/271 \geq q_0$ und $4/271 \geq q_0$ gegenübergestellt. Zum Vergleich sind zusätzlich die für die Triggerbedingung $2/271 \geq q_0$ zu erwartenden Raten als durchbrochene Linien eingezeichnet. Für die Triggerbedingung $2/271 \geq q_0$, $3/271 \geq q_0$ bzw. $4/271 \geq q_0$ ergeben sich minimale Triggerschwellen von q_0=19 Photoelektronen, q_0=12 Photoelektronen bzw. q_0=9 Photoelektronen.

Der Verlauf der differentiellen Raten für diese Triggerbedingungen ist in Abb. 6.5 dargestellt. Aufgetragen sind die differentiellen Raten $\mathrm{d}\Gamma_\gamma/\mathrm{d}E$ in Abhängigkeit von der Primärenergie der γ-Schauer. Die erreichbaren Raten für den Nachweis von γ- und Proton-Schauern sowie die Rate der Zufallskoinzidenzen sind in Tabelle 6.1 gegenübergestellt. Durch den Übergang von $2/271 \geq 19$

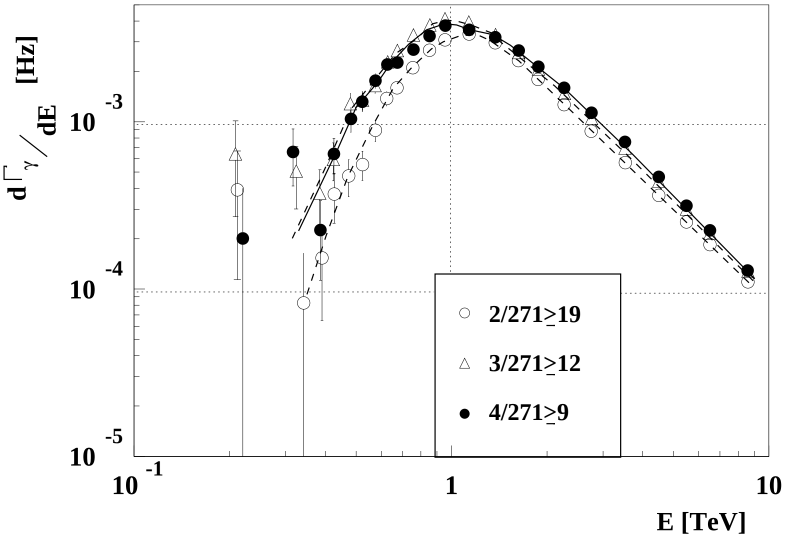

Abbildung 6.5: *Differentielle Raten für 2/271≥19, 3/271≥12 und 4/271≥9*

Triggerbedingung	Γ_{ZK} [Hz]	Γ_γ [mHz]	Γ_p [Hz]	Schwellenenergie [TeV]
2/271≥ 19	0.45	$7.11^{+0.31}_{-0.04}$	$6.86^{+0.40}_{-0.02}$	1.20±0.15
3/271≥ 12	0.87	$8.67^{+0.34}_{-0.05}$	$9.91^{+0.69}_{-0.24}$	1.00±0.10
4/271≥ 9	0.61	$8.59^{+0.33}_{-0.04}$	$11.82^{+0.73}_{-0.24}$	1.00±0.15

Tabelle 6.1: *Raten und Schwellenenergie für 2/271≥19, 3/271≥12 und 4/271≥9*

zu 3/271≥12 bzw. zu 4/271≥9 verbessert sich die γ-Nachweisrate um 22% bzw. 21%. Allerdings steigt auch die Nachweisrate für Proton-Schauer um 44% bzw. 72%. Die Rate der Zufallskoinzidenzen kann nach Voraussetzung bei allen drei Triggerbedingungen vernachlässigt werden. Durch die Forderung nach n=3 koinzidenten Ereignissen läßt sich eine Triggerbedingung, die nur n=2 koinzidente Ereignisse fordert, hinsichtlich der γ-Ausbeute verbessern. Eine weitere Steigerung auf n=4 oder mehr bringt dagegen keine Verbesserung mehr, da zwar eine geringere Triggerschwelle q_0 erreicht werden kann, aber andererseits die Akzeptanz von γ-Schauern durch die strenge Forderung nach 4 oder mehr getriggerten Einzelkanälen abnimmt.
Als Nachteil bei der Verwendung der 3/271-Bedingung ist die Verschlechterung des Verhältnisses $\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_p}$ um 16% gegenüber der 2/271-Bedingung zu werten.

6.3 Der Nachbartrigger

Ein grundsätzlich anderer Weg, die Zufallskoinzidenzen zu reduzieren, besteht nach Gl. 6.6 darin, die Anzahl der Kombinationsmöglichkeiten c zu verringern. Dazu kann die relative Lage der Pixel, die einen Einzeltrigger gesendet haben, in die Triggerbedingung einbezogen werden. Solche Triggerkriterien werden als *topologische Trigger* bezeichnet. Eine dieser Bedingungen, welche aufgrund ihrer hohen Effizienz in der Unterdrückung der Zufallskoinzidenzen und ihrer relativ einfachen elektronischen Realisierbarkeit herausragt, ist der sogenannte *Nachbartrigger*. Bei diesem Kriterium wird verlangt, daß von allen Pixeln, die über der gesetzten Schwelle von q_0 Photoelektronen liegen, mindestens zwei direkt benachbart sind (Schreibweise: $2/271 \geq q_0 + Nachbar$).

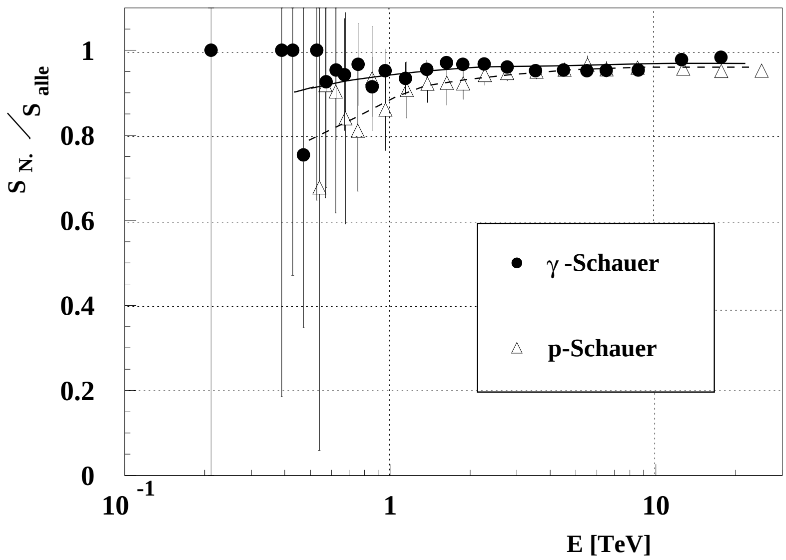

Abbildung 6.6: *Verhältnis der effektiven Flächen von γ- und Proton-Schauern bei den Triggerbedingungen 2/271$\geq 20 + Nachbar$ ($S_{N.}$) und 2/271$\geq$20 (S_{alle}); die Linien dienen der Orientierung*

Aus der geometrischen Anordnung der Pixel in der Kamera ergeben sich

$$c = \frac{217 \cdot 6 + 48 \cdot 4 + 6 \cdot 3}{2} = 756 \tag{6.8}$$

Kombinationsmöglichkeiten für den Nachbartrigger, da jeder der 217 Pixel in den inneren Ringen 6 direkte Nachbarn, jedes der 48 im äußersten Ring und nicht an den Ecken des Sechsecks befindliche Pixel 4 Nachbarn und jedes der 6 Pixel an den äußeren Ecken 3 Nachbarn besitzt. Der Faktor 1/2 berücksichtigt die Doppelzählung von Nachbarbeziehungen. Gegenüber der Bedingung $2/271 \geq q_0$ mit $c = \binom{271}{2}$=36585 möglichen Kombinationen wird die Rate der Zufallskoinzidenzen damit um einen Faktor 48 reduziert.
Durch Anwendung des Nachbartriggers werden gegenüber der Triggerbedingung $2/271 \geq q_0$ die Nachweisraten von echten γ- oder Proton-Schauern nur wenig beeinflußt, da die Kamerabilder in beiden Fällen eine hohe Konzentration des Lichts auf wenige, dicht beieinanderliegende Pixel aufweisen. In Abb. 6.6 ist das Verhältnis der effektiven Flächen von γ- und Proton-Schauern bei den Triggerbedingungen $2/271 \geq 20 + Nachbar$ und $2/271 \geq 20$ in Abhängigkeit von der Primärenergie dargestellt. Die Verluste in der Nachweisfläche, die sich für den Nachbartrigger gegenüber der einfachen $2/271 \geq 20$-Bedingung ergeben, sind desto geringer, je höher die Energie der Schauer ist.

Bei kleinen Energien werden nämlich bei den meisten getriggerten Schauern nur 2 oder 3 Pixel die Triggerschwelle erreicht haben, während es bei höheren Energien deutlich mehr sein werden. Die Wahrscheinlichkeit, daß unter diesen Pixeln zumindest zwei direkt benachbart sind, wächst also mit der Primärenergie des Schauers. Ingesamt werden mit dem Nachbartrigger 2/271$\geq$ 20 + *Nachbar* $\approx$ 96% (Tabelle 6.2) all der Schauer nachgewiesen, welche die Triggerbedingung 2/271$\geq$20 erfüllen. Die Schwellenenergie E_{Sch} liegt für beide Triggerbedingungen bei E_{Sch}=1.20$\pm$0.15 TeV, da sich die Triggerschwelle nicht ändert.

Triggerbedingung	Γ_{ZK} [Hz]	Γ_γ [mHz]	Γ_p [Hz]	Schwellenenergie [TeV]
2/271$\geq$ 20	0.20	$6.57^{+0.30}_{-0.04}$	$6.33^{+0.39}_{-0.02}$	1.20$\pm$0.15
2/271$\geq$ 20+Nachbar	0.0041	$6.29^{+0.30}_{-0.04}$	$6.01^{+0.37}_{-0.02}$	1.20$\pm$0.15

Tabelle 6.2: *Raten und Schwellenenergie für 2/271≥20 und 2/271≥20+Nachbar*

Abb. 6.7 zeigt die mit den Triggerbedinungen 2/271$\geq$ q_0 und 2/271$\geq$ q_0 + *Nachbar* bei verschiedenen Triggerschwellen erhaltenen Raten. Unter der Nachbartrigger-Bedingung werden die

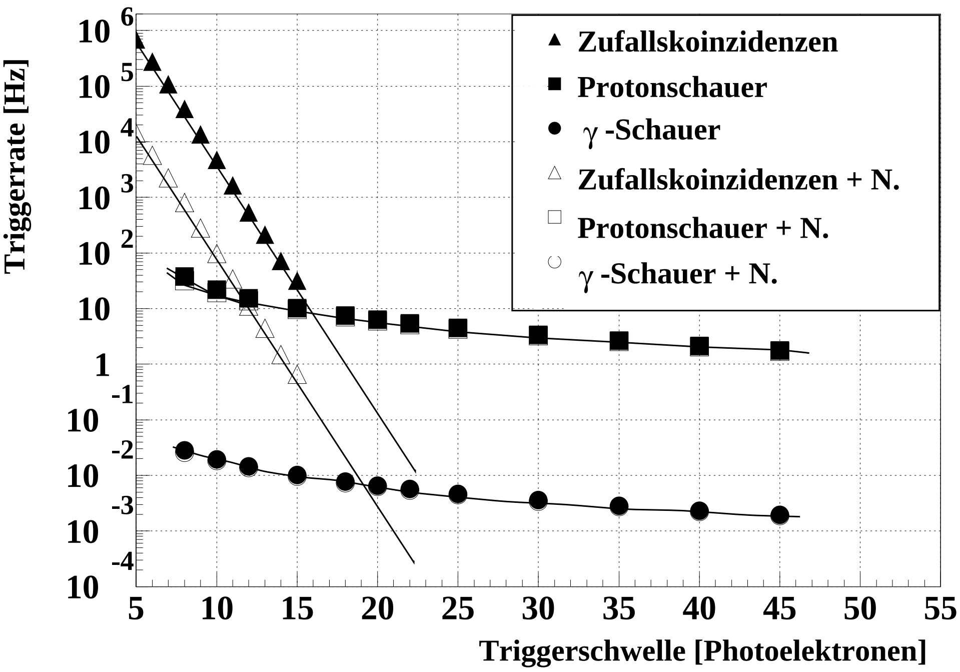

Abbildung 6.7: *Dargestellt ist die Rate der Zufallskoinzidenzen* Γ_{ZK} *sowie die Nachweisraten* Γ_γ *und* Γ_p *für* γ*- und Proton-induzierte Schauer bei den Triggerbedingungen 2/271≥* q_0 *und 2/271≥* q_0*+Nachbar. Die Schauernachweisraten unterscheiden sich nur minimal.*

Zufallskoinzidenzen nach der bereits beschriebenen Definition erst unterhalb einer Triggerschwelle von 15 Photoelektronen bedeutsam. Das eröffnet die Möglichkeit, das Teleskop mit einer Triggerbedingung 2/271$\geq$ 15 + $Nachbar$ zu betreiben. Die resultierenden Raten sind in Tabelle 6.3 mit den bei der Triggerbedingung 2/271$\geq$19 erreichbaren Raten verglichen.

Triggerbedingung	Γ_{ZK} [Hz]	Γ_{γ} [mHz]	Γ_{p} [Hz]	Schwellenenergie [TeV]
2/271$\geq$ 19	0.45	$7.11^{+0.31}_{-0.04}$	$6.86^{+0.40}_{-0.02}$	1.20±0.15
2/271$\geq$ 15+Nachbar	0.65	$9.74^{+0.34}_{-0.05}$	$9.60^{+0.65}_{-0.23}$	0.85±0.10

Tabelle 6.3: *Raten und Schwellenenergie für 2/271$\geq$19 und 2/271$\geq$15+Nachbar*

Gegenüber der Bedingung 2/271$\geq$ 19 steigt die Nachweisrate Γ_{γ} von $7.11^{+0.31}_{-0.04}$ mHz um 37% auf $9.74^{+0.34}_{-0.05}$ mHz. Die Schwellenenergie sinkt von 1.20±0.15 TeV auf 0.85±0.10 TeV (Abb. 6.8). Das

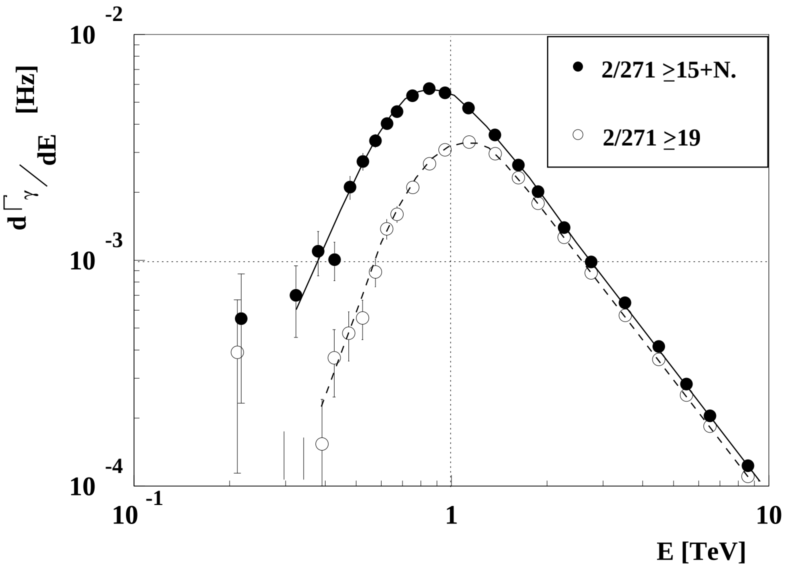

Abbildung 6.8: *Differentielle Nachweisrate $\frac{\Gamma_{\gamma}}{dE}$ für 2/271$\geq$ 19 und 2/271$\geq$ 15 + Nachbar*

Verhältnis $\frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma_{p}}$ entspricht dem bei der 2/271$\geq$ 19-Bedingung.
Der Nachbartrigger erweist sich also insgesamt als deutlich leistungsstärker als die 2/271- oder die 3/271-Bedingung.

Die auf Monte-Carlo-Simulationen gestützte Berechnung, daß beim Übergang von der schlichten Bedingung 2/alle$\geq q_0$ auf 2/alle$\geq q_0 + Nachbar$ nur wenige Schauer „verlorengehen“, ist ein Kernpunkt der in diesem Abschnitt durchgeführten Diskussion. Sie soll deshalb an dieser Stelle durch ein experimentell gewonnenes Resultat unterstützt werden. Dazu wird ein Datensatz verwendet, der mit dem ersten in Betrieb genommenen Teleskop im Zeitraum vom 4.Sept.1992 bis zum 26.Okt.1992 bei der Beobachtung des Objekts *Krebsnebel* gewonnen wurde. Dieses Teleskop ist mit einer 37-Pixel Kamera ausgerüstet und wurde im betreffenden Zeitraum unter einer Triggerbedingung 2/19$\geq$20 betrieben, d.h. die Pixel im äußersten Ring wurden für die Triggerentscheidung nicht berücksichtigt. Die gesammelten Daten wurden bereits einer Voranalyse unterzogen, bei der offensichtliche Fehlmessungen, z.B. verursacht durch starke Wolkenfelder, aussortiert wurden. Der Datensatz besteht aus Schauer-Daten, die entsprechend der Häufigkeitsverteilung in der Kosmischen Strahlung zu 99.9% auf primäre Hadronen zurückzuführen sind. Diese Daten wurden nun auf Software-Basis einer zweiten Selektion mit der Triggerbedingung $2/19 \geq 20 + Nachbar$ unterworfen. Dabei ging die Nachweisrate auf 99.1±0.8% des ungefilterten Werts zurück. Dieser Verlust soll nun mit dem Wert verglichen werden, der sich aus Monte-Carlo-Simulationen für dieses Teleskop ergibt. Entsprechend der Konsistenz der experimentellen Daten wurden nur simulierte Proton-Schauer untersucht. Bei der experimentellen Beobachtung wurde der Lauf des Objekts am Himmel über einen Zenitwinkelbereich von 5° bis 45° verfolgt. Simulationen wurden dagegen nur für die festen Einfallswinkel 0°, 30° und 45° gegen den Zenit durchgeführt (jeweils ±2.5°, um das ganze Kameragesichtsfeld abzudecken). Diese Schauer wurden mit den Triggerbedingungen $2/19 \geq 20$ und $2/19 \geq 20 + Nachbar$ selektiert. Daraus konnte der Rückgang in der Nachweisrate beim Übergang von $2/19 \geq 20$ auf $2/19 \geq 20 + Nachbar$ bestimmt werden. Die Ergebnisse sind dem experimentellen Resultat in Tabelle 6.4 gegenübergestellt. Der Vergleich der Daten zeigt eine sehr gute Übereinstimmung der

Ursprung:	Experiment	MC 0°	MC 30°	MC 45°
Rückgang auf:	99.1±0.8%	98.2±0.1%	98.3±0.1%	98.9±0.1%

Tabelle 6.4: *Vergleich des experimentellen Resultats mit für verschiedene Einfallswinkel durchgeführten Simulationen; berechnet ist der Rückgang in der Nachweisrate beim Übergang von* $2/19 \geq 20$ *auf* $2/19 \geq 20 + Nachbar$

Monte-Carlo-Vorhersage mit dem tatsächlich experimentell ermittelten Resultat.

6.4 Einschränkung des Trigger-Gesichtsfelds

Bislang wurden nur Triggerkriterien untersucht, bei denen alle 271 Pixel der Kamera für die Triggerentscheidung zu Verfügung standen. Es ist aber auch möglich, die Pixel aus einem oder mehreren äußeren Ringen der Kamera für den Trigger nicht zu berücksichtigen (Abb. 6.9). Eine solche Verringerung der zur Verfügung stehenden Kamerapixel trägt zur Reduktion der Zufallskoinzidenzen bei, verbessert aber vor allem das Verhältnis γ-Rate zu Proton-Rate $\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_p}$ deutlich. Beide Effekt sollen in diesem Abschnitt besprochen werden.
Die Bildanalyse ist von einer Einschränkung der Pixelzahl für den Trigger nicht betroffen. Zur Auswertung der Schauerstruktur wird die volle Information aus allen 271 Pixeln verwendet, so daß durch die tatsächliche Konfiguration des Triggers kein qualitativer Unterschied in der γ-Hadron-Separation entsteht.

Durch den Verzicht auf äußere Pixelringe für den Trigger wird die Anzahl der insgesamt beachteten Pixel verringert. Die Kamera ist aus 9 Ringen von Pixeln um ein zentrales Pixel aufgebaut. Jeder dieser Ringe enthält 6 Pixel mehr als der nächstinnere. Wenn die Triggerung auf die N_R innersten Ringe beschränkt wird, berechnet sich die Gesamtzahl M der relevanten Pixel nach

$$M = 1 + \Sigma_{i=1}^{N_R} i \cdot 6 \qquad (6.9)$$

Mit der Anzahl der Ringe, die für den Trigger geschlossen werden, reduziert sich auch die Rate der

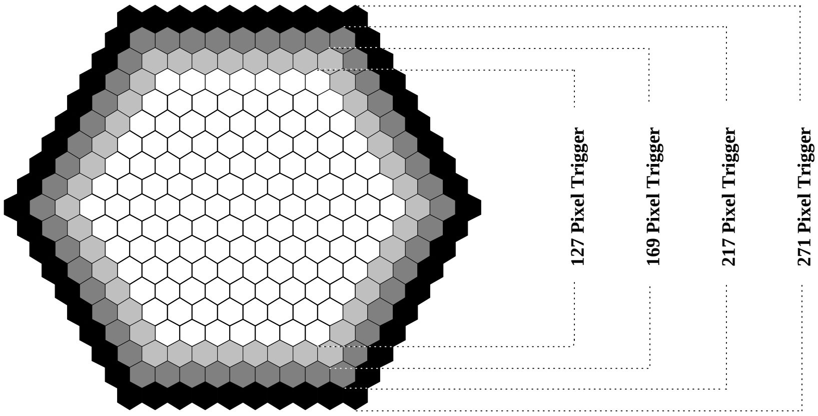

Abbildung 6.9: *Der Kamerabereich, der für den Trigger verwendet wird, kann durch Verzicht auf äußere Ringe beschränkt werden.*

Zufallskoinzidenzen, da die Kombinationsmöglichkeiten eingeschränkt werden. Für eine Triggerbedingung 2/M$\geq q_0$ berechnen sich die möglichen Kombinationen nach $c = \binom{M}{2}$, für die Triggerbedingung 2/M$\geq q_0 + Nachbar$ erhält man als Verallgemeinerung zu Gl. 6.8:

$$c = \frac{(M - N_R \cdot 6) \cdot 6 + (N_R - 1) \cdot 6 \cdot 4 + 6 \cdot 3}{2} \tag{6.10}$$

Durch den Verzicht auf einen, zwei oder drei äußere Ringe reduzieren sich die Zufallskoinzidenzen gegenüber der Triggerbedingung 2/271$\geq q_0$ mit der vollen Anzahl von Kanälen um einen Faktor 1.56, 2.58 oder 4.57. Analog ergeben sich Faktoren 1.17, 1.64 und 2.21 für den Nachbartrigger 2/271$\geq q_0 + Nachbar$. Die Reduktion der Zufallskoinzidenzen wirkt sich beim Nachbartrigger nicht so stark aus, da bereits durch die Forderung einer Nachbarkoinzidenz eine erhebliche Einschränkung der Kombinationsmöglichkeiten stattgefunden hat. Für die Triggerbedingungen 2/271≥20, 2/217≥20, 2/169≥20 und 2/127≥20 sind die Zufallskoinzidenzraten in Tabelle 6.5 eingetragen.

Der Verzicht auf äußere Ringe für den Trigger bedeutet auch eine Einschränkung des Gesichtsfelds bei der Triggerentscheidung. Der halbe Öffnungswinkel des erfaßten Raumwinkelbereichs Ω reduziert sich von 2.375° um 0.25° für jeden Pixel-Ring, auf den man verzichtet. Ein kleinerer Raumwinkelbereich wirkt sich auf den Nachweis von Proton-Schauern weitaus stärker aus als auf den Nachweis von γ-Schauern:
Die Schauerachse von γ-Schauern ist wegen der Ausrichtung des Teleskops auf die zu beobachtende Quelle im erster Näherung parallel zur Teleskopachse. Nach Abschnitt 5.1 werden daher nur Schauer in großem Abstand am Rand der Kamera abgebildet ($R > 120$ m). Solche weit entfernten Schauer werden aber nur bei Energien über 1 TeV in der Lage sein, einen Trigger auszulösen. Die Beschränkung des Kameragesichtsfelds wirkt sich daher mit zunehmender Primärenergie stärker aus. In Abb. 6.10 sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten von γ-Schauern bei den Triggerbedingungen 2/271≥20 und 2/127≥20 in unterschiedlichen Bereichen der Primärenergie miteinander verglichen. Die Beschränkung auf 127 statt 271 Pixel entspricht dem Verzicht auf die äußersten drei Kameraringe.

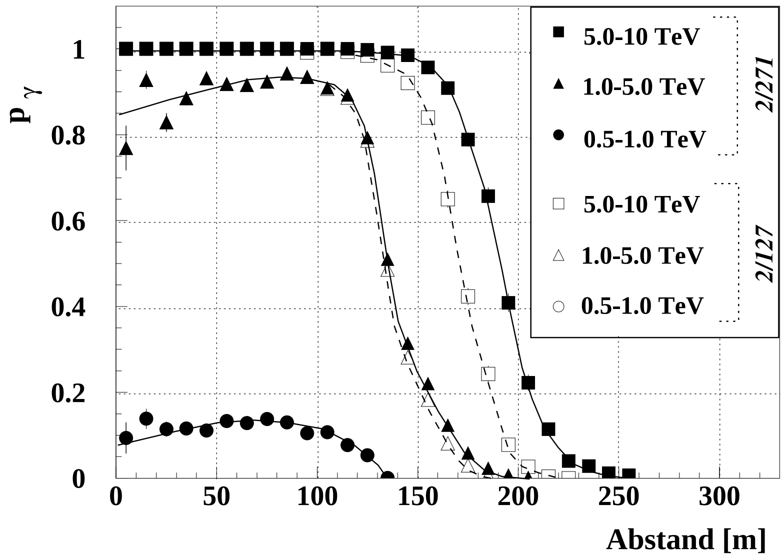

Abbildung 6.10: *Dargestellt ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für γ-Schauer bei unterschiedlichen Primärenergien in Abhängigkeit vom Abstand bei den Triggerbedingungen 2/127≥20 (offene Punkte) und 2/271≥20 (geschlossene Punkte).*

Derselbe Effekt tritt auch beim Nachweis von Proton-Schauern auf. Er wird allerdings überlagert von einem viel stärkeren Effekt, der auf der Isotropie des Hadron-Einfalls in die Atmosphäre beruht. Eine Verkleinerung des Triggergesichtsfelds um einen Faktor k muß auch die Anzahl der registrierten Hadronen um etwa denselben Faktor k verkleinern. Bei einem Verzicht auf die äußersten drei Ringe errechnet sich dieser Faktor als

$$k = \frac{\int_0^{2.375} 2\pi sin\theta d\theta}{\int_0^{1.625} 2\pi sin\theta d\theta} = \frac{1 - cos2.375}{1 - cos1.625} = 2.14 \qquad (6.11)$$

Die Nachweiswahrscheinlichkeit verringert sich dadurch unabhängig von der Primärenergie und dem Abstand des Schauers vom Teleskop auf 47% der Werte, die sich bei der Verwendung aller 271 Pixel ergeben (Abb. 6.11).

Die Auswirkungen, welche die Beschränkung des Gesichtsfeldes des Triggers auf die effektiven Nachweisflächen für γ- und Proton-Schauer hat, sind in Abb. 6.12 für die Triggerbedingung 2/271≥20 und 2/127≥20 dargestellt. Die zugehörigen Nachweisraten sind zusammen mit der Rate der Zufallskoinzidenzen in Tabelle 6.5 zu finden. Die effektiven Flächen für Proton-Schauer sind wie bisher normiert auf das für den Trigger relevante Gesichtsfeld der Kamera dargestellt[2]. In Abb. 6.12 ist daher nur der Einfluß der weit entfernten Schauer zu erkennen. Bei der Verringerung des Triggergesichtsfeldes von 271 auf 217, 169 oder 127 Pixel wird die effektive Fläche $S_{eff\ p}$(E) zusätzlich um einen Faktor 1.25, 1.60 oder 2.14 geringer sein als die mit der vollen Pixelzahl berechnete effektive

[2]Bei der Berechnung der effektiven Fläche nach Gl. 5.4 geht das für die Triggerung relevante Gesichtsfeld der Kamera in die Nachweiswahrscheinlichkeit $p_p(R, E, \vartheta, \varphi)$ ein. In den bisherigen Darstellungen galt Triggergesichtsfeld=Kameragesichtsfeld, da alle 271 Pixel für den Trigger verwendet wurden

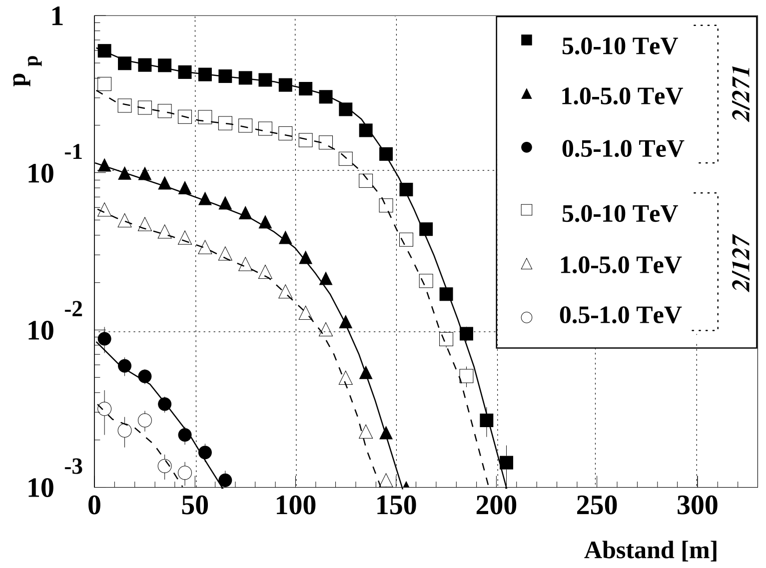

Abbildung 6.11: *Dargestellt ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für Proton-Schauer bei unterschiedlichen Primärenergien in Abhängigkeit vom Abstand bei den Triggerbedingungen 2/127≥20 (offene Punkte) und 2/271≥20 (geschlossene Punkte).*

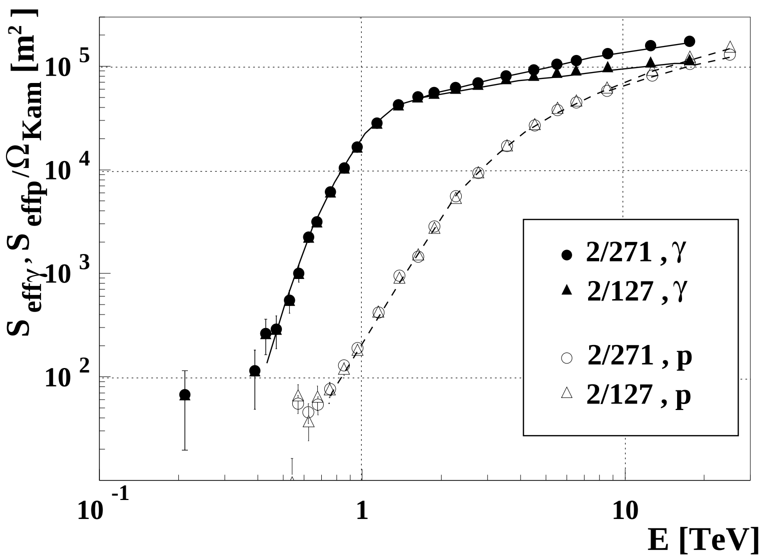

Abbildung 6.12: *effektive Flächen für γ- und Proton-Schauer bei eingeschränktem Gesichtsfeld für den Trigger; S_{eff} ist wieder normiert auf das für den Trigger relevante Kameragesichtsfeld.*

Fläche. Zum direkten Vergleich sind die in Abb. 6.12 dargestellten Werte mit dem jeweiligen Faktor zu multiplizieren.

Triggerbedingung	Γ_{ZK} [Hz]	Γ_γ [mHz]	Γ_p [Hz]	Schwellenenergie [TeV]
2/271≥ 20	0.20	$6.57^{+0.30}_{-0.04}$	$6.33^{+0.39}_{-0.02}$	1.20±0.15
2/217≥ 20	0.13	$6.49^{+0.28}_{-0.04}$	$5.17^{+0.33}_{-0.03}$	1.20±0.10
2/169≥ 20	0.078	$6.34^{+0.25}_{-0.04}$	$4.09^{+0.27}_{-0.02}$	1.20±0.10
2/127≥ 20	0.044	$6.12^{+0.21}_{-0.04}$	$3.15^{+0.22}_{-0.02}$	1.20±0.10

Tabelle 6.5: *Raten und Schwellenenergie bei vollem und eingeschränktem Gesichtsfeld für den Trigger*

Wie bereits erwähnt, trägt der Verzicht auf die Informationen aus äußeren Pixelringen nicht so stark zur Reduktion der Zufallskoinzidenzen bei, wie bei den anderen besprochenen Triggerbedingungen. Dafür bietet diese Methode die Möglichkeit, die Nachweisrate für Proton-Schauer deutlich

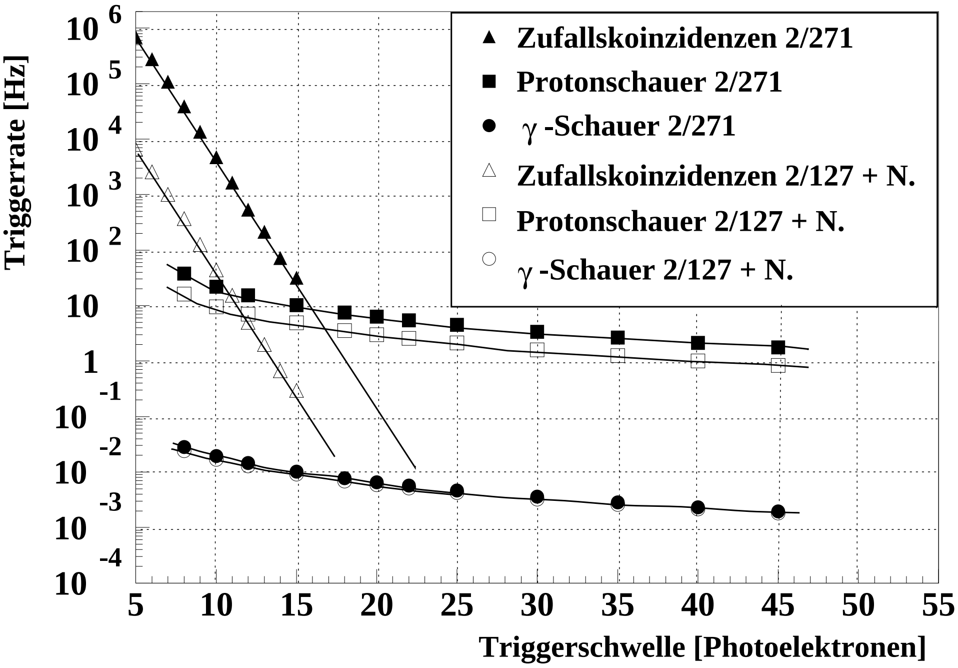

Abbildung 6.13: *Rate der Zufallskoinzidenzen Γ_{ZK} sowie die Nachweisraten Γ_γ und Γ_p für γ- und Proton-induzierte Schauer bei den Triggerbedingungen 2/271≥ q_0 und 2/127≥ q_0 + Nachbar*

zu senken, ohne große Verluste in der Nachweisrate für γ-Schauer hinnehmen zu müssen. Eine Triggerbedingung, wie sie den in der Einleitung dieses Kapitels angesprochenen Zielen am besten entspricht, ergibt sich aus der Kombination des Nachbartriggers mit einer Einschränkung des Gesichtsfelds. In Abb. 6.13 sind die Nachweisraten in Abhängigkeit von der Triggerschwelle für die Triggerbedingungen 2/271≥ q_0 und 2/127≥ q_0 + *Nachbar* gegenübergestellt. Es ist möglich, die

Triggerschwelle bis auf q_0=14 Photoelektronen zu senken, ohne in den von Zufallskoinzidenzen dominierten Bereich zu gelangen. Die damit zu erwartenden Nachweisraten sind in Tabelle 6.6 auf-

Triggerbedingung	Γ_{ZK} [Hz]	Γ_γ [mHz]	Γ_p [Hz]	Schwellenenergie [TeV]
$2/271 \geq 19$	0.45	$7.11^{+0.31}_{-0.04}$	$6.86^{+0.40}_{-0.02}$	1.20±0.15
$2/127 \geq 14 + Nachbar$	0.30	$10.15^{+0.25}_{-0.06}$	$5.46^{+0.49}_{-0.23}$	0.80±0.05

Tabelle 6.6: *Raten und Schwellenenergie für 2/271≥19 und 2/127≥14+Nachbar*

gelistet. Als Vergleich dienen wiederum die mit der Triggerbedingung 2/271≥19 zu erwartenden Raten. Die Nachweisrate für γ-Schauer läßt sich um 43% steigern und das Verhältnis $\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_p}$ verbessert sich um einen Faktor 1.8. Die Schwellenenergie liegt bei E_{Sch}=0.80±0.05 TeV und ermöglichst somit einen Nachweis bei deutlich niedrigeren Energien.

Die in diesem Abschnitt gemachten Aussagen über den Nachweis von γ-Schauern bezogen sich stets auf den Fall, daß die Schauerachse im wesentlichen parallel zur Teleskopachse liegt. Das ist aber nur dann der Fall, wenn es sich bei der beobachteten Quelle um ein Objekt handelt, das gemäß der Kameraauflösung noch als Punktquelle betrachtet werden kann. Für ausgedehnte Quellen, wie sie zum Beispiel durch die Klasse der Molekülwolken repräsentiert werden, wird sich die Beschränkung des Gesichtsfelds stärker auf die Nachweiswahrscheinlichkeit auswirken. Die Untersuchung dieses Falls wird im nächsten Abschnitt durchgeführt.

6.5 Ausgedehnte Quellen

Bei Punktquellen ist die kombinierte Triggerbedingung $2/M \geq q_0 + Nachbar$ sehr effizient im Nachweis von γ-Schauern. Dieser Abschnitt untersucht, inwieweit sich bei der Beobachtung ausgedehnter Objekte Einschränkungen für die Verwendung dieser Triggerbedingung ergeben.

Für die Simulation ausgedehnter γ-Quellen werden kugelförmige Objekte mit Winkeldurchmessern von 0.7°, 1.0°, 2.0° und 3.0° angenommen. Das Teleskop soll stets auf das Zentrum des Objekts ausgerichtet sein. Zwei Typen von Quellen werden unterschieden:

- *Volumenquellen* emittieren isotrop über das ganze Kugelvolumen. Absorptionsprozesse innerhalb der Quelle werden nicht berücksichtigt (Abb. 6.14.a).
- *Oberflächenquellen* emittieren nur an ihrer Oberfläche mit einer konstanten Emissionsflächendichte (Abb. 6.14.b).

Um diese Quellentypen in der Simulation zu realisieren, wurden γ-Schauer simuliert, die je nach Winkelausdehnung der Quelle mit $\vartheta = 0.35°, 0.5°, 1.0°$ und 1.5° Neigung relativ zur Teleskopachse einfallen. Dazu konnte derselbe Algorithmus (Abschnitt 4.1.5) verwendet werden, der auch bei der Simulation von Proton-Schauern eingesetzt wird (dort allerdings mit noch größeren Neigungswinkeln). In diesem Fall wurde die Herkunftsrichtung der Primärquanten jedoch nicht gleichverteilt über den gesamten Quellenbereich simuliert, sondern mit einer Gewichtung, die gerade auf die Häufigkeitsverteilung aus einer Volumen- bzw. Oberflächen-Quelle führt: Beide Quellentypen erscheinen vom Beobachter her gesehen als flache Scheibe. Die Projektion der Emissionshäufigkeit

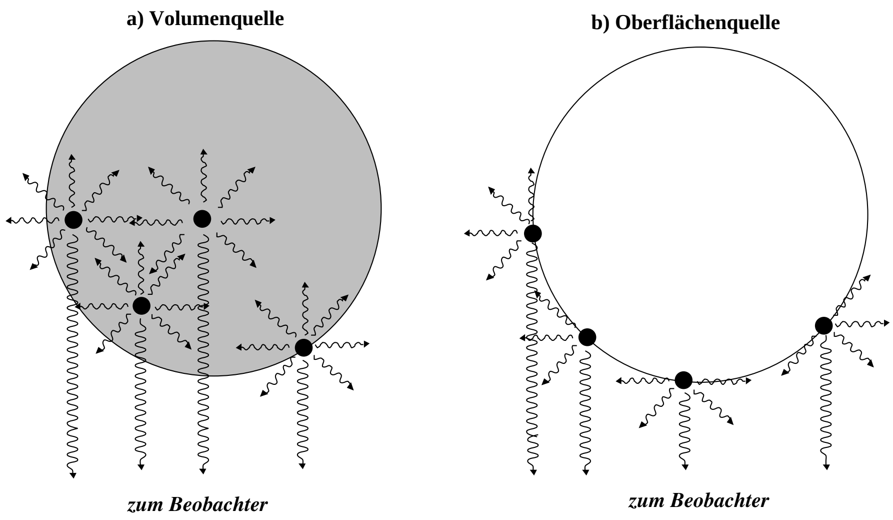

Abbildung 6.14: *Für die Simulation von ausgedehnten Quellen wird zwischen a) Volumenquellen und b) Oberflächenquellen unterschieden*

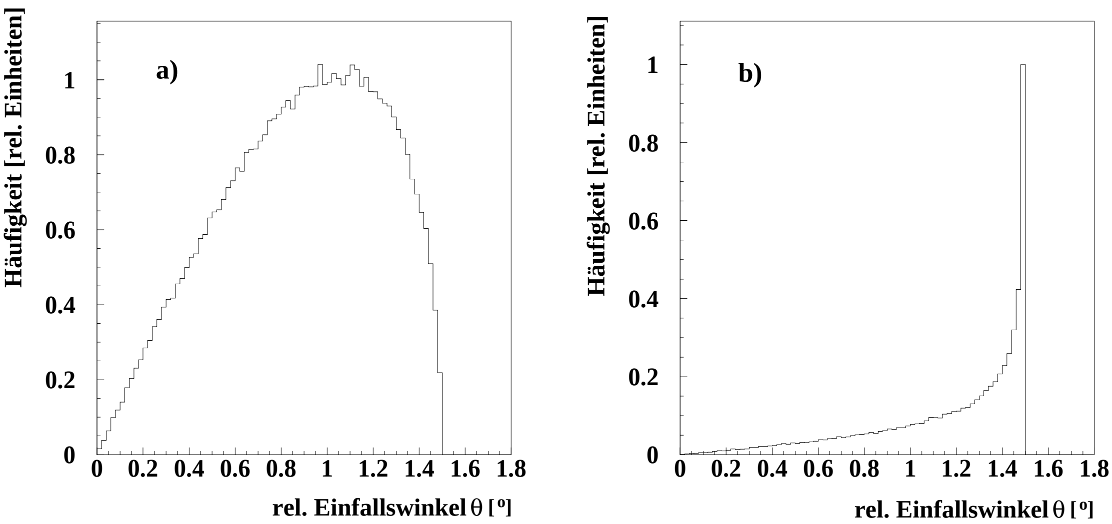

Abbildung 6.15: *Häufigkeitsverteilung der Schaueremission bei a) Volumen- und b) Oberflächenquellen in Abhängigkeit vom Einfallswinkel ϑ der Primärteilchen.*

einer Volumen- bzw. Oberflächenquelle auf diese Scheibe liefert eine radialsymmetrische Verteilung, die nur noch von dem Winkel ϑ abhängt, unter dem die Primärquanten relativ zur Teleskopachse in die Atmoshäre eintreten (Abb. 6.15).

Real existierende Objekte werden durch keinen der hier verwendeten Quellentypen exakt zu beschreiben sein. In grober Näherung werden sie sich aber zwischen diesen Extremfällen bewegen. Damit wird eine grobe Abschätzung der Nachweismöglichkeit von Schauern aus ausgedehnten Quellen, wie sie in diesem Abschnitt vorgenommen wird, möglich.

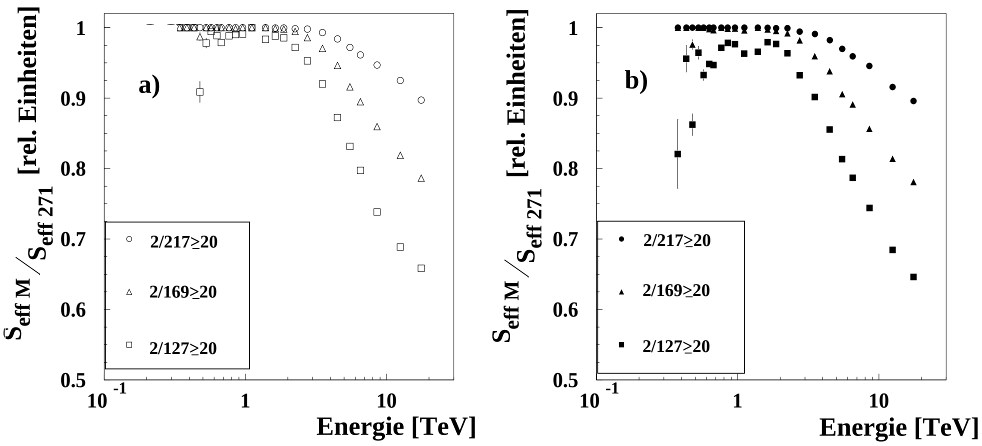

Abbildung 6.16: *Verhältnis der effektiven Flächen bei 2/M ≥20 ($S_{eff\ M}$) und 2/271≥20 ($S_{eff\ 271}$), mit M=217, 169 und 127 für a) eine 1°-Volumenquelle und b) eine 1°-Oberflächenquelle*

In den Abbildungen 6.16 und 6.17 ist gezeigt, welche Verluste sich für die Nachweisflächen bei unterschiedlicher Energie ergeben, wenn für die Triggerentscheidung nur ein eingeschränktes Gesichtsfeld der Kamera ausgenutzt wird. Dazu ist in Abb. 6.16.a und 6.16.b für die Triggerbedingung 2/M≥20 das Verhältnis der effektiven Flächen bei eingeschränktem und vollem Gesichtsfeld $S_{eff\ M}/S_{eff\ 271}$ in Abhängigkeit von der Primärenergie des einfallenden γ-Quants und für einen Winkeldurchmesser der Quelle von 1° aufgetragen. M ist gleich 217, 169 oder 127 gesetzt, entsprechend einem Verzicht auf einen, zwei oder drei äußere Ringe. Die Werte in Abb. 6.16.a beziehen sich auf eine Volumenquelle, die in Abb. 6.16.b auf eine Oberflächenquelle. In Abb. 6.17.a ist das Verhältnis $S_{eff\ 127}/S_{eff\ 271}$ für Volumenquellen mit einem Winkeldurchmesser von 1° und 2° in Abhängigkeit von der Energie aufgetragen. Die analoge Darstellung für Oberflächenquellen ist in Abb. 6.17.b gezeigt.

Im Gegensatz zu Punktquellen hängt der Winkel Ω, unter dem Tscherenkow-Photonen relativ zur Teleskopachse in die Kamera reflektiert werden, nicht nur vom Abstand R des Schauerauftreffpunktes vom Teleskop ab, sondern auch vom Einfallswinkel ϑ des Primärteilchens in die Atmosphäre relativ zur Teleskopachse (Gl. 5.7). Die Wahrscheinlichkeit, daß Tscherenkow-Photonen unter großem Winkel Ω in die Kamera reflektiert werden, wächst mit R und ϑ. Damit wächst auch die Wahrscheinlichkeit, daß ein Schauerbild am Rand der Kamera abgebildet wird und deshalb unvollständig ist, oder daß gar keine Tscherenkow-Photonen mehr in die Kamera reflektiert werden. Deshalb wird die Nachweiswahrscheinlichkeit desto geringer, je kleiner das Gesichtsfeld des Triggers gewählt wird und je größer die Winkelausdehnung der Quelle ist. Der Effekt, daß weit entfernte Schauer durch die Einschränkung des Gesichtsfelds nicht mehr registriert werden können, wirkt sich wegen $S_{eff} \sim R^2$ vor allem bei hohen Energien aus. Dieser Effekt ist auch bei den Punktquellen schon zu beobachten.

Die hohe Akzeptanzrate von γ-Schauern bei der Forderung eines Nachbartriggers wird dagegen

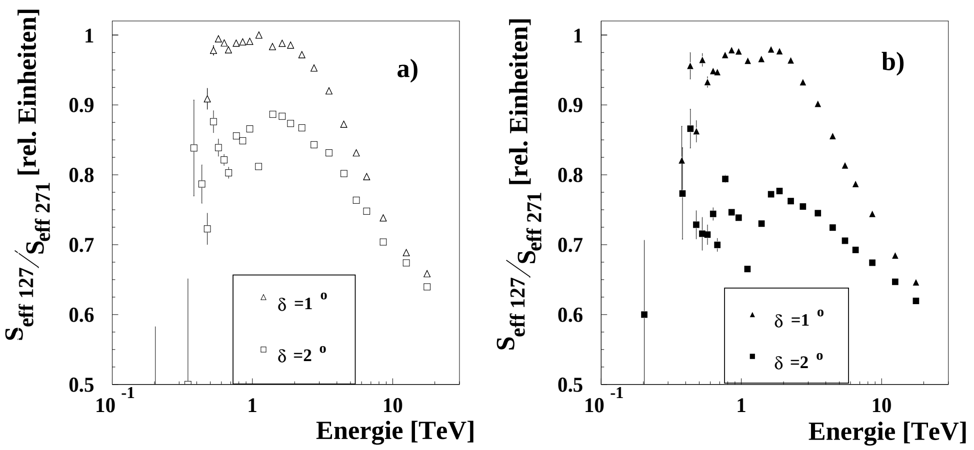

Abbildung 6.17: *Verhältnis der effektiven Flächen bei 2/127*$\geq$ 20 *(*$S_{eff\ 127}$*) und 2/271*$\geq$ 20 *(*$S_{eff\ 271}$*) für a) Volumenquellen, b) Oberflächenquellen mit 1° und 2° Winkeldurchmesser.*

nicht durch die Ausdehnung der Quelle oder die Größe des Triggergesichtsfelds beeinträchtigt. Wie aus Abb. 6.18 ersichtlich ist, liegt das Verhältnis der effektiven Nachweisflächen $S_{eff\ 2/127\geq 20+Nach-bar}/S_{eff\ 2/127\geq 20}$ beim Übergang von der Triggerbedingung $2/127 \geq 20$ auf $2/127 \geq 20 + Nachbar$ stets deutlich oberhalb von 90%. Es sind Oberflächen- und Volumenquellen mit einem Winkeldurchmesser von a) 1.0° und b) 2.0° dargestellt.

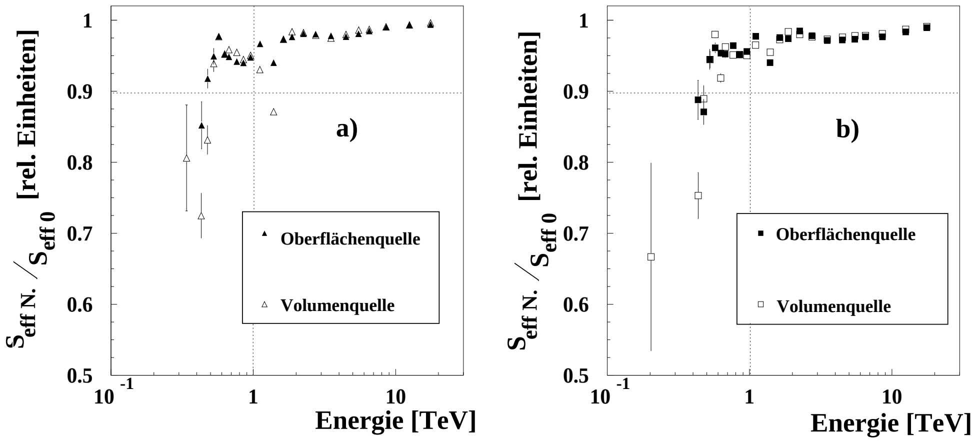

Abbildung 6.18: *Verhältnis der effektiven Flächen bei 2/*$127 \geq 20 + Nachbar$ *(*$S_{eff\ N.}$*) und 2/127*$\geq$ 20 *(*$S_{eff\ 0}$*) für Quellen mit Winkeldurchmessern von a) 1.0° und b) 2.0°; Offene Punkte bezeichnen Volumenquellen, geschlossene Punkte stehen für Oberflächenquellen.*

Der Rückgang der effektiven Nachweisflächen beim Wechsel von der Triggerbedingung $2/271 \geq 20$ auf $2/127 \geq 20 + Nachbar$ ist für Volumen- und Oberflächenquellen mit Winkeldurchmessern von

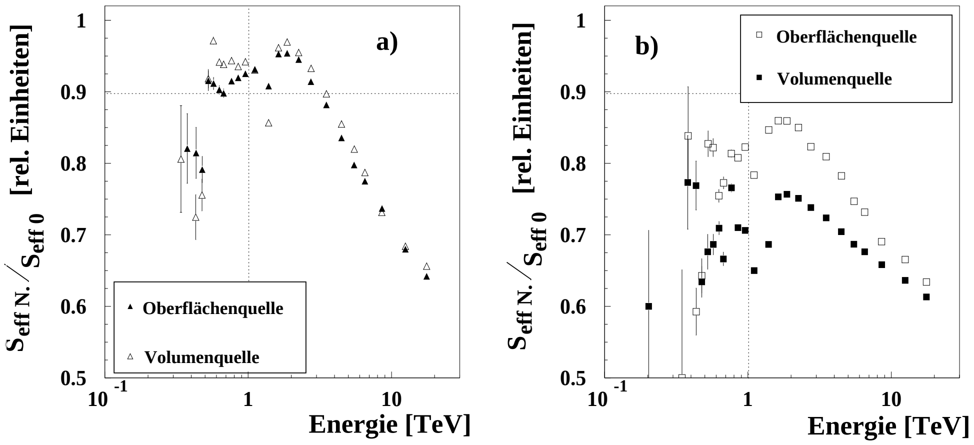

Abbildung 6.19: *Dargestellt ist das Verhältnis der Nachweisflächen bei den Triggerbedingungen 2/127* $\geq 20 +$ *Nachbar* ($S_{eff\ N.}$) *und 2/271*$\geq$ 20 ($S_{eff\ 0}$) *für Volumen- und Oberflächenquellen mit Winkeldurchmessern von a) 1.0° und b) 2.0°.*

a) 1.0° und b) 2.0° in Abb. 6.19 dargestellt. Die wesentlichen Verluste ergeben sich durch die Beschränkung des Gesichtsfelds, vor allem bei großen Primärenergien, während sich die Forderung der Nachbarkoinzidenz vorwiegend bei kleinen Energien bemerkbar macht.
Das Maximum der differentiellen Rate liegt bei den verwendeten Triggerkriterien bei etwa 1.2±0.2 TeV. Gerade in diesem Bereich ist der relative Rückgang der effektiven Nachweisfläche beim Verwenden des strengeren Triggerkriteriums am geringsten.

Die Nachweisraten für γ-Schauer, die sich bei einer Einschränkung des Triggergesichtsfelds und/oder bei der Forderung einer Nachbarkoinzidenz ergeben, sind für Volumen- und Oberflächenquellen mit Winkelausdehnung 0.7°, 1.0°, 2.0° und 3.0° in Tabelle 6.7 gegenübergestellt.
Es zeigt sich, daß für Quellen mit Winkeldurchmessern bis zu 1°, die Verwendung der Triggerbedingung 2/127$\geq$ 20 + *Nachbar* nicht zu einer wesentlich schlechteren γ-Nachweisrate als bei Punktquellen führt. Die mit dieser Triggerbedingung verbundenen Vorteile in Bezug auf die Unterdrückung der Zufallskoinzidenzen und der γ-Hadron-Separation sind bereits aus dem vorigen Abschnitt bekannt. Für weiter ausgedehnte Quellen wird es dagegen sinnvoll sein, die Beschränkung des Gesichtsfelds klein zu halten bzw. ganz darauf zu verzichten. Der Nachbartrigger sollte dagegen auch bei diesen Objekten eingesetzt werden.

Triggerbedingung	Γ_γ [mHz]	Γ_γ [mHz]
	0.7°-Oberflächenquelle	0.7°- Volumenquelle
$2/271 \geq 20$	$6.05^{+0.30}_{-0.04}$	$6.08^{+0.30}_{-0.04}$
$2/271 \geq 20 + Nachbar$	$5.81^{+0.29}_{-0.04}$	$5.84^{+0.30}_{-0.04}$
$2/217 \geq 20 + Nachbar$	$5.74^{+0.27}_{-0.04}$	$5.76^{+0.27}_{-0.04}$
$2/169 \geq 20 + Nachbar$	$5.61^{+0.24}_{-0.04}$	$5.63^{+0.24}_{-0.04}$
$2/127 \geq 20 + Nachbar$	$5.40^{+0.21}_{-0.04}$	$5.43^{+0.21}_{-0.04}$
	1.0°-Oberflächenquelle	1.0°- Volumenquelle
$2/271 \geq 20$	$6.04^{+0.27}_{-0.04}$	$6.14^{+0.30}_{-0.04}$
$2/271 \geq 20 + Nachbar$	$5.82^{+0.29}_{-0.04}$	$5.85^{+0.30}_{-0.04}$
$2/217 \geq 20 + Nachbar$	$5.74^{+0.27}_{-0.04}$	$5.76^{+0.27}_{-0.04}$
$2/169 \geq 20 + Nachbar$	$5.59^{+0.24}_{-0.04}$	$5.63^{+0.24}_{-0.04}$
$2/127 \geq 20 + Nachbar$	$5.31^{+0.21}_{-0.04}$	$5.41^{+0.21}_{-0.04}$
	2.0°-Oberflächenquelle	2.0°- Volumenquelle
$2/271 \geq 20$	$5.92^{+0.28}_{-0.04}$	$5.98^{+0.28}_{-0.03}$
$2/271 \geq 20 + Nachbar$	$5.69^{+0.27}_{-0.04}$	$5.75^{+0.28}_{-0.03}$
$2/217 \geq 20 + Nachbar$	$5.48^{+0.25}_{-0.04}$	$5.62^{+0.25}_{-0.03}$
$2/169 \geq 20 + Nachbar$	$4.93^{+0.22}_{-0.04}$	$5.32^{+0.23}_{-0.03}$
$2/127 \geq 20 + Nachbar$	$4.19^{+0.19}_{-0.04}$	$4.76^{+0.20}_{-0.04}$
	3.0°-Oberflächenquelle	3.0°- Volumenquelle
$2/271 \geq 20$	$5.21^{+0.25}_{-0.04}$	$5.76^{+0.27}_{-0.04}$
$2/271 \geq 20 + Nachbar$	$5.04^{+0.25}_{-0.04}$	$5.53^{+0.26}_{-0.04}$
$2/217 \geq 20 + Nachbar$	$4.44^{+0.22}_{-0.04}$	$5.19^{+0.24}_{-0.04}$
$2/169 \geq 20 + Nachbar$	$3.81^{+0.19}_{-0.04}$	$4.66^{+0.21}_{-0.04}$
$2/127 \geq 20 + Nachbar$	$3.15^{+0.16}_{-0.04}$	$4.02^{+0.18}_{-0.04}$

Tabelle 6.7: *γ-Raten für verschiedene Triggerbedingungen und für Oberflächen- bzw. Volumenquellen mit Winkeldurchmessern von 0.7°, 1.0°, 2.0° und 3.0°.*

6.6 Zusammenfassende Gegenüberstellung der Ergebnisse

In Abb. 6.20 und Tabelle 6.8 sind noch einmal die wesentlichen Resultate dieses Kapitels zusammengefaßt. Wenn das Teleskop in einem Bereich betrieben werden soll, in dem die Gesamtrate nicht mehr von den Zufallskoinzidenzen abhängt, dann dürfen bei der Triggerbedingung $2/271 \geq q_0$, $3/271 \geq q_0$, $2/271 \geq q_0 + Nachbar$ bzw. $2/127 \geq q_0 + Nachbar$ die Triggerschwellen q_0=19, 12, 15 bzw. 14 nicht unterschritten werden (vgl. Abb. 6.20). Für diese minimal möglichen Triggerschwellen ergeben sich die in Tabelle 6.8 aufgeführten Gesamtraten und Schwellenenergien. Es zeigt sich, daß sich durch Verwendung des Nachbartriggers zusammen mit einer Einschränkung des Gesichtsfelds um drei volle Kameraringe die Nachweisrate von γ-Schauern um 43% gegenüber der Ausgangsbedingung $2/271 \geq 20$ steigern läßt. Gleichzeitig ist es möglich, Schauer schon ab Primärenergien von 0.80±0.05 TeV zu erfassen. Schließlich gelingt es, das Verhältnis nachgewiesene γ-Schauer zu nachgewiesene Protonschauer $\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_p}$ um einen Faktor ≈1.8 zu verbessern, was eine deutliche Entlastung für die anschließende Softwareanalyse bedeutet.

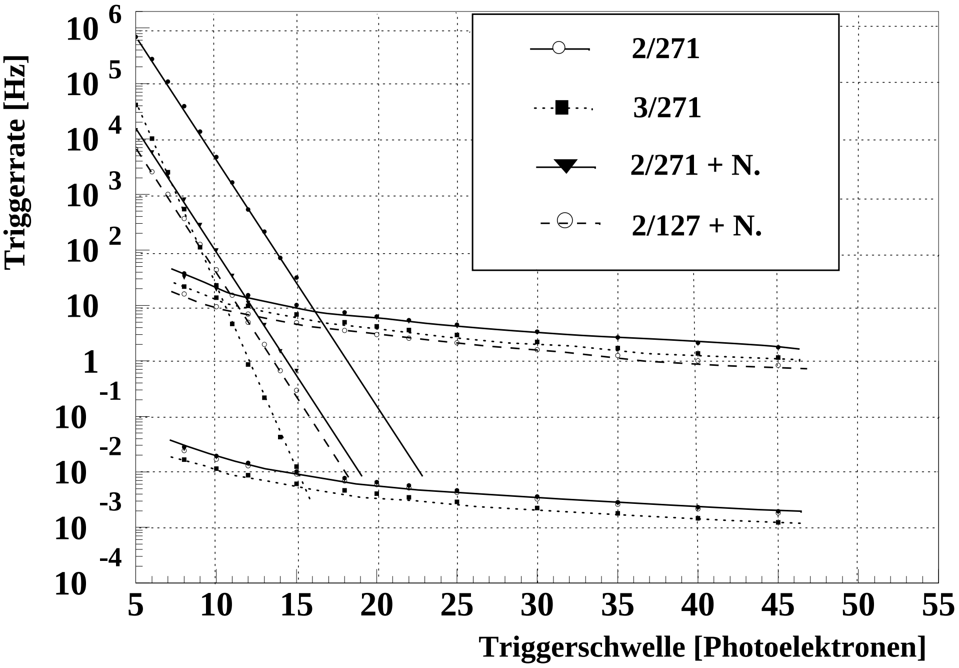

Abbildung 6.20: *Vergleich der mit den Triggerbedingungen 2/271$\geq q_0$, 3/271$\geq q_0$, 2/271$\geq q_0$+Nachbar und 2/127$\geq q_0$ + Nachbar zu erwartenden Raten*

Triggerbedingung	Γ_{ZK} [Hz]	Γ_γ [mHz]	Γ_p [Hz]	Schwellenenergie [TeV]
2/271$\geq$ 19	0.45	$7.11^{+0.31}_{-0.04}$	$6.86^{+0.40}_{-0.02}$	1.20±0.15
3/271$\geq$ 12	0.87	$8.67^{+0.34}_{-0.05}$	$9.91^{+0.69}_{-0.24}$	1.00±0.10
2/271$\geq$ 15+Nachbar	0.65	$9.74^{+0.34}_{-0.05}$	$9.60^{+0.65}_{-0.23}$	0.85±0.10
2/127$\geq 14 + Nachbar$	0.30	$10.15^{+0.25}_{-0.06}$	$5.46^{+0.49}_{-0.23}$	0.80±0.05

Tabelle 6.8: *Zusammenfassung der mit den Triggerbedingungen 2/271$\geq$ 19, 3/271$\geq$ 12, 2/271$\geq$ 15 + Nachbar und 2/127$\geq$ 14 + Nachbar zu erwartenden Raten und Schwellenenergien*

Schauer die mit Zenitwinkeln $\zeta \neq 0$ in die Atmosphäre eintreten, erreichen ihr Emissionsmaximum in größerer Höhe als vertikal einfallende Schauer der gleichen Energie, so daß die Tscherenkow-Photonen unter kleineren Winkeln emittiert werden. Daher werden diese Schauer in der Kamera ein kompakteres Bild entwerfen, als die in diesem Kapitel behandelten vertikalen Schauer. Solche kompakteren Bilder werden noch besser in der Lage sein, die Nachbartriggerbedingung zu erfüllen.

Kapitel 7

Die Bestimmung der Einzeltriggerrate

Die Wahrscheinlichkeit, mit der durch Zufallskoinzidenzen ein Teleskop-Trigger-Signal ausgelöst wird, hängt nach Gl. 6.6 ganz entscheidend von der Rate Γ_s ab, mit der ein einzelner Photomultiplier-Kanal ein Einzeltriggersignal sendet. Die experimentelle Bestimmung dieser Einzeltriggerrate soll in diesem Kapitel beschrieben werden. Dazu wird der Einfluß untersucht, den die Intensität des Nachthimmellichtes, die Triggerschwelle, die Signalbreite und schließlich die Spannung, mit der die Photomultiplier betrieben werden, auf die Einzeltriggerrate Γ_s nehmen.

Durch unkorreliert in die Kamera einfallendes Nachthimmelslicht werden mit einer mittleren Rate $\overline{\Gamma}_{PK}$=(3.6±0.8)·10^7 Hz Photoelektronen an der Kathode eines Photomultipliers erzeugt (Gl. 6.2). Zwei Effekte können dazu führen, daß durch solche unkorrelierten Ereignisse ein echtes Schauersignal vorgetäuscht wird, bei dem $q_0 \gg 1$ Photoelektronen abgelöst werden:

- Fluktuationen in der Verstärkung eines einzelnen Photoelektrons innerhalb des Photomultipliers
- zeitliches Überlappen von mehreren Signalen, die jeweils $q_0 \approx 1$ Photoelektronen ablösen

Fluktuationen im Photomultiplier sind theoretisch schwer zugänglich, da durch die Hintereinanderschaltung von Verstärkungsprozessen an den einzelnen Dynoden eine sehr komplexe Abhängigkeit entsteht. Dieser Punkt wird im Abschnitt 7.1.2 näher behandelt.

Eine grobe Abschätzung der für den zweiten Punkt zu erwartenden Rate kann dagegen leicht gegeben werden:
Die Form des vorverstärkten Signals soll in grober Näherung als Rechteckimpuls betrachtet werden. Die Breite dieses Rechtecks wird mit τ bezeichnet und soll der Halbwertsbreite eines realen Signals entsprechen. Wenn innerhalb der Zeitspanne τ mindestens q_0 Photoelektronen gleichzeitig an der Photokathode emittiert werden, wird der auf eine Triggerschwelle q_0 eingestellte Diskriminator ein Triggersignal senden.
Die mittlere Rate, mit der Photoelektronen an der Kathode des Photomultipliers emittiert werden, soll mit $\overline{\Gamma}_{PK}$ bezeichnet werden. Im Zeitintervall τ werden im Mittel

$$\overline{n} = \overline{\Gamma}_{PK} \cdot \tau \tag{7.1}$$

Photoelektronen emittiert. Wenn ein Photoelektron emittiert wurde, folgen also innerhalb der Zeitspanne τ im Mittel noch $\overline{n}$ weitere nach. Die Schwankungen um diesen Mittelwert werden durch die Poisson-Statistik beschrieben. Die Wahrscheinlichkeit $p_{emm}(m)$, daß auf ein erstes Photoelektron, das von der Photokathode abgelöst wird, noch genau m weitere folgen, ist daher gegeben durch

$$p_{emm}(m) = \frac{\overline{n}^m \cdot e^{-\overline{n}}}{m!} \tag{7.2}$$

Um eine Triggerschwelle von q_0 Photoelektronen zu erreichen, müssen auf ein emittiertes Photoelektron innerhalb der Zeitspanne τ noch mindestens $m = q_0 - 1$ weitere Einzelelektronensignale folgen. Die Wahrscheinlichkeit p_{q_0} dafür berechnet sich mit $\overline{n} \ll 1$ als

$$p_{q_0} = \sum_{m=q_0-1}^{\infty} p_{emm}(m) \approx \frac{\overline{n}^{q_0-1}}{(q_0-1)!} \tag{7.3}$$

Einzelne Photoelektronen werden mit der mittleren Rate $\overline{\Gamma}_{PK}$ emittiert. Für eine Triggerschwelle q_0 ergibt sich dann eine zu erwartende Einzeltriggerrate Γ_s von

$$\Gamma_s \approx \overline{\Gamma}_{PK} \cdot \frac{\overline{n}^{q_0-1}}{(q_0-1)!} = \overline{\Gamma}_{PK}^{q_0} \cdot \frac{\tau^{q_0-1}}{(q_0-1)!} \tag{7.4}$$

nur aufgrund der zufälligen Überlagerung unkorrelierter Einzelereignisse. Die Annäherung der Signalform durch einen Rechteckpuls ist sehr grob. Wegen des flacheren Anstiegs der tatsächlichen Signalform (s. Abb. 7.7) werden sich die Einzelsignale nicht so leicht aufaddieren. Die in Gl. 7.4 berechnete Rate Γ_s stellt einen oberen Grenzwert dar.

7.1 Messung

7.1.1 Der Aufbau der Messung

Der experimentelle Aufbau zur Bestimmung der Einzeltriggerrate Γ_s ist in Abb. 7.1 skizziert. Die Anordnung der Elektronikbausteine ist so gewählt, daß sie der tatsächlichen Konfiguration im Teleskop entspricht. Um vom unregelmäßigen Streulicht der Umgebung unabhängig zu sein, ist der

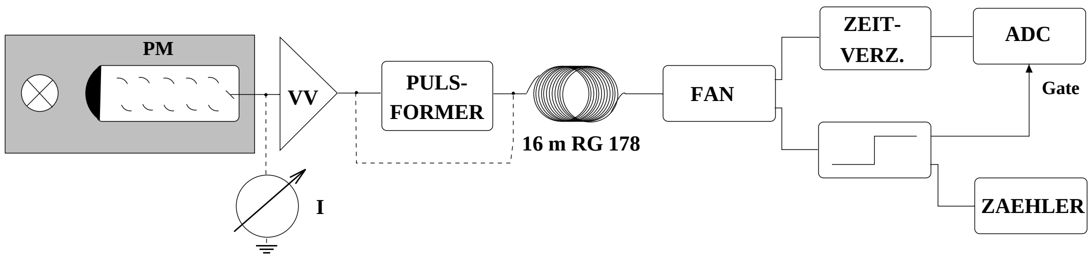

Abbildung 7.1: *Skizziert ist der experimentelle Aufbau zur Bestimmng der Einzeltriggerrate Γ_s. Photomultiplier und Lampe sind in einer lichtdichten Kiste untergebracht.*

Thorn-EMI 9083-Photomultiplier in einer gegen Außenlicht abgedichteten und innen schwarz ausgeschlagenen Kiste untergebracht. Das Anodensignal und die Hochspannungsversorgung werden

über lichtdichte SHV-Durchführungen eingebracht. Für die kontrollierte Simulation des Hintergrundlichts des Nachthimmels befindet sich in der Kiste eine Glühlampe, die über ein außerhalb befindliches Netzgerät regelbar ist. Das Anodensignal des Photomultipliers wird von einem schnellen *LeCroy 612 AM* Vorverstärker verstärkt, wodurch sich die Halbwertsbreite des Signals auf etwa 4.0±0.3 ns erhöht. Um den Einfluß verschiedener Signalbreiten auf die Einzeltriggerrate zu untersuchen, kann optional ein *Canberra Timing Filter Amplifier F 2111* nachgeschaltet werden, der das vorverstärkte Signal zusätzlich verbreitert (Pulsformer). Damit wird ein Vorverstärker simuliert, der eine größere Signalbreite verursacht, als der verwendete Typ. Das vorverstärkte Signal wird durch ein 16 m langes RG 178-Kabel geleitet; das entspricht etwa 60% der Kabellänge[1] bei der Signalführung im Teleskop von der Kamera bis zur Elektronikeinheit. Durch die Dämpfung im Kabel wird das Signal verbreitert und in der Amplitude geschwächt. Nach dem Durchlaufen des Kabels wird das Signal durch ein lineares FAN-IN-FAN-OUT Element (*LeCroy 428 F*) aufgespalten. Ein Zweig führt über ein Verzögerungskabel zu einem ladungsempfindlichen *LeCroy 2249A*-ADC, der andere zu einem *LeCroy 821*-Diskriminator. An diesem Diskriminator wird die Triggerschwelle eingestellt. Wird diese Schwelle von der Signalamplitude überschritten, gibt der Diskriminator ein genormtes GATE-Signal mit 30 ns Breite an einen *CAEN N 145*-Zähler und an den ADC. Der Zähler addiert die Anzahl dieser Signale innerhalb einer fest einstellbaren Zeitspanne auf und liefert somit die Triggerrate. Der ladungsempfindliche ADC integriert das an seinem Eingang anliegende Signal, solange das Gate vom Diskriminator anliegt. Über die Zeitverzögerung im ADC-Zweig wird die Verarbeitungszeit des Diskriminators ausgeglichen, so daß Gate und Signal gleichzeitig am ADC anliegen. Mit dem ADC kann das Pulshöhenspektrum der getriggerten Signale aufgenommen werden.
Der Anodenstrom des Photomultipliers kann mit dem Picoamperemeter *Philips PM 2525* direkt gemessen werden.

7.1.2 Die Signalverstärkung durch den Photomultiplier

In der Kamera werden Photomutiplier des Typs *Thorn-EMI 9083* eingesetzt. Die Kathode dieser Photomultiplier ist im Spektralbereich von 300-600 nm am empfindlichsten und ist damit hervorragend an die spektrale Verteilung des Tscherenkowlichts aus Luftschauern angepasst (vgl. Abb. 2.13). Der Durchmesser der Photokathode beträgt 15 mm, wovon nur die inneren 14 mm genutzt werden, um Inhomogenitäten am Rand auszuschließen.
Die Verstärkung des Primärsignals von der Photokathode erfolgt bei den Thorn-EMI 9083-Photomultipliern normalerweise über 10 Dynoden, die in einem linearen Schema angeordnet sind. Bei den in der Kamera eingesetzten Photomultipliern wird jedoch auf die letzten beiden Verstärkungsstufen verzichtet, indem die 9. und die 10. Dynode zusammen mit der Anode auf ein gemeinsames Potential gesetzt werden (Abb. 7.2). Die Verstärkung erfolgt somit nur über 8 Dynoden, während die 9. Dynode bereits als Anode wirkt. Dadurch wird es möglich, bei derselben Betriebsspannung der Röhren, stärkere Felder zwischen den einzelnen Dynoden und vor allem zwischen der Photokathode und der ersten Dynode zu erhalten, wodurch eine bessere Fokusierung der ausgelösten Elektronen auf die jeweils folgende Dynode erreicht wird.

Ein auf die Kathode treffendes Photon kann ein einzelnes Photoelektron auslösen, das dann in der Röhre einen sich von Dynode zu Dynode kaskadenförmig entwickelnden Vervielfältigungsprozess verursacht. Das Auftreffen dieser Elektronenlawine erzeugt an der Anode schließlich einen Ladungs-

[1] Ursprünglich war eine Kabellänge von 16 m für das Teleskop geplant. Konstruktive Erfordernisse haben eine Verlängerung auf etwa 25 m nötig gemacht.

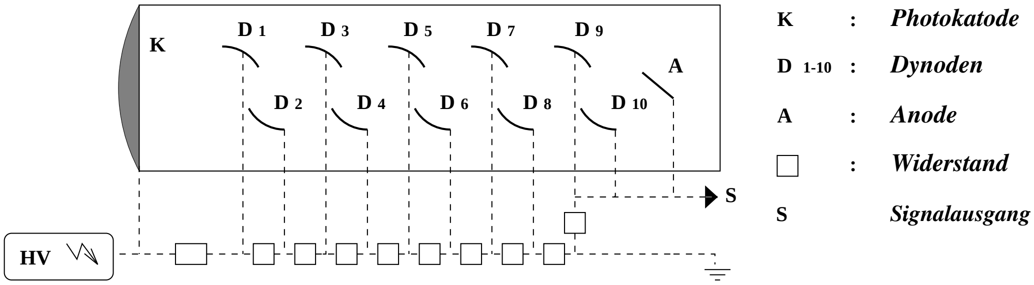

Abbildung 7.2: *Beschaltung der Photomultiplier*

impuls. Die Auslösung von Sekundärelektronen an einer Einzeldynode ist ein statistischer Prozess, der näherungsweise durch die Poisson-Statistik beschrieben werden kann. Die Amplitudenverteilung der Anodensignale kann daher in grober Näherung durch eine Faltung von Poissonverteilungen erklärt werden. Abb. 7.3 zeigt die charakteristische Verteilung, die entsteht, wenn stets nur einzelne Photonen auf die Photokathode auftreffen.

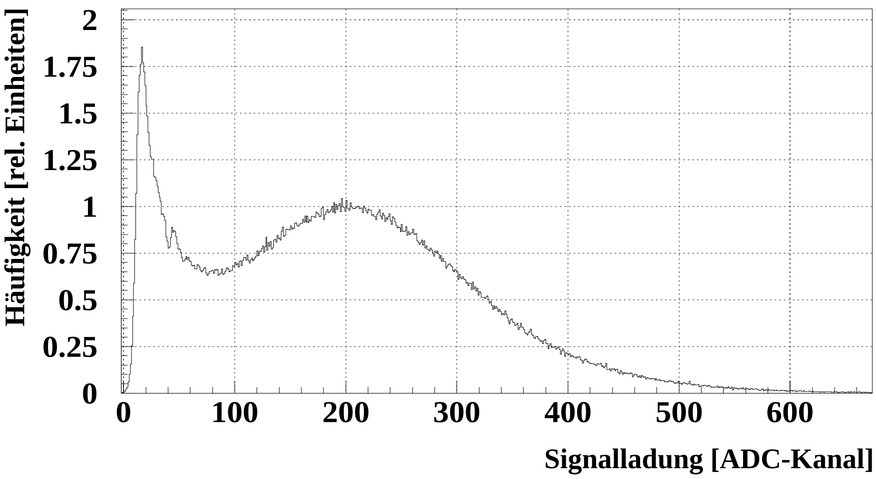

Abbildung 7.3: *Einzelelektronenspektrum für Thorn-EMI 9083 Nr.103: Aufgetragen ist die relative Häufigkeit, mit der Einzelelektronen-Signale in den verschiedenen ADC-Kanälen registriert werden.*

Dieses Spektrum wurde mit der oben beschriebenen Messanordnung aufgezeichnet, wobei die Diskriminatorschwelle so niedrig eingestellt wurde, daß die meisten Signale, die auf elektronisches Untergrundsrauschen zurückzuführen sind, verworfen wurden. Aufgetragen ist die Häufigkeit, mit der an der Anode eine bestimmte Gesamtladung, normiert in ADC-Kanälen, registriert wurde. Die Stromstärke in der Glühlampe wurde dabei so schwach eingestellt, daß der immer vorhandene Dunkelstrom an der Anode des Photomultipliers um einen Faktor 3 übertroffen wurde. Das entspricht einer Emission von im Mittel ≈0.001 Photoelektronen innerhalb der 30 ns Gatebreite, während der im ADC die Ladung des anliegenden Signals integriert wurde. Damit ist einerseits sichergestellt, daß nur einzelne, unkorrelierte Photonen auf die Photokathode aufgetroffen sind, andererseits bleibt gewährleistet, daß die meisten Photonen von der kontrollierbaren Lichtquelle und nicht von unbekannten Hintergrundereignissen stammen. Da an der Photokathode im Mittel nur jeweils ein Photoelektron pro Signal ausgelöst wird, bezeichnet man solch ein Spektrum als *Einzelelektronenspektrum*. Es eignet sich hervorragend zur Bestimmung des Verstärkungsfaktors des Photomultipliers.

Die Ladungsempfindlichkeit des verwendeten ADCs beträgt 0.25 pC pro Kanal. Da primär nur ein einzelnes Photoelektron vorhanden war, berechnet sich die Verstärkungsfaktor G_{PM} des Photomultipliers nach

$$G_{PM} = \frac{k \cdot 0.25\ pC}{G_{VV} \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} C} \tag{7.5}$$

wenn das Signal in Kanal k des ADCs registriert wurde und G_{VV} den bekannten Verstärkungsfaktor durch den Vorverstärker bezeichnet. Die *wahrscheinlichste Verstärkung* des Photomultipliers ist über die Lage des sogenannten *Eineelektronenpeaks* zu ermitteln. Er liegt in Abb. 7.3 bei ADC-Kanal k_0=202±20. Bei dem verwendeten Vorverstärkungsfaktor von G_{VV}=30 entspricht das einer wahrscheinlichsten Signalverstärkung durch den Photomultiplier von $\hat{G}_{PM} = (1.1 \pm 0.1) \cdot 10^7$.
Um die *mittlere Verstärkung* des Photomultipliers zu berechnen, muß über alle Kanäle gemittelt werden:

$$\overline{G}_{PM} = \frac{\Sigma_i n(i) \cdot G_{PM}(i)}{\Sigma_i n(i)} \tag{7.6}$$

Dabei bezeichnet n die Anzahl der Signale, die im i. ADC-Kanal registriert wurden. Bei der großen Anzahl von Signalen mit sehr kleinen Verstärkungen handelt es wahrscheinlich zu einem großen Teil um Ereignisse, bei denen das an der Photokathode ausgelöste Elektron entweder die erste Dynode verfehlt hat, oder an dieser elastisch zurückgestreut wurde. Da dieser Dynode ein Verstärkungsfaktor von etwa $\sqrt[8]{\overline{G}_{PM}}$ zukommt, besitzen die zugehörigen Anodensignale eine sehr kleine Amplitude. Allerdings ist den Signalen bei sehr kleinen ADC-Kanälen noch ein restliches Elektronik-Rauschen überlagert. Die scheinbare Lücke im Spektrum unterhalb des ADC-Kanals 15 ergibt sich durch die endliche Diskriminatorschwelle. Die fehlende (Schwelle) bzw. unsichere (Rauschen) Information über die tatsächliche Häufigkeitsverteilung bei kleinen ADC-Kanälen des Spektrums belastet die Bestimmung der mittleren Verstärkung $\overline{G}_{PM}$ mit einer Unsicherheit, die je nach verwendetem Photomultiplier[2] bis zu 30% betragen kann. Um gut reproduzierbare Ergebnisse zu erhalten, soll im folgenden stets die leicht zu ermittelnde wahrscheinlichste Verstärkung $\hat{G}_{PM}$ als die Gesamtverstärkung des Photomultipliers angenommen werden. Für den Photomultiplier Nr. 148, der hauptsächlich für die Untersuchungen verwendet wird, ist die wahrscheinlichste Verstärkung $\hat{G}_{PM}$ etwa 10% größer als die mittlere Verstärkung $\overline{G}_{PM}$. Ungefähr 10% ergeben sich auch für die Abschätzung der Unsicherheit bei der Bestimmung der mittleren Verstärkung dieses Photomultipliers. Um die in Abschnitt 3.2.3 eingeführte Nomenklatur zu wahren, ist es sinnvoll, die Gesamtladung des Signals nicht in Coulomb oder ADC-Kanälen, sondern in einem Photoelektronenäquivalent auszudrücken. Ein einzelnes an der Kathode des Photomultipliers ausgelöstes Photoelektron wird am wahrscheinlichsten um einen Faktor $\hat{G}_{PM}$ verstärkt. Das verstärkte Signal wird dann im ADC-Kanal k_0 registriert. Damit läßt sich die ADC-Skala in Photoelektronen umeichen: Dem Kanal k

[2]Es ist auch innerhalb derselben Fertigungsserie nicht möglich, Photomultiplier mit genau gleichen Charakteristika herzustellen. Für detaillierte Untersuchungen muß daher jedes Exemplar als Einzelstück betrachtet werden.

entspechen

$$n = \frac{k}{k_0} \text{ Photoelektronen.} \tag{7.7}$$

Die Gesamtverstärkung des Photomultipliers steigt bei der Erhöhung der angelegten Hochspannung. Die Form des Einzelelektronenspektrums und insbesondere die Lage des Einelektronenpeaks ist daher abhängig von der Betriebsspannung der Röhre. Diese Abhängigkeit ist, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, nicht linear. Die Eichung der ADC-Skala muß daher für jeden Wert der angelegten Hochspannung getrennt durchgeführt werden.

Durch die am Anfang dieses Kapitels beschriebenen Effekte können Fluktuationen auftreten, die dazu führen, daß einige Signale Ladungswerte von 10 und mehr Photoelektronen erreichen. Solche Signale täuschen dann ein Ereignis vor, bei dem an der Photokathode die entsprechende hohe Anzahl von Photoelektronen ausgelöst wurde. In Abb. 7.9.b sind zwei mit dem bereits beschriebenen Messaufbau bei 1200 V bzw. 1320 V aufgenommene Einzelelekronenspektren in logarithmischer Auftragung und mit in Photoelektronen geeichter Skala dargestellt. Die Häufigkeit der Signale nimmt, wenn man zu höheren Abszissenwerten übergeht, nach dem Einelektronenpeak zunächst sehr schnell ab, geht dann aber in einen deutlich schwächer abfallenden Verlauf über. Die anfänglich starke Abnahme läßt sich noch gut durch eine einfache Poissonverteilung beschreiben. Die Fluktuationen, die zu dem schwächeren Abfall führen, lassen sich mit diesem Modell nicht mehr erklären, da in diesem Bereich zunehmend die oben erwähnte Überlagerung von Einzeleffekten an den verschiedenen Dynoden in Erscheinung tritt. Die Poissonstatistik sagt Häufigkeiten voraus, die einige Größenordnungen unter den tatsächlich registrierten liegen. Gerade die Signale im Bereich von 10 und mehr Photoelektronen sind für die Triggerung des Teleskops von Bedeutung. Im folgenden werden Signale in diesem Bereich untersucht.

7.1.3 Die Eichung des Diskriminators

Das Spektrum in Abb. 7.3 wurde mit einer minimalen Diskriminatorschwelle aufgenommen, so daß alle Signale mit $\geq$1 Photoelektron sowohl vom ADC als auch vom Zähler registriert werden konnten. Sollen dagegen nur Signale mit q_0 Photoelektronen erfaßt werden, muß die Diskriminatorschwelle angehoben werden. Aus dem Einzelelektronenspektrum läßt sich ermitteln (Gl. 7.7), welcher ADC-Kanal q_0 Photoelektronen entspricht. Wird die Diskriminatorschwelle so eingestellt, daß im ADC-Spektrum nur noch Signale registriert werden, die in diesem Kanal oder einem höheren liegen, ist sichergestellt, daß der Zähler nur Signale erfaßt, welche die Diskriminatorschwelle q_0 erreichen. Die Abhängigkeit der Einzelrate von der Triggerschwelle q_0 kann so bestimmt werden. Abb. 7.4 zeigt das ADC Spektrum bei der Eichung des Diskriminators auf q_0=1 Photoelektron.
Die tatsächliche Schwellenspannung V_{SCHW}, bei welcher der Diskriminator triggert, kann mit einem Messgerät am Testausgang des Diskriminatormoduls abgefragt werden. Diese Schwellenspannung V_{SCHW} ist der einzustellenden Triggerschwelle direkt proportional: $V_{SCHW} \sim q_0$. Damit genügt es, die Eichung nur für einen Wert von q_0 durchzuführen und die Einstellung anderer Triggerschwellen mit Hilfe der leicht messbaren Schwellenspannung durchzuführen.
Der Photomultiplier soll mit einer Spannung von etwa 900 V betrieben werden. Die Bestimmung des Einzelelektronenspektrums bei Betriebsspannungen unter 1100 V ist aber praktisch nicht durchführbar. Bei diesen Spannungen ist die absolute Verstärkung noch nicht groß genug, daß sich die Lage des Einelektronenpeaks deutlich aus dem Rauschen der Elektronik abhebt. Damit ist es bei diesen Spannungen unmöglich, auf direktem Weg die Gesamtverstärkung zu bestimmen, oder eine Eichung der ADC-Skala bzw. des Diskriminators durchzuführen. Es besteht allerdings

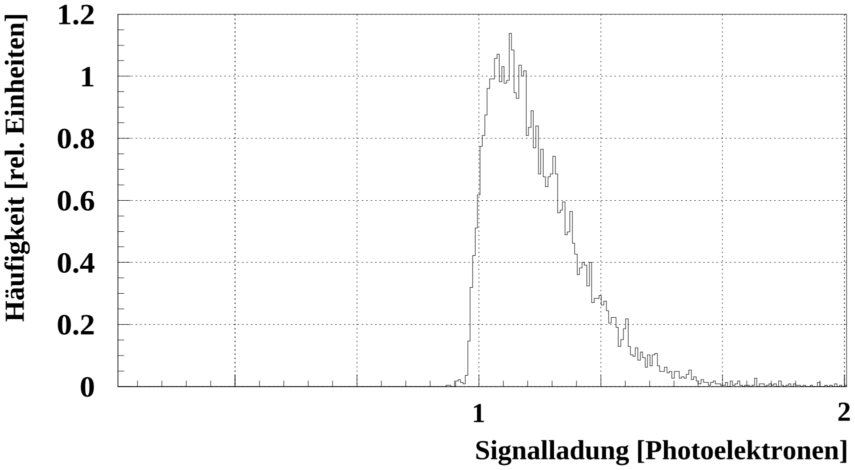

Abbildung 7.4: *ADC-Spektrum bei der Eichung des Diskriminators auf eine Triggerschwelle von $q_0 = 1$ Photoelektron*

ein linearer Zusammenhang zwischen Gesamtverstärkung $\hat{G}_{PM}$ und der Lage des Einzelelektronenpeaks im ADC-Spektrum (vgl. Gl. 7.5). Wenn die Gesamtverstärkung bei einer Betriebsspannung, die ein deutliches Einzelelektronenspektrum liefert, bestimmt wird und die relative Abhängigkeit der Gesamtverstärkung von der Betriebspannung bekannt ist, läßt sich das ADC-Spektrum auch für angelegte Spannungen unter 1100 V eichen. Der Zusammenhang zwischen Gesamtverstärkung $\hat{G}_{PM}$ und Spannung U läßt sich durch Aufnahme der $I_A - U$ Kennlinie des Photomultipliers bestimmen, denn für den Anodenstrom I_A gilt

$$I_A = \overline{\Gamma}_{PK} \cdot e \cdot \overline{G}_{PM} = \overline{\Gamma}_{PK} \cdot e \cdot \kappa \cdot \hat{G}_{PM} \qquad \kappa = \frac{\hat{\Gamma}_{PK}}{\overline{\Gamma}_{PK}} \tag{7.8}$$

wobei $\overline{\Gamma}_{PK}$ die mittlere Rate bezeichnet, mit der einzelne Photoelektronen aus der Kathode des Photomultipliers abgelöst werden. Der absolute Wert von I_A ist für die Messung nicht von Belang, solange der für den Photomultiplier maximal zulässige Wert von $I_A = 10\mu A$ nicht überstiegen wird. Für den Photomultiplier Nr. 148 zeigt Abb. 7.5 die $I_A - U$ Kennlinie. Wenn also bei einer Betriebsspannung dieses Photomultipliers von 1200 V der Einelektronenpeak im ADC-Kanal $k_0 = 67 \pm 3$ liegt und die Gesamtverstärkung $\hat{G}_{PM} = (3.5 \pm 0.2) \cdot 10^6$ beträgt (typische Werte bei PM Nr.148), dann wird der Peak bei einer Betriebsspannung von 900 V wegen

$$\frac{I'_A(900\ V)}{I_A(1200\ V)} = \frac{\hat{G}'_{PM}}{\hat{G}_{PM}} = 0.165 \pm 0.002 \tag{7.9}$$

(Abb. 7.5) im ADC-Kanal $k'_0 = k_0 \cdot (0.165 \pm 0.002) = 11 \pm 0.1$ liegen. Mit dieser Angabe ist es möglich, die ADC-Skala und den Diskriminator in Photoelektronen zu eichen.
Es bleibt zu erwähnen, daß die Bestimmung der Lage des Einelektronenpeaks im ADC-Spektrum mit einer Unsicherheit von ca. 5-8% behaftet ist. Diese Unsicherheit überträgt sich auf die Diskriminatoreichung, so daß beispielsweise eine Triggerschwelle q_0=20 Photoelektronen nur auf $\pm$1-2 Photoelektronen genau sein kann!

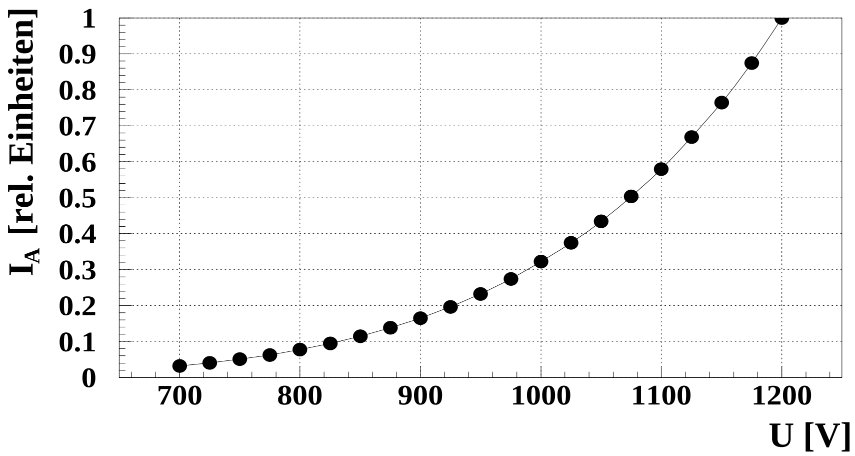

Abbildung 7.5: *$I_A - U$ Kennlinie des Photomultipliers Nr. 148, Stromwerte in relativer Darstellung*

7.2 Diskussion der Ergebnisse

7.2.1 Der Einfluß der Lichtintensität

Das Hintergrundlicht des Nachthimmels wird durch eine, in ihrer Beleuchtungsstärke regulierbare Glühlampe simuliert. Durch Messung des Anodenstroms I_A des Photomultipliers läßt sich bei einer fest eingestellten Beleuchtung die mittlere Rate $\overline{\Gamma}_{PK}$ bestimmen, mit welcher Photoelektronen von der Photokathode emittiert werden.

$$\overline{\Gamma}_{PK} = \frac{I_A}{\overline{G}_{PM} \cdot e} = \frac{I_A}{\kappa \cdot \hat{G}_{PM} \cdot e} \qquad \kappa = \frac{\hat{\Gamma}_{PK}}{\overline{\Gamma}_{PK}} \tag{7.10}$$

Dabei wird vorausgesetzt, daß im Mittel jedes der Photoelektronen im Photomultiplier um einen Faktor $\overline{G}_{PM}$ verstärkt wird. Diese Vorausetzung ist erfüllt, da die Strommessung einen Mittelungsprozeß über sehr viele Einzelereignisse darstellt und einzelne Fluktuationen folglich völlig unbedeutend bleiben. Für den bei der Messung verwendeten Photomultiplier Nr. 148 gilt $\kappa = 1.1 \pm 0.1$ Die Unsicherheit in κ führt zusätzlich zu den Messunsicherheiten bei der Bestimmung von $\hat{G}_{PM}$ zu einer weiteren Unsicherheit von etwa 10% bei der Bestimmung der Rate $\overline{\Gamma}_{PK}$.

In Abb. 7.6 ist die Einzeltriggerrate Γ_s in Abhängigkeit von der Triggerschwelle q_0 bei verschiedenen simulierten Emissionsraten Γ_{PK} aufgetragen. Die Werte wurden mit Photomultiplier Nr. 148 aufgenommen. Entsprechend der vorgesehenen Betriebsspannung der Photomultiplier in der Kamera wurden die Messungen bei einer konstanten Betriebsspannung des Photomultipliers von V_{PM}=887 V durchgeführt, was einer Verstärkung von $\hat{G}_{PM} = (5.2 \pm 0.3) \cdot 10^5$ entspricht. Die Unsicherheit ergibt sich bei der Bestimmung der Lage des Einzelelektronenpeaks. Diese Unsicherheit wirkt sich auch bei der Eichung des Diskriminators aus: Die Triggerschwelle q_0 kann nur auf 6% genau bestimmt werden, so daß die Abszissenskala in Abb. 7.6 mit diesem Skalenfehler behaftet ist. Die Kurven ergeben sich von unten nach oben gesehen bei mittleren Photoelektronen-Emissionsraten $\overline{\Gamma}_{PK}$ von $1.3{\cdot}10^6$ Hz, $2.6{\cdot}10^6$ Hz, $6.5{\cdot}10^6$ Hz, $1.3{\cdot}10^7$ Hz, $2.6{\cdot}10^7$ Hz, $3.6{\cdot}10^7$ Hz und $10.4{\cdot}10^7$ Hz. Diese Raten sind auf 16% genau. Für die Berechnungen in Kapitel 6 wurden die

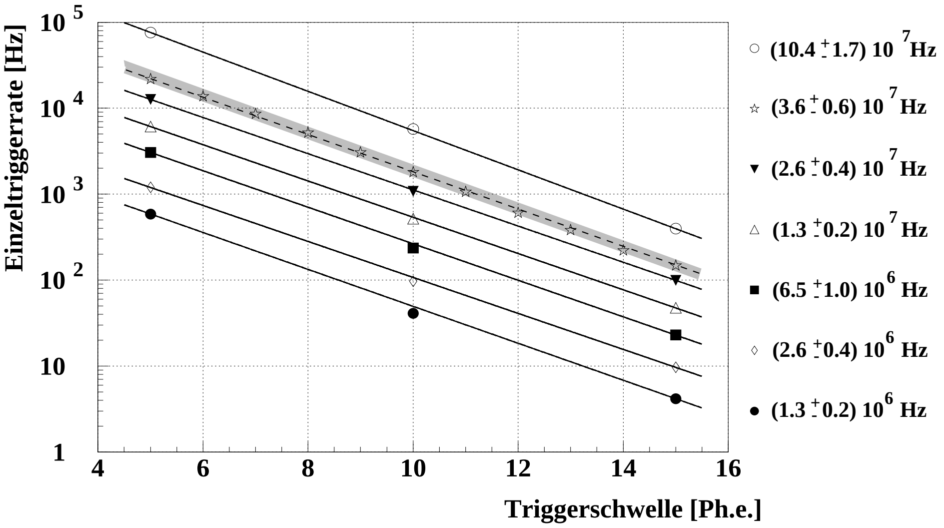

Abbildung 7.6: *Dargestellt ist die Abhängigkeit der Einzelrate von der Triggerschwelle bei unterschiedlicher Stärke des Hintergrundlichts. Die Messkurven entsprechen den angegebenen Elektronenemissionsraten $\overline{\Gamma}_{PK}$ bei einer Halbwertsbreite der Signale von 4$\pm$0.3 ns und einer Betriebsspannung des Photomultipliers von 887 V.*

Messwerte verwendet, die bei einer Rate von $\overline{\Gamma}_{Pk} = (3.6 \pm 0.6) \cdot 10^7$ Hz ermittelt wurden. Die zugehörige Messkurve ist mit einer unterbrochenen Linie gekennzeichnet. Der schraffierte Bereich bezeichnet die Unsicherheiten in Gl. 6.2. Aus dem Kurvenverlauf ergeben sich folgende Resultate:

- Die Einzeltriggerrate hängt exponentiell von der Triggerschwelle ab:

$$\Gamma_s \sim e^{-\alpha q_0} \qquad \text{mit } \alpha \approx 0.45 \tag{7.11}$$

  Der Parameter α hängt nur sehr schwach von der Emissionsrate $\overline{\Gamma}_{PK}$ ab, die Unterschiede lassen sich allerdings durch den systematischen Abszissen-Skalenfehler von 6% erklären.

- Die Einzeltriggerrate hängt im untersuchten Bereich linear von der Emissionsrate ab:

$$\Gamma_s \sim \overline{\Gamma}_{PK} \tag{7.12}$$

Das letzte Ergebnis steht aber in klarem Widerspruch zu Gl. 7.4, in der eine Abhängigkeit $\Gamma_s \sim \overline{\Gamma}_{PK}^{q_0}$ postuliert wird. Das läßt den Schluß zu, daß dem Effekt des Aufaddierens von Einzelsignalen im Bereich der untersuchten Emissionsraten nur eine untergeordnete Bedeutung zukommt. Die Einzelrate sollte also nur von Fluktuationen innerhalb des Verstärkungsprozesses bestimmt sein.

7.2.2 Der Einfluß der Signalbreite

Je größer die Halbwertsbreite τ des Photomultiplier-Signals ist, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß mehrere Einzelsignale überlappen. Für eine idealisierte Signalform ergibt sich nach Gl. 7.4 die Abhängigkeit der Einzeltriggerrate $\Gamma \sim \tau^{q_0-1}$ von der Triggerschwelle q_0, wenn das Überlappen von Einzelsignalen wesentlich zu den Fluktuationen beiträgt. Gerade dieser Fall sollte nach den Ergebnissen im vorigen Abschnitt ausgeschlossen sein.

Die vorverstärkten Photomultiplier-Signale besitzen Halbwertsbreiten von typischerweise 3.2 ± 0.3 ns. Die Durchführung dieser Signale durch das 16 m lange Kabel vergrößert die Halbwertsbreite auf 4.0 ± 0.3 ns. Mit dieser Halbwertsbreite erreichen die Signale den Diskriminator. Um den Einfluß der Signalbreite auf die Triggerrate untersuchen zu können, muß die Möglichkeit bestehen, die Signale zusätzlich verbreitern zu können. Dazu wird ein sogenanntes *integrierendes Pulsformer*-Modul verwendet. Dieses Modul besteht im wesentlichen aus einem in seiner Zeitkonstanten regelbaren RC-Glied, das aus dem Eingangssignal die hohen Frequenzen herausfiltert. Die Wirkungsweise läßt sich anhand der Fourieranalyse beschreiben: Wenn aus dem Fourierspektrum eines Signals die hohen Frequenzen herausgefiltert werden, wird das resultierende Signal ein flacheres Profil und damit auch eine größere Halbwertsbreite aufweisen. Es wurden neben einer Messreihe mit nicht zusätzlich verbreiterten Signalen mit 4.0 ± 0.3 ns Halbwertsbreite auch Messungen mit auf Halbwertsbreiten von 15 ± 2 ns und 30 ± 5 ns verbreiterten Signalen durchgeführt. Die dabei typischen Pulsformen sind in Abb. 7.7 abgebildet.

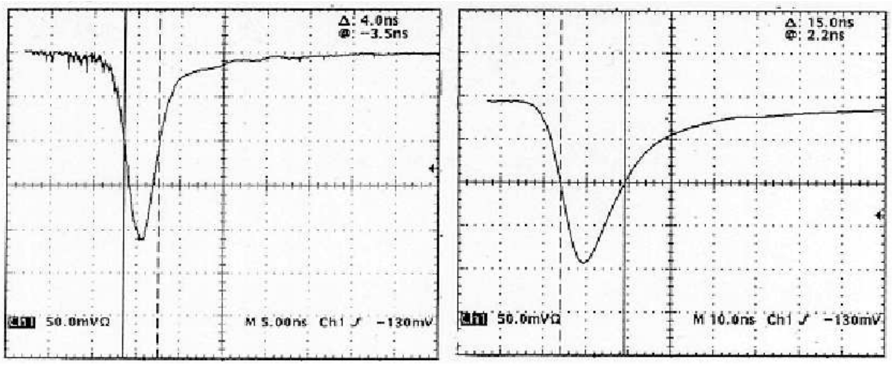

Abbildung 7.7: *Dargestellt sind Pulsformen von Signalen, wie sie am Diskriminatoreingang anliegen. links: ohne zusätzliche Pulsformung, rechts: Verbreiterung der Signale mit einem Pulsformer; beide Signale sind vorverstärkt und durch 16 m RG 178-Kabel geleitet*

Die Messungen wurden wieder bei einer Betriebsspannung des Photomultipliers von 887 V durchgeführt. Die Eichung des Diskriminators und damit der Abszissenskala ist auf 6% genau. Die Lichtintensität wurde so eingestellt, daß die Emissionsrate von Photoelektronen an der Photokathode $\overline{\Gamma}_{PK}=(3.6\pm0.6)\cdot 10^7$ Hz beträgt und somit dem erwarteten Lichtfluß auf La Palma entspricht. Abb. 7.8.a zeigt die Abhängigkeit der Einzeltriggerrate von der Triggerschwelle und der Pulsbreite τ. Die untere Kurve entspricht dem nicht zusätzlich verbreiterten Signal, die Kurven darüber den auf 15 ns bzw. 30 ns verbreiterten Signalen. Der unregelmäßige Kurvenverlauf bei den 30 ns-Signalen ist eventuell auf eine momentane Drift in der Verstärkung des Photomultipliers zurückzuführen [3]. In Abb. 7.8.b ist, von oben nach unten das Verhältnis der Einzelraten

[3]Solche Driften sind nicht ungewöhnlich. Um die Reproduzierbarkeit der Messungen zu garantieren, wurde bei allen in diesem Kapitel beschriebenen Versuchen der Verstärkungsfaktor des Photomultipliers vor und nach der Messung bestimmt. Bei Abweichungen von mehr als 10% wurde der Versuch wiederholt.

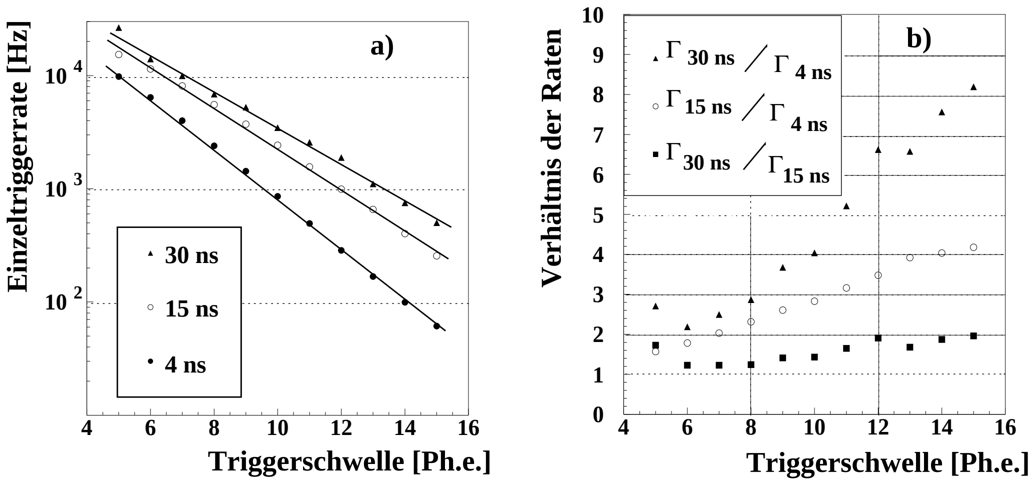

Abbildung 7.8: *a) Einzeltriggerrate in Abhängigkeit von der Triggerschwelle q_0 bei Pulsbreiten τ=4±0.3 ns, τ=15±2 ns und τ=30±5 ns b) Verhältnis der Raten Γ_s(30 ns)/Γ_s(4 ns), Γ_s(15 ns)/Γ_s(4 ns) und Γ_s(30 ns)/Γ_s(15 ns) in Abhängigkeit von der Triggerschwelle*

$\Gamma_s(30\ ns)/\Gamma_s(4\ ns)$, $\Gamma_s(15\ ns)/\Gamma_s(4\ ns)$ und $\Gamma_s(30\ ns)/\Gamma_s(15\ ns)$ dargestellt. Die Messungen führen auf die folgenden Ergebnisse:

- Die Einzeltriggerrate hängt ungefähr exponentiell von der Triggerschwelle ab:

$$\Gamma_s \sim e^{-\alpha q_0} \tag{7.13}$$

  Der Parameter α hängt leicht von der Halbwertsbreite τ ab: Für Halbwertsbreiten von 4 ± 0.3 ns, 15 ± 2 ns bzw. 30 ± 5 ns ergibt sich α= 0.52±0.02, 0.42±0.02 bzw. 0.38±0.03.

- Die Einzeltriggerrate wächst mit τ, aber deutlich schwächer als in Gl. 7.4 gefordert. Beispielsweise sollte nach dem Zusammenhang $\Gamma_s \sim \tau^{q_0}$ die Kurve, die das Verhältnis $\Gamma_s(30\ ns)/\Gamma_s(4\ ns)$ beschreibt, im Bereich q_0=5-15 Photoelektronen mehr als 8 Größenordnungen überstreichen.

Die Ergebnisse dieses Abschnitts sprechen also eher dafür, daß der Effekt des Überlappens von Einzelsignalen im untersuchten Bereich ohne Bedeutung ist und bekräftigen damit den im vorigen Abschnitt erzielten Schluß.
Die Abhängigkeit der Einzeltriggerrate Γ_s von der Pulsbreite muß bei der Realisation der Kameraelektronik jedoch trotzdem berücksichtigt werden. Es ist anzustreben, eine möglichst geringe Signalbreite zu erreichen, was in erster Linie durch die Verwendung schneller Vorverstärker erreicht werden kann.

7.2.3 Der Einfluß der Betriebsspannung

Es hat sich bei den Messungen herausgestellt, daß selbst bei unveränderten Parametern Triggerschwelle, Lichtfluß und Signalbreite, eine deutliche Abhängigkeit der Einzeltriggerrate Γ_s von der

Betriebsspannung des Photomultipliers besteht. Abb. 7.9.a zeigt den Verlauf von $\Gamma_s(q_0)$ bei einer konstanten Beleuchtung, die einer mittleren Photoelektronen-Emissionsrate $\overline{\Gamma}_{PK} = (1.8 \pm 0.3) \cdot 10^7$ Hz entspricht. Das entspricht ungefähr der Hälfte der Lichtintensität, die in La Palma gemessen wurde. Es wurde dieser kleinere Wert gewählt, damit der Anodenstrom auch bei den großen Verstärkungsfaktoren bei mehr als 1150 V noch deutlich im linearen Verstärkungsbereich des Photomultipliers liegt. Es sind die mit Photomultiplier Nr. 148 gewonnenen Werte dargestellt. Die Kurven entsprechen von unten nach oben Betriebsspannungen (bzw. Verstärkungsfaktoren $\hat{G}_{PM}$) von 796 V ($\hat{G}_{PM} = (2.5\pm0.2)\cdot10^5$), 887 V ($\hat{G}_{PM} = (5.2\pm0.3)\cdot10^5$), 990 V ($\hat{G}_{PM} = (1.0\pm0.1)\cdot10^6$), 1057 V ($\hat{G}_{PM} = (1.5\pm0.1)\cdot10^6$), 1107 V ($\hat{G}_{PM} = (2.0\pm0.1)\cdot10^6$), 1150 V ($\hat{G}_{PM} = (2.5\pm0.2)\cdot10^6$) und 1184 V ($\hat{G}_{PM} = (3.0\pm0.2)\cdot10^6$). Je höher die Betriebsspannung des Photomultipliers ist, desto

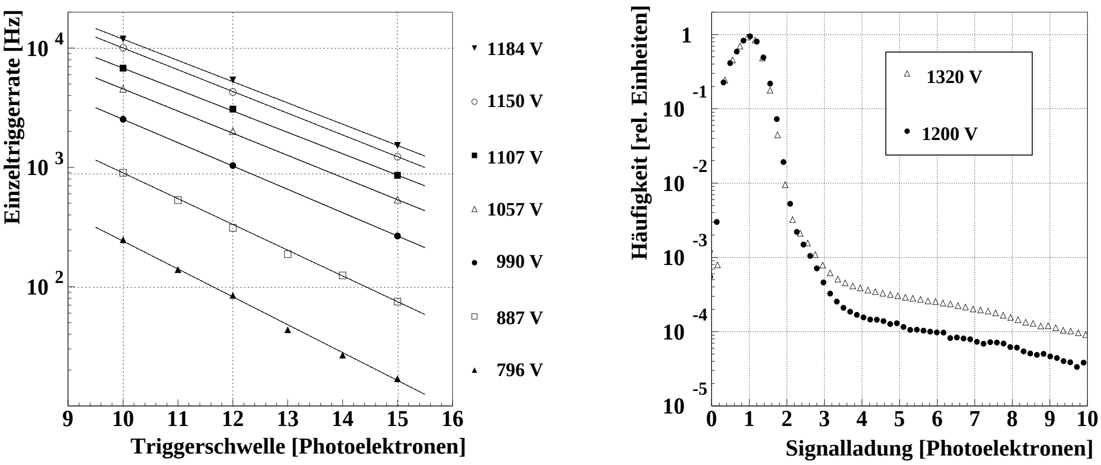

Abbildung 7.9: *a) Abhängigkeit der Einzeltriggerrate von der Triggerschwellen bei verschiedenen Betriebsspannungen; b) normierte Einzelelektronenspektren bei den Betriebsspannungen 1320 V und 1200 V*

höhere Einzeltriggerraten werden gemessen. Dieser Effekt ist bei niedrigeren Spannungen stärker ausgeprägt als bei höheren und hängt nicht von der Triggerschwelle ab: Es zeigt sich bei allen Kurven nahezu dieselbe, bereits bekannte Abhängigkeit $\Gamma_s \sim e^{-\alpha q_0}$ mit $\alpha \approx 0.45$. Bei den Messungen mit Betriebsspannungen unter 1150 V mußte die Verstärkung des Photomultipliers durch das bereits beschriebene Skalierungsverfahren bestimmt werden. Wie genau diese Skalierung ist, kann für einen Übergang zu Spannungen unter 1100 V nicht überprüft werden. Dagegen ist es bei höheren Spannungen möglich, den Verstärkungsfaktor $\hat{G}_{PM}$ direkt aus der Lage des Einzelekeltronenpeaks zu bestimmen. Vergleichsmessungen bei 1300 V, 1250 V, 1200 V und 1100 V zeigten, daß die Bestimmung des Verstärkungsfaktors mit der Skalierungsmethode mit einer Genauigkeit von besser als $\pm10\%$ mit den Ergebnissen der direkten Bestimmung anhand der Peaklage übereinstimmen. Die Unsicherheit wurde in der Darstellung der Messwerte nicht berücksichtigt. Insbesondere bei den Messungen mit kleiner Betriebsspannung ist, wegen der unzugänglichen Fehlerabschätzung, eine Abweichung möglich. Es ist allerdings nicht zu erwarten, daß diese deutlich stärker ausfällt als die bei hohen Spannungen gemessene Unsicherheit von $\pm10\%$ angibt.
Der Effekt der Spannungsabhängigkeit der Triggerrate zeigt sich auch deutlich im Einzelelektronenspektrum. Abb. 7.9.b zeigt zwei dieser Spektren in logarithmischer Darstellung, aufgenommen bei einer Betriebsspannung von 1200 V und 1320 V, entsprechend einer Verstärkung von

($\hat{G}_{PM} = (3.3 \pm 0.6) \cdot 10^6$) und ($\hat{G}_{PM} = (6.0 \pm 0.4) \cdot 10^6$), und einer konstanten Lichtintensität. Es hat sich bei den Messungen gezeigt, daß die absolute Intensität der Beleuchtung für den relativen Verlauf der Spektren nicht von Bedeutung ist. Der Verstärkungsfaktor wurde bei beiden Spannungen direkt aus der Lage des Einzelelektronenpeaks bestimmt. In der Nähe des Peaks lassen sich die Spektren noch gut durch eine Poissonstatistik beschreiben, die eine sehr starke Abnahme der Signal-Häufigkeiten bei steigender Triggerschwelle vorhersagt. Schon ab einer Triggerschwelle von etwa 3 Photoelektronen ist diese Näherung nicht mehr anwendbar: Die Fluktuationen gehorchen dann nicht mehr der Poisson-Statistik und sind desto stärker je höher die Betriebsspannung ist. Das führt dazu, daß sich ab einer Triggerschwelle von etwa q_0=3 Phototelektronen ein flacher Ausläufer des Spektrums entwickelt. Die Signale in diesem Ausläufer bestimmen die Einzeltriggerrate in dem für die Teleskoptriggerung wichtigen Bereich von q_0=10 und mehr Photoelektronen. Ein solcher flacher Ausläufer im Spektrum ist keine Besonderheit des verwendeten *Thorn-EMI 9083* Photomultipliers. Ein ähnlicher Verlauf wurde im Spektrum des *Philips XP2020* und im *Hamamatsu R5600P* gemessen. Die Fluktuationen sind auch nicht durch äußere Störfelder verursacht: Die Abschirmung des Photomultipliers durch eine Metallhülse auf Kathodenpotential führt auf dasselbe Spektrum wie ohne Abschirmung. Ebensowenig nimmt die Natur der Lichtquelle Einfluß auf den spektralen Verlauf: Das Ersetzen der Glühlampe durch eine blaue Leuchtdiode bringt keine signifikante Änderung in der Messrate. Des weiteren ist der Effekt nicht durch Prozesse bestimmt, die nur zwischen der Photokathode und der 4. Dynode bzw. nur zwischen der 4. Dynode und der Anode stattfinden. Solche Prozesse könnten zum Beispiel dadurch verursacht werden, daß ein stärkeres elektrisches Feld zwischen zwei Dynoden größere Fluktuationen in der Anzahl emittierter Sekundärelektronen hervorruft, weil stärker beschleunigte Elektronen tiefer in das Dynodenmaterial eindringen. Diese Fluktuationen sollten sich vor allem bei den ersten Dynoden bemerkbar machen, da sich bei späten Verstärkungsstufen wegen der viel größeren Zahl von Elektronen einzelne Abweichungen kaum mehr auswirken. Um solche Effekte lokalisieren zu können, wurde eine zweite Hochspannungszuführung an der 4. Dynode des Photomultipliers angelegt. Damit war es möglich, die Spannung zwischen Photokathode und 4. Dynode und zwischen 4. Dynode und Anode separat zu regeln. Es zeigte sich allerdings, daß die im Einzelelektronenspektrum gemessene Pulshöhenverteilung ausschließlich von der Potentialdifferenz zwischen Photokathode und Anode bestimmt war. Die relative Aufteilung dieses Potentials auf den vorderen und den hinteren Teil der Verstärkungskette war dagegen völlig ohne Bedeutung.
Die Ursache für die Abhängigkeit der Einzeltriggerrate von der Betriebsspannung der Photomultiplier bleibt somit unverstanden. Sie wird den Gegenstand weiterer Untersuchungen bilden.

Die Betriebsspannung der Photomultiplier in der Kamera wird bei etwa 900 V liegen. Die starke Abhängigkeit der Einzeltriggerrate von der Spannung gerade in diesem Bereich führt bei einer Änderung des Sollwertes um $\pm$50 V zu einer Erhöhung bzw. Verringerung der Einzeltriggerrate um einen Faktor $\approx$2. Diese Einzeltriggerrate geht nach Gl. 6.6 zumindest quadratisch in die Berechnung der Zufallskoinzidenzrate ein.

7.2.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

Es wurde experimentell die Einzeltriggerrate Γ_s in Abhängigkeit von der Triggerschwelle q_0 und in Hinblick auf die Parameter Lichtintensität, Signalbreite und Betriebsspannung des Photomultipliers bestimmt. Die Messung hat ergeben, daß die Einzeltriggerrate Γ_s exponentiell von der Triggerschwelle q_0 abhängt:

$$\Gamma_s \sim e^{-\alpha q_0} \qquad \text{mit } \alpha \approx 0.5 \tag{7.14}$$

Das entspricht einem Rückgang der Einzeltriggerrate um einen Faktor ≈1.6 bei einem Heraufsetzen der Triggerschwelle um ein Photoelektron. Dieser Abfall der Einzeltriggerrate ist viel flacher als man ihn für eine Poissonverteilung der Signalamplituden erwartet. Die Ursache dafür sind Fluktuationen bei der Signalverstärkung innerhalb des Photomultipliers. Diese Fluktuationen verursachen einen flach abfallenden Ausläufer im Einzelelektronenspektrum, der dazu führt, daß auch bei relativ hohen Triggerschwellen von mehr als 10 Photoelektronen noch Einzeltrigger mit einer für die Teleskoptriggerung relevanten Häufigkeit ausgelöst werden.

Für die Berechnungen in Kapitel 6 wurden die Messwerte übernommen, die bei einer Betriebsspannung des Photomultipliers von 887 V, einer Lichtintensität entsprechend einer mittleren Photoelektronen-Emissionsrate von $\overline{\Gamma}_{PK} = (3.6 \pm 0.6) \cdot 10^7$ Hz und einer Halbwertsbreite des Signals am Diskriminatoreingang von τ=4.0±0.3 ns gewonnen wurden. Diese Werte sind aufgrund mehrerer, sich teilweise gegenseitig beeinflussender Faktoren mit einer Unsicherheit behaftet:

- Die Bestimmung der Lage des Einzelelektronenpeaks ist nur auf ≈ ±5-8% genau. Dadurch und durch weitere Unsicherheiten bei der Vorverstärkung läßt sich die Diskriminatorschwelle nur auf ≈ ±6-9% genau eichen.
- Die Skalierung des Verstärkungsfaktors verursacht eine Unsicherheit. Diese Unsicherheit beträgt weniger als 10%.
- Die Messwerte beziehen sich auf die Messung mit *einem* Photomultiplier. Bei Verwendung anderer Photomultiplier des gleichen Typs und unter gleichen Bedingungen ergaben sich Abweichungen von bis zu 20% in der Einzelrate.
- Bei Verwendung desselben Photomultipliers sind die Messergebnisse mit einer Abweichung von besser als 10% reproduzierbar.
- Es ist nur die mittlere Lichtintensität auf La Palma bekannt. Diese Intensität ist nur auf ±25% genau bestimmt. Mit noch stärkeren Abweichungen nach oben muß gerechnet werden, wenn z.B. nach Schneefällen die Reflexivität des Erdbodens stark erhöht ist.
- Änderungen in der für die Auslese der Kamera vorgesehenen Elektronik können dazu führen, daß die Halbwertsbreite der Signale größer wird und dadurch die Einzeltriggerrate ansteigt. Dieser Anstieg verhält sich in grober Näherung linear zum Anwachsen der Halbwertsbreite.
- Änderungen in der Spannungsversorgung der Photomultiplier haben einen starken Einfluß auf die Messwerte. Eine Änderung der Spannung um ±50 V ändert die Messwerte um einen Faktor 2.

Bei der Bewertung dieser Unsicherheiten muß berücksichtigt werden, daß die Einzeltriggerrate Γ_s nach Gl. 6.6 je nach Triggerbedingung zumindest quadratisch in die Berechnung der gesamten Triggerrate durch Zufallskoinzidenzen eingeht.
Die in Kapitel 6 verwendeten Daten können also nicht als exakte Resultate für die Beurteilung des Einflußes des Nachthimmelslichts auf die Triggerung des Teleskops betrachtet werden. Sie stellen vielmehr die momentan bestmögliche Orientierungshilfe dar. Eine abschließende Feststellung kann nur die experimentelle Bestimmung der Triggerrate durch Zufallskoinzidenzen beim Betrieb des Teleskops bringen.

Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit war es, für den Einzelbetrieb des neuen hochauflösenden Tscherenkow-Teleskops der HEGRA-Kollaboration eine Triggerbedingung zu entwerfen, die eine maximale Rate und eine möglichst niedrige Energieschwelle für den Nachweis von γ-Schauern gewährleistet. Zudem sollte diese Triggerbedingung in der Lage sein, einen möglichst hohen Anteil der Hadron-induzierten Schauer zu verwerfen.

Der Einfluß unterschiedlicher Triggerbedingungen auf die Akzeptanz von γ- bzw. Hadron-Schauern wurde anhand von Monte-Carlo-Simulationen untersucht. Dazu wurde ein bestehendes Simulationsprogramm um einen Programmteil erweitert, der den Betrieb der Kamera bei der jeweiligen Triggerbedingung simuliert.
Die Rate, mit der das Teleskop aufgrund von zufällig in die Kamera einfallenden Photonen aus dem Nachthimmelhintergrund triggert, wurde dagegen experimentell bestimmt. Dabei konnte gezeigt werden, daß diese Rate weitaus weniger stark mit zunehmender Triggerschwelle abnimmt, als man es erwarten würde, wenn die mittlere Anzahl der pro Zeitintervall im Photomultiplier erzeugten Photoelektronen einer Poisson-Verteilung folgen würde. Als Ursache konnten Fluktuationen in der Verstärkung innerhalb der Photomultiplier identifiziert werden, die zu hohen Signalamplituden hin einen flachen Ausläufer im Einzelelektronenspektrum verursachen. Des weiteren konnte eine massive Abhängigkeit dieser Fluktuationen von der Betriebsspannung der Photomultiplier festgestellt werden, die aber bislang noch unverstanden blieb.
Aufgrund dieser hohen Rate, mit der durch Hintergrundsereignisse selbst bei Triggerschwellen $\gg 1$ noch so viele Teleskop-Trigger ausgelöst werden, daß sich schnell große Totzeitverluste für das Teleskop ergeben, stellen diese Ereignisse den limitierenden Faktor für die Optimierung von γ-Nachweisrate und Energieschwelle dar. Die wichtigste Aufgabe der Triggerbedingung liegt also in der Reduzierung der durch Hintergrundereignisse ausgelösten Teleskop-Trigger. Das kann durch die Forderung nach koinzidentem Ansprechen mehrerer beliebiger Kamerakanäle bzw. durch eine Forderung an die topologische Verteilung dieser Kanäle erreicht werden.
Es wurden daher Triggerbedingungen untersucht, die das gleichzeitige Auftreten von Einzeltriggersignalen in jeweils 2, 3 oder 4 beliebigen, bzw. in 2 benachbarten Kanälen der Kamera fordern. Es konnte gezeigt werden, daß der sogenannte Nachbartrigger den anderen Triggerbedingungen hinsichtlich der erzielbaren γ-Nachweisrate und hinsichtlich der erreichbaren Energieschwelle für den Nachweis überlegen ist.
Weiterhin konnte gezeigt werden, daß sich die relative Akzeptanz von γ-Schauern zu Hadron-Schauern um nahezu einen Faktor 2 verbessern läßt, wenn nicht das volle aus 271 Kanälen bestehende Gesichtsfeld der Kamera für die Triggerentscheidung herangezogen wird, sondern nur ein auf die innersten 127 Pixel eingeschränkter Bereich.
Die Kombination des Nachbartriggers mit einer solchen Beschränkung des Triggergesichtsfelds ist für γ-Quellen mit einem Winkeldurchmesser $\leq 1°$ als optimale Triggerbedingung anzusehen. Ge-

genüber der einfachsten denkbaren Triggerbedingung mit zwei koinzidenten Einzelkanälen, gelingt es, durch Verwendung dieser kombinierten Triggerbedingung die γ-Nachweisrate um einen Faktor 1.4 zu erhöhen und gleichzeitig das Verhältnis nachgewiesene γ-Schauer zu nachgewiesene Proton-Schauer um einen Faktor 1.8 zu verbessern. Zudem ist es möglich, die Energieschwelle für den Nachweis von γ-Schauern um einen Faktor 1.5 zu senken.

Literaturverzeichnis

[AHA,93] **F. Aharonian et al.**, 23^{rd} ICRC, Calgary **4**, 291 1993

[BEL,80] **A. Beljajew, I. Iwanjenko et. al.**, *Elektronno-Photony Kaskady* ... Moskau, Nauka, 1980

[BER,95] **K. Bernlöhr**, Space Sci. Rev., im Druck 1995

[BIG,75] **G. Bignami et al.**, Space Sc. Instr. **1**, 245 1975

[BIE,93] **P. Biermann**, Astr.&Astrop. **271**, 649 1993

[BOT,29] **W. Bothe, W. Kohlhörster**, Zeitschrift für Physik **56**, 751 1929

[DER,92] **C. Dermer, R. Schlickeiser**, Science **257**, 1642 1992

[ELT,65] **L. Elterman**, *Atmospheric Optics* in: *Handbook of geophysics and space environments*, Valley (Hrsg.), New York 1965

[ELT,68] **L. Elterman**, Air Force Cambridge Res. Lab. Ref. 40, AFCRL-68-153, 1968

[FER,49] **E. Fermi**, Phys. Rev. **75 II**, 1169 1949

[FIC,75] **C. Fichtel et al.**, Astrop. J. **198**, 163 1975

[FRA,37] **I. Frank, I. Tamm**, Dokl. Akad. Nauk SSSR, **14**(3), 109 1937

[GOU,67] **R. Gould, G. Schreder**, Phys. Rev. **155**, 5 1967

[HEI,54] **W. Heitler**, *Quantum Theorie of Radiation*, Oxford 1954

[HES,12] **V. Hess**, Physik. Zeitschrift **13**, 1804 1912

[HES,95] **M. Heß**, Diplomarbeit, Universität Heidelberg 1995

[HIL,85] **A. Hillas**, 19^{th} ICRC, La Jolla **3**, 445 1985

[HIL,94] **A. Hillas**, Heidelberg Workshop on TeV Gamma-Ray Astrop., Space Sci. Rev. in Vorbereitung

[HUL,81] **H.C. Van de Hulst**, *Light scattering by small particles*, Dover, New York 1981

[JAC,82] **J.D. Jackson**, *Classical Electrodynamics*, New York, 1982

[JAG,92] **O. de Jager, A. Harding**, Astrop. J. **396**, 161 1992

[JAN,48] **L. Jannosy**, *Cosmic Rays*, Oxford 1948

[JEL,58] **J. Jelley**, *Cherenkov Radiation and its Application* Pergamon, London 1958

[JEL,66] **J. Jelley**, Phys. Rev. Letters **16**, 252 1966

[JUN,63] **C.E. Junge**, *Air chemistry and radioactivity*, Academic Press, New York 1963

[KAR,94] **A. Karle**, Dissertation, Universität München 1994

[LEW,90] **D. Lewis**, Experimental Astronomy **1**, 213 1990

[LEW,93] **D. Lewis et al.**, 23^{rd} ICRC, Calgary **1**, 279 1993

[LOR,94] **R. Mirzoyan, E. Lorenz**, Preprint MPI-PhE/94-35, MPI für Physik, München 1994

[MIR,94] **R. Mirzoyan et al.**, Nucl. Instr. Meth. A351, 513 1994

[MOH,93] **G. Mohanty et al.**, 23^{rd} ICRC, Calgary **1**, 440 1993

[MUE,92] **N. Müller**, Diplomarbeit, Universität Kiel 1992

[PLY,88] **A. Plyascheschnikow, A Konopelko, K. Vorobyew**, Preprint FIAN N 92 1988

[PLY,92] **A. Plyascheschnikow, A Konopelko, A. Schmidt**, Preprint FIAN N 6 1992

[RAN,72] **J. Ranft, J. Routti**, Particle Accelerators **4**, 101 1972

[ROE,92] **W. Roedel**, *Physik unserer Umwelt: Die Atmosphäre*, Springer, Berlin 1992

[ROS,52] **B. Rossi**, *High Energy Particles*, Prentice Hall, New York 1952

[SAM,83] **M. Samorski, W. Stamm**, Astrop. J. **268**, L17 1983

[SCH,86] **J. Schabelski**, LIJF Preprint N 1224 1986

[SCH,87] **J. Schabelski**, Jadernaja Fisika **45**, 223 1987

[SCH,92] **V. Schönfelder**, Phys. Bl. **48**, 11 1992

[SEG,64] **E. Segre**, *Nuclei and Particles*, Benjamin, New York 1964

[SOK,89] **P. Sokolsky**, *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics*, Addison Wesley, 1989

[TAM,37] **I. Tamm**, Zh. fis. SSSR **1**, 439 1939

[TSC,34] **P. Tscherenkow**, Dokl. Akad. Nauk SSSR, **2**, 451 1934

[WDO,72] **J. Wdowczyk et al.**, J. Phys. **A5**, 1419 1972

[WEE,92] **T. Weekes**, Space Sci. Rev. **59**, 319 1992

[WIE,94] **B. Wiebel**, *Chemical composition in high energy cosmic rays*, Universität Wuppertal, Preprint WUB 94-08 1994

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die es mir überhaupt erst ermöglicht haben, diese Diplomarbeit durchzuführen.

Mein ganz besonderer Dank gilt dabei Herrn Prof. Dr. W. Hofmann für die sehr intensive Betreuung und nicht zuletzt auch für die interessante und abwechslungsreiche Themenstellung.

Den Herren Dr. K. Bernlöhr, G. Hermann, Dr. M. Panter und M. Ulrich danke ich für ihre ständige und uneingeschränkte Hilfsbereitschaft bei der Lösung aller aufgetretenen Probleme.

Bedanken möchte ich mich schließlich bei allen Mitgliedern der Heidelberger CT-Gruppe für die Zusammenarbeit in einer außergewöhnlich guten Atmosphäre.