

Aufbau einer Detektorstation aus Szintillatoren zum Nachweis von kosmischen Teilchenschauern, Simulation und Messung

von

Hans Dembinski

- Diplomarbeit in Physik -

vorgelegt der

Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im November 2005

angefertigt im

III. Physikalischen Institut A

Erstgutachter und Betreuer : Prof. Dr. T. Hebbeker
Zweitgutachter : Prof. Dr. M. Tonutti

Inhaltsverzeichnis

Abbildungen	iii
1 Einleitung	1
2 Physikalische Grundlagen	4
2.1 Das Standardmodell	4
2.2 Kosmische Strahlung	7
2.2.1 Energiespektrum	7
2.2.2 Chemische Zusammensetzung	11
2.2.3 Ausbreitung	14
2.2.4 Quellen	18
2.3 Atmosphärische Teilenschauer	20
2.3.1 Teilchenreaktionen in der Atmosphäre	20
2.3.2 Struktur	22
2.3.3 Ankunftszeitverteilung auf Meereshöhe	25
2.3.4 Schauerfluktuationen	25
2.4 Messverfahren der kosmischen Strahlung	26
2.4.1 Direkte Messung	26
2.4.2 Indirekte Messung	26
2.5 Szintillationsdetektoren	27
2.5.1 Plastikszintillatoren	27
2.5.2 Photomultiplier	30
3 Simulationen	34
3.1 Einleitung	34
3.2 Konzept eines Luftschauerdetektors	35
3.3 CORSIKA - Ein Generator für Luftschauer	36
3.3.1 Verteilung der Energie und Richtung des Primärteilchens	39
3.3.2 Thinning und Cuts	40
3.3.3 Generation der Schauerbibliothek	41
3.4 Detektorsimulation	42
3.4.1 Tiling	42
3.4.2 Rekonstruktion/Un-Thinning von gedünnten Schauern . .	45
3.4.3 Programmübersicht	47
3.5 Gebäudesimulation	51
3.5.1 GEANT4	51
3.5.2 Simulierte Materiewechselwirkungen	52

3.5.3	Programmübersicht	54
3.6	Analysen	57
3.6.1	Test der Detektorsimulation	57
3.6.2	Test der Gebäudesimulation	58
3.6.3	Nachweisbarkeit von Schauer-Photonen im Szintillationsdetektor	61
3.6.4	Teilchenzahl, Schauerradius und Teilchendichte auf Erdoberfläche in Abhängigkeit vom Energieintervall	62
3.6.5	Bestimmung des Koinzidenzfensters	68
3.6.6	Signalrate des Szintillationsdetektormodells	69
3.6.7	Beitrag großer Winkel	74
4	Experiment	76
4.1	Aufbau	76
4.2	Vorbereitung der Szintillationszähler	80
4.2.1	Qualitätstest von Photomultiplier und Basen	80
4.2.2	Lichtlecks	83
4.3	Kalibration von Hochspannung und Schwellspannung	84
4.3.1	Messung über die Rate der kosmischen Strahlung	84
4.3.2	Messung über die Rate einer radioaktiven Quelle	86
4.3.3	Messung über die Effizienz mit kosmischer Strahlung	88
4.4	Messungen mit den Komponenten der Detektorstation	92
4.4.1	Ortsaufgelöste Effizienz entlang der Szintillatorlänge	92
4.4.2	Fluss der kosmischen Strahlung im Gebäude	95
4.4.3	Einzelrate in Abhängigkeit von der Temperatur	95
4.5	Messungen mit der gesamten Detektorstation	97
4.5.1	Statistische Analyse der Zeitverteilung der Koinzidenzereignisse	97
4.5.2	Koinzidenzraten im Gebäude: Langzeitmessung	98
4.5.3	Koinzidenzraten unter freiem Himmel	101
5	Vergleich von Experiment- und Simulationsdaten	106
5.1	Simulation und Experiment ohne Abschirmung	106
5.2	Simulation und Experiment mit Abschirmung	108
6	Abschluss	110
6.1	Zusammenfassung	110
6.2	Ausblick: Mögliche Verbesserungen des Detektors	110
A	Nof4-Koinzidenz	112
A.1	Frontplatte und Rückplatte	112
A.2	Funktionsweise	114
A.3	Arbeitsmodi der Computeranbindung	114
A.4	Schaltung	115
A.4.1	Hauptplatine	115
A.4.2	PC-Platine	117

B Schaltpläne: Basis Typ A, Basis Typ B (III. Phys. Inst. A, RWTH-Aachen)	129
C Datenblätter: Photomultiplier EMI 9814KB	132

Abbildungsverzeichnis

2.1	Energiespektrum der kosmischen Strahlung oberhalb der Erdatmosphäre	9
2.2	Niederenergetischer Teil des kosmischen Spektrums mit chemischen Hauptkomponenten	10
2.3	Energiespektrum des Flusses oberhalb des Knies	10
2.4	Chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung	11
2.5	Elektron/Positron-Spektrum bis 1 TeV	12
2.6	Eine Schematische Darstellung unserer Galaxie	14
2.7	Verhältnis von Bor zu Kohlenstoff	15
2.8	Hillas-Plot der möglichen Beschleuniger-Quellen kosmischer Strahlung	19
2.9	Schematische Darstellung der Prozesse eines Luftschauers	21
2.10	Longitudinale Zusammensetzung des Schauers in Abhängigkeit von der durchquerten Massenbelegung	23
2.11	Laterale Zusammensetzung des Schauers in Abhängigkeit vom Abstand zum Schauerzentrum	24
2.12	Schematischer Aufbau eines Szintillators	27
2.13	Emissionsspektrum von NE 110	28
2.14	Niveauschema eines Moleküls im organischen Szintillator	29
2.15	Schematische Darstellung eines linear fokussierenden Photomultipliers	31
2.16	Beispielschema eines Spannungsteilers	33
3.1	Konzept der Detektorstation	35
3.2	Laterale und longitudinale Verteilungen eines mit CORSIKA simulierten Luftschauers	37
3.3	Zenitwinkelverteilung für flache Detektoren	39
3.4	Gedankliche Schritte beim Tiling	44
3.5	Geometrische Herleitung der Ankunftszeitdifferenz für ein verschobenes Teilchen	46
3.6	Zylinder-Koordinatensystem mit Schauerachse als z' -Achse	47
3.7	Schema der Detektorsimulation	48
3.8	Logarithmisches Spektrum der kinetischen Energie der verschiedenen Schauerkomponenten auf Erdniveau für drei Primärenergieintervalle	53
3.9	Schema der Gebäudesimulation	55
3.10	Ein Ereignis aus der Gebäudesimulation in der Seitenansicht	57

3.11	Simulierte Rate der Testdetektoren in Abhängigkeit vom Primärenergie-Intervall	59
3.12	Verschiedene Tests der Gebäudesimulation	60
3.13	Wahrscheinlichkeit eines Schauerphotons, im Szintillationsdetektor Elektronen zu erzeugen pro Primärenergie-Intervall	63
3.14	Logarithmisches Spektrum der kinetischen Energie der Schauerkomponenten auf Erdniveau in zwei Primärenergie-Intervallen nach der Gebäudesimulation	63
3.15	Mittlere Teilchenzahl auf Erdniveau pro Primärenergie-Intervall .	64
3.16	Quotient der mittleren Teilchenzahl pro Primärenergie-Intervall aus Abb. 3.15b) und a)	65
3.17	Mittlerer Radius und Teilchendichte pro Schauer in Abhängigkeit vom Primärenergie-Intervall	68
3.18	Histogramme der Ankunftszeitdifferenzen	69
3.19	Zusammenhang zwischen Abstand der Szintillatoren, der Detektorgrundfläche und der Seitenlänge l	69
3.20	Koinzidenzrate pro Primärenergie-Intervall für den Szintillationsdetektor, $l = 241$ cm	70
3.21	Koinzidenzrate pro Primärenergie-Intervall für verschieden große Szintillatorabstände/Detektorgrundflächen	72
3.22	Simulierte Koinzidenzraten in Abhängigkeit vom Abstand der Teildetektoren	73
3.23	Koinzidenzrate pro Primärenergie-Intervall, aufgeschlüsselter Beitrag nach Elektronen und Myonen (ohne Gebäudesimulation) . .	75
3.24	Beiträge zu den Koinzidenzraten pro Primärenergie-Intervall für $60^\circ < \theta < 70^\circ$ in Prozent	75
4.1	Aufbau des Luftschauerdetektors im Labor	77
4.2	Geometrische Skizze des Detektorstandortes	77
4.3	Schema eines Szintillationsdetektors	78
4.4	Schematischer Aufbau des Teststandes für Photomultiplier und Basen	81
4.5	Ausgangsamplitude von versch. PMTs und Basen bei gleichem Normpuls	82
4.6	Aufbau für die Plateaumessung mit kosmischer Strahlung	84
4.7	Szint. 001: Plateaumessung mit kosmischer Strahlung	85
4.8	Aufbau für die Plateaumessung mit Sr^{90}	87
4.9	Szint. 002: Plateaumessung mit Sr^{90}	87
4.10	Aufbau und Schaltung für die Effizienzmessung	88
4.11	Effizienzmessung bei verschiedenen Hochspannungen	90
4.12	Effizienzmessung bei verschiedenen Schwellspannungen	91
4.13	Effizienzmessung bei verschiedenen Abständen	94
4.14	Rauschen von Szint. 001-004 in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur	96
4.15	Detektoranordnung für die Schauermessung.	97
4.16	Analyse der zeitlichen Ereignis-Intervalle für die Koinzidenttypen 2of4,3of4 und 4of4	99

4.17	Schaltung für die Langzeitmessung der 3of4-Koinzidenzrate . . .	99
4.18	Langzeitmessung der Teilraten R_{234} bis R_{123}	100
4.19	Langzeitmessung der 2of4- und 4of4-Koinzidenzrate	101
4.20	Aufbau des Luftschauerdetektors auf dem Parkplatz des Physi- kalischen Institutes	102
4.21	Schaltung für die Messung der Koinzidenzraten mit dem Nof4- Modul und Kontrollmessung der 3of4-Koinzidenz	103
4.22	Gemessene Raten im Freien	104
5.1	Luftschauerkoinzidenzen, simulierte und gemessene Raten im Ver- gleich	107
A.1	Front- und Rückseite der Nof4-Koinzidenz	113

Kapitel 1

Einleitung

Die Elementarteilchenphysik beschäftigt sich mit der Frage, wie Materie aufgebaut ist, was die kleinsten Bausteine dieser Materie sind, und was für Kräfte zwischen diesen kleinsten Teilchen wirken.

Das Ziel der Physik ist, die Vielfalt der sichtbaren Welt auf einfache Gesetze zurückzuführen. Dass dies möglich ist, zeigt die Geschichte der physikalischen Entdeckungen. Ein Beispiel ist die Gravitationsformel im Jahre 1687 von SIR ISAAC NEWTON, die sowohl den Fall von Körpern auf der Erde zu beschreiben vermag als auch die Himmelsmechanik, zwei Bereiche, die vorher nicht in ein Bild zu fassen waren. Ein anderes Beispiel ist das Gleichungssystem der Elektrodynamik von JAMES C. MAXWELL 1861-1864, durch welches eine Vereinigung der Phänomene Licht, Elektrizität und Magnetismus gelang.

Diese Bemühungen der Reduktion der Beschreibung resultieren bis zum heutigen Tag im *Standardmodell* der Teilchenphysik, eine Sammlung von Theorien und Naturkonstanten, welche die sichtbare Welt sehr akkurat zu beschreiben vermögen. Das Standardmodell ist damit in seiner Vorhersagekraft nicht in Zweifel zu ziehen, es ist jedoch keine komplette Theorie der Teilchenphysik in dem Sinne, dass es sich aus ein paar grundlegenden Axiomen ableiten lässt. Es liefert für viele Dinge keine tiefere Erklärung und seit jüngster Zeit bestehen auch wieder beträchtliche Zweifel an seiner Vollständigkeit.

Ein Beispiel ist das Problem mit den Teilchenmassen, die vom Standardmodell nicht vorhergesagt werden, sondern mit Hilfe eines weiteren Feldes in die Theorie eingebaut werden müssen. Das zugehörige Feldquant, das Higgs-Boson, ist noch nicht entdeckt, aber man erwartet es im Betrieb des zur Zeit noch im Bau befindlichen größten Teilchenbeschleunigers der Welt, des **Large Hadron Colliders** LHC¹, zu finden. Doch auch mit Hilfe des Higgs-Feldes ist es nicht möglich, die Größen der Massen vorherzusagen. Sie gehen als ein Teil der 25 freien Parameter in das Modell ein – deutlich zu viel für eine fundamentale Theorie.

Im Sinne eines vollständigen Modells der Natur fehlt dem Standardmodell außerdem eine Beschreibung der Gravitation. Die vierte fundamentale Wechsel-

¹Proton-Proton-Beschleuniger. Aufbau in internationaler Kollaboration, unter Leitung des Forschungsinstitutes CERN, bei Genf. Konstruktion im alten Beschleunigertunnel des LEP-Experiments.

Naturkraft	relative Stärke
Starke Kraft	~ 1
Elektromagnetismus	$\sim 10^{-2}$
Schwache Kraft	$\sim 10^{-5}$
Gravitation	$\sim 10^{-38}$

Tabelle 1.1: Relative Stärke der einzelnen fundamentalen Kräfte.

wirkung ließ sich bisher nicht mit dem theoretischen Gerüst der Quantenfeldtheorie vereinigen. Sie spielt glücklicherweise wegen ihrer relativ geringen Stärke für Elementarteilchenreaktionen keine Rolle (vgl. Tab. 1.1).

Die Vollständigkeit der Beschreibung wird jedoch auch von anderer Stelle bedroht. Die jüngst gewonnenen kosmologischen Daten des WMAP-Satelliten bestätigen die Existenz von dunkler Materie und dunkler Energie im Universum, so dass das Standardmodell nicht nur hinsichtlich der Wechselwirkungen sondern auch hinsichtlich der beschriebenen Materie unvollständig ist.

Um neue Erkenntnisse zu gewinnen, strebt man in der Teilchenphysik nach immer höheren Energien. Mit dem Beginn der Hochenergiephysik durch die Entdeckung des Positrons im Jahre 1932 war die primäre Quelle für hochenergetische Teilchen die *kosmische Strahlung* in Verbindung mit ihren Reaktionen in der Atmosphäre. Zu kleine Flüsse bei höheren Energien und fehlende Kontrollierbarkeit der Anfangsparameter wurden jedoch im Laufe der Zeit zu einem Problem und führten zu den Teilchenbeschleunigern als kontrollierbare Quelle hochenergetischer Teilchen.

Der LHC soll in seiner maximalen Ausbaustufe eine Schwerpunktsenergie von 14 TeV erreichen. In der kosmischen Strahlung wurden jedoch bereits Teilchen vermessen, die Energien von über 10^{11} GeV erreichen², was der makroskopischen Energie eines geschlagenen Tennisballs konzentriert auf ein einzelnes Teilchen entspricht. Dass uns Teilchen mit derart hohen Energien überhaupt erreichen können, ist noch unverstanden (siehe GZK-Cutoff, Abs. 2.2.3, S. 16). Aufgrund dieser hohen Energien und den damit verbundenen interessanten Fragen gibt es daher jüngst wieder ein gesteigertes Interesse an der kosmischer Strahlung.

Eine Technik, um den höchstenergetischen Teil der kosmischen Strahlung, die **Ultra High Energy Cosmic Rays** (UHECRs), zu analysieren, benutzt weit ausgedehnte Felder aus zusammengeschalteten Detektoren, um die beim Eintauchen in die Erdatmosphäre induzierten Teilchenschauer zu vermessen. Das weltweit größte wissenschaftliche Projekt hierzu ist das im Bau befindliche Pierre Auger-Observatorium bei Malargüe, Argentinien [4]. Es ist speziell auf das effiziente Vermessen von kosmischer Strahlung mit Energien oberhalb von 10^{10} GeV ausgelegt. Geplant sind dazu 1600 Wassertanks mit Cherenkov-Detektoren, die sich über eine Fläche von 3000 km^2 verteilen. Ein weiteres, gleich großes Observatorium soll auf der Nordhalbkugel in Colorado, USA, aufgebaut werden.

²Man beachte: eine Energie 7 Zehnerpotenzen(!) oberhalb der Schwerpunktsenergie des LHC. Die Schwerpunktsenergie eines solchen Teilchens in der Reaktion mit einem ruhenden Target ist natürlich deutlich geringer. Die Teilchen wurden mit den Experimenten AGASA [2] und HiRes-1 [3] vermessen.

Doch es gibt auch andere Ansätze. Da die einzelnen Detektorstationen bei weniger hohen Ansprüchen relativ einfach aufgebaut sein können und recht preiswert sind, gibt es eine Reihe von nationalen Projekten, die sich mit dem Aufbau solcher Detektornetze in der Zusammenarbeit mit dem Physikunterricht an Schulen beschäftigen (vgl. [5, 6, 7]).

Auch wenn der Schwerpunkt hier zwischen Pädagogik und wissenschaftlichem Interesse liegt, können doch diese Projekte einen Beitrag leisten, wenn die Leitung und Qualitätskontrolle auf akademischen Niveau durchgeführt wird.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde am Physikzentrum der RWTH Aachen eine Detektorstation aufgebaut, simuliert und getestet, die zur Vermessung der kosmischen Strahlung innerhalb eines solchen Projektes beitragen kann.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen

2.1 Das Standardmodell

Die Materie des Standardmodells setzt sich aus 12 elementaren Teilchen ohne Substruktur zusammen. Hinzu kommen 3 verallgemeinerte Kräfte, Wechselwirkungen genannt, die ebenfalls durch den Austausch von Teilchen beschrieben werden (virtuelle Teilchen). Materieteilchen und Kräfterteilchen unterscheiden sich durch ihren Spin. Die ersten, *Fermionen*, tragen den Spin $1/2$, die letzteren, *Bosonen*, tragen den Spin 1.

Die Fermionen gruppieren sich nach ihrer Teilnahme an den verschiedenen Wechselwirkungen. Alle Fermionen nehmen an der schwachen Wechselwirkung teil. Darüberhinaus trennen sich zwei große Gruppen: Die 6 *Leptonen* bilden die erste Gruppe. Zu ihnen gehören das Elektron, das Myon und das Tauon, sowie ihre jeweiligen Neutrinos.

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

Elektron, Myon und Tauon tragen eine negative elektrische Ladung und nehmen daher an der elektromagnetischen Wechselwirkung teil. Die Neutrinos können nur schwach wechselwirken und sind dadurch extrem durchdringend für alle Arten von Materie.

Die 6 *Quarks* tragen neben einer drittelzahligen elektrischen Ladung noch eine Farbladung der starken Wechselwirkung. Sie heißen Up, Down, Charm, Strange, Top und Bottom.

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

Aufgrund der besonderen Eigenschaft der starken Kopplung, dem *Confinement*, kommen die Quarks niemals einzeln vor. Sie bilden Hadronen, die sich ihrerseits in Mesonen (2er-Paare) und Baryonen (3er-Paare) unterteilen lassen. Die bekanntesten Vertreter sind das Proton und das Neutron, aus denen die stabile Materie zusammengesetzt ist.

Das Dublett ist eine weitere Gruppierung. Teilchen innerhalb eines Dubletts lassen sich über die schwache Wechselwirkung ineinander umwandeln. Die Du-

blettts bilden 3 *Generationen*. Links steht jeweils das leichteste Paar, die anderen sind von ihren Eigenschaften her Kopien des ersten Paares mit größerer Masse¹.

Die Wechselwirkungen werden durch die Bosonen des Standardmodells vermittelt. Bei der elektroschwachen Wechselwirkung, einer Vereinigung von elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung, sind dies das Photon, die geladenen W^+ und W^- und das Z . Das Wechselwirkungsteilchen der starken Kraft, das Gluon, kommt in 8 möglichen Versionen vor.

$$\gamma \quad W^+ \quad W^- \quad Z \quad g$$

Das Photon ist masselos und für die elektromagnetische Kraft zuständig. Auch das Gluon ist in der Theorie masselos. Die übrigbleibenden Austauscheteilchen der schwachen Kraft, W^+ , W^- und Z , sind jedoch massiv.

Die Reichweite Δx der Kräfte hängt von der Masse der virtuell ausgetauschten Bosonen ab. Um die Bosonen zu erzeugen wird kurzzeitig der Energieerhaltungssatz verletzt, wobei ΔE mindestens der Ruhemasse des Austauscheteilchens entspricht. Dies ist jedoch von der Quantenmechanik erlaubt, solange diese Verletzung nicht messbar ist. Im Rahmen der Unschärferelation ist dies für kleine Zeiten erfüllt, falls gilt:

$$\Delta E \cdot \Delta t < 1 \quad \rightsquigarrow \quad \Delta x < \frac{1}{\Delta E} \quad (2.1)$$

mit $\hbar = 1, \quad c = 1$

Hier haben wir angenommen, dass sich das Austauscheteilchen mit Lichtgeschwindigkeit bewegt. Man erkennt, dass massenlose Austauscheteilchen eine unendliche Reichweite haben, während massive Austauscheteilchen nur kurze Strecken zurücklegen können. Die entsprechenden Eigenschaften sind in Tab. 2.2 zusammengefasst.

Die endliche Reichweite der starken Kraft ergibt sich aus einem anderen Grund, dem Confinement. Die Kopplungskonstante und damit die «Stärke» der starken Kraft nimmt im Gegensatz zu den anderen Kräften nicht ab, wenn man versucht, Quarks aus ihrem Verbund zu trennen (Screening), sondern zu, vergleichbar mit einem Gummiband (Anti-Screening, vgl. [9, S. 512ff.]). Das Potential entwickelt für große Abstände die Form:

$$V(r) \sim \sigma r \quad (2.2)$$

mit $\sigma \dots$ String-Spannung

Führt man einem solchen System weiter Energie hinzu, um ein Quark herauszuziehen, wird die aufgewendete Energie irgendwann groß genug, um ein neues Quark/Anti-Quarkpaar zu erzeugen. Die alten Quarks binden sich sofort mit den neu entstandenen Quarks, so dass man effektiv keine einzelnen Quarks erzeugen kann. Dieser Effekt führt dazu, dass bei normalen Energien Quarks nur

¹Die absoluten Massen der Neutrinos sind noch nicht völlig vermessen worden und können auch nicht vorhergesagt werden. Hier könnte sich auch eine umgekehrte oder gänzlich andere Hierarchie ergeben. Auch die genauen Quarkmassen sind modellabhängig, jedoch ist hier die Hierarchie deutlich zu erkennen. Vgl. [1], S.438ff. und S. 473ff.

Teilchen	Zeichen	el.Lad./ e	Masse/(MeV/ c^2)	Wechselwirk. (+Grav.)
Elektron	e^-	-1	0.511	schwach,elm.
e^- -Neutrino	ν_e	0	$< 3 \cdot 10^{-6}$	schwach
Myon	μ^-	-1	105.7	schwach,elm.
μ^- -Neutrino	ν_μ	0	< 0.19	schwach
Tauon	τ^-	-1	1777	schwach,elm.
τ^- -Neutrino	ν_τ	0	< 18.2	schwach
Up	u	$+\frac{2}{3}$	1.5 – 4	schwach,elm.,stark
Down	d	$-\frac{1}{3}$	4 – 8	schwach,elm.,stark
Charm	c	$+\frac{2}{3}$	1150 – 1350	schwach,elm.,stark
Strange	s	$-\frac{1}{3}$	80 – 130	schwach,elm.,stark
Top	t	$+\frac{2}{3}$	174300 ± 5100	schwach,elm.,stark
Bottom	b	$-\frac{1}{3}$	4100 – 4900	schwach,elm.,stark

Tabelle 2.1: Fermionen des Standardmodells, Spin 1/2-Teilchen.

Teilchen	Zeichen	el.Lad./ e	Masse/(MeV/ c^2)	Reichweite	vermittelte Kraft
Photon	γ	0	0	∞	elm.
Schwache Bosonen	W^+	+1	80.425 ± 0.038	$\simeq 10^{-18}$	schwach
	W^-	-1	80.425 ± 0.038	$\simeq 10^{-18}$	schwach
	Z	0	91.188 ± 0.002	$\simeq 10^{-18}$	schwach
Gluon	g	0	0	$\simeq 10^{-14}$	stark

Tabelle 2.2: Bosonen des Standardmodells, Spin 1-Teilchen.

in gebundenen farbneutralen Objekten vorkommen. Die starke Kraft schirmt sich sofort von selbst ab.

Zu jedem Teilchen existiert weiterhin ein Anti-Teilchen, bei den Austauschteilchen γ und Z sind Anti-Teilchen und Teilchen identisch. Falls die Teilchen elektrisch geladen sind, so hat das Anti-Teilchen die entgegengesetzte Ladung. Die ungeladenen Neutrinos unterscheiden sich von ihren Anti-Teilchen nur in der Chiralität: Neutrinos kommen nur linkshändig, Anti-Neutrinos nur rechtshändig vor.

2.2 Kosmische Strahlung

Die obere Atmosphäre der Erde wird aus dem Weltraum von einer Vielzahl unterschiedlicher Strahlungen getroffen: ein weiter Bereich des elektromagnetischen Spektrums, Neutrinos, Elektronen, Protonen und Neutronen, sowie ihre Anti-Teilchen und sogar ganze Atom-Kerne. Mit *kosmischer Strahlung* ist dabei im Allgemeinen der Anteil gemeint, der aus geladenen stabilen² Elementarteilchen oder Atomkernen besteht.

Abgesehen von dem sehr niederenergetischen Teilchenstrom aus unserer Sonne³ kommen die kosmischen Strahlen von außerhalb unseres Sonnensystems und erreichen oberhalb der Erdatmosphäre einen Fluss von $\sim 1000/\text{m}^2/\text{s}$ [13]. Die Zusammensetzung ist näherungsweise unabhängig von der betrachteten Energie und teilt sich auf in 90 % Protonen, 9 % Helium-Kerne und 1 % schwererer Kerne. Die meisten kosmischen Teilchen sind relativistisch, mit kinetischen Energien vergleichbar oder größer als die Ruhemasse. Das Spektrum erstreckt darüber hinaus jedoch bis hin zu 10^{20} eV.

2.2.1 Energiespektrum

Das volle Spektrum des Teilchenflusses ist in Abb. 2.1 dargestellt⁴. Man beachte die Skalen in der doppelt logarithmischen Auftragung: 12 Dekaden in der Energie und 32 im Fluss! Auffallend ist auch die einfache, monotone Form über diese vielen Größenordnungen.

Wie man dem Verlauf entnimmt, folgt das Spektrum keiner Boltzmann-Verteilung, und stammt daher nicht aus thermischer Emission (im Gegensatz zum sichtbarem Licht eines Sterns beispielsweise). Es wird stattdessen ab 10 GeV sehr gut durch ein Potenzgesetz beschrieben, was typisch für ein Beschleunigungsspektrum ist (näheres dazu in Abs. 2.2.4, S. 18). Der Fluss der Strahlung ist oberhalb dieser Schwelle isotrop und zeitlich konstant.

Unterhalb von 10 GeV werden die Teilchen durch die schwachen Magnetfelder unseres Sonnensystems abgelenkt. Das Spektrum bekommt einen anderen Verlauf, der von der *Rigidität*

$$R = \frac{pc}{Ze} \quad (2.3)$$

mit $p, c \dots$ Impuls, Lichtgeschwindigkeit

$Ze \dots$ Ladung des Teilchens

abhängt, der magnetischen Steifigkeit der Teilchen. Abb. 2.2 zeigt das Spektrum in diesem Bereich mit seinen chemischen Hauptkomponenten. Eine zeitliche Variation in Intensität und Zusammensetzung dieses Spektrums entsteht durch den Sonnenwind, der als geladener Teilchenstrom ein Magnetfeld mit sich trägt

²Lebenszeiten von 10^6 Jahren oder länger.

³Diesen Teil der kosmischen Strahlung nennt man zur Unterscheidung *Sonnenwind*.

⁴Beim Vergleich der einzelnen Spektren in dieser Arbeit und mit der Literatur ist darauf zu achten, dass die Spektren im allgemeinen gegenüber verschiedenen Energien aufgetragen werden. So ist es im niederenergetischen Bereich üblich, die kinetische Energie pro Nuklid anzugeben. Im hochenergetischen Bereich kann die Ruhemasse vernachlässigt werden und man gibt den Fluss pro Gesamtenergie an.

und kosmische Teilchen am Eindringen in unser Sonnensystem hindert. Beobachtungen zeigen, dass der Fluss in diesem Bereich mit der Sonnenaktivität (~ 11 -jährigen Zyklus) anti-korreliert ist. Eine Anisotropie je nach Beobachtungsort auf der Erde entsteht zusätzlich durch das erdeigene Magnetfeld. Beide Effekte spielen jedoch für Teilchen oberhalb von 10 GeV praktisch keine Rolle mehr.

Für den Bereich von 10 GeV bis etwa 10^5 GeV lässt sich der differentielle Fluss der kosmischen Strahlung oberhalb der Erdatmosphäre durch eine empirische Formel beschreiben (vgl. [1]):

$$\frac{d^2\phi_{\text{prim}}(E)}{dE d\Omega} \approx 1.8 (E/\text{GeV})^{-\alpha} \frac{\text{nucleons}}{\text{cm}^2 \text{ s sterad GeV}} \quad (2.4)$$

mit E ...Energie pro Nukleon (inklusive Ruhemasse)

α ...differentieller Spektralindex($\simeq 2.7$)

Oberhalb von 10^5 GeV wird das Spektrum innerhalb einer Dekade der Energie steiler und der Index ändert sich zu $\alpha \sim 3.1$. Der Knick im Fluss-Spektrum wird wegen seiner Form «Knie» genannt. Man erkennt die Änderung besser, wenn der Fluss mit $E^{2.7}$ multipliziert wird, vgl. Abb. 2.3. Die Änderung des spektralen Indexes wird als eine Änderungen der dominanten kosmischen Quellen in diesem Energiebereich interpretiert.

Eine weitere Besonderheit lässt sich bei den höchsten Energien beobachten. Dort deuten die Daten wieder ein Abflachen des Spektrums an. Analog zum «Knie» wird diese Besonderheit des spektralen Verlaufs als «Knöchel» bezeichnet. Eine Näherungsformel für diesen Bereich gibt [5] an:

$$\frac{d^2\phi_{\text{prim}}(E)}{dE d\Omega} \approx 9.23 \cdot 10^{-18} \left(\frac{E}{E_{\text{Knöchel}}} \right)^{-\alpha_2} \frac{\text{nucleons}}{\text{cm}^2 \text{ s sterad GeV}} \quad (2.5)$$

mit $E_{\text{Knöchel}} = 6.3 \cdot 10^9$ GeV

und $\alpha_2 = 3.2$ für $E < E_{\text{Knöchel}}$, $\alpha_2 = 2.75$ für $E > E_{\text{Knöchel}}$

Die Änderung beim Knöchel kann man verstehen, wenn man den Gyroradius r_L eines Teilchens mit 10^{18} eV im Magnetfeld der Galaxie von typischerweise $\sim 3 \cdot 10^{-11}$ T betrachtet. Mit

$$r_L = R \frac{1}{B} = \frac{p c}{Z e B} \approx 3.3 \text{ m} \cdot \frac{p/(\text{GeV}/c)}{Z (B/\text{T})} \quad (2.6)$$

erhält man einen Radius von $r_L \approx 40000$ ly, was der Größenordnung unserer Galaxie entspricht. Kosmische Teilchen mit geringerer Energie werden in unserer Galaxie eingeschlossen, solche mit Energien darüber können jedoch in das interstellare Medium entweichen. Eine Interpretation ist deshalb, dass das Spektrum unterhalb 10^{18} eV galaktischen Ursprungs ist und ab dieser Energie von einem intergalaktischen Spektrum übernommen wird.

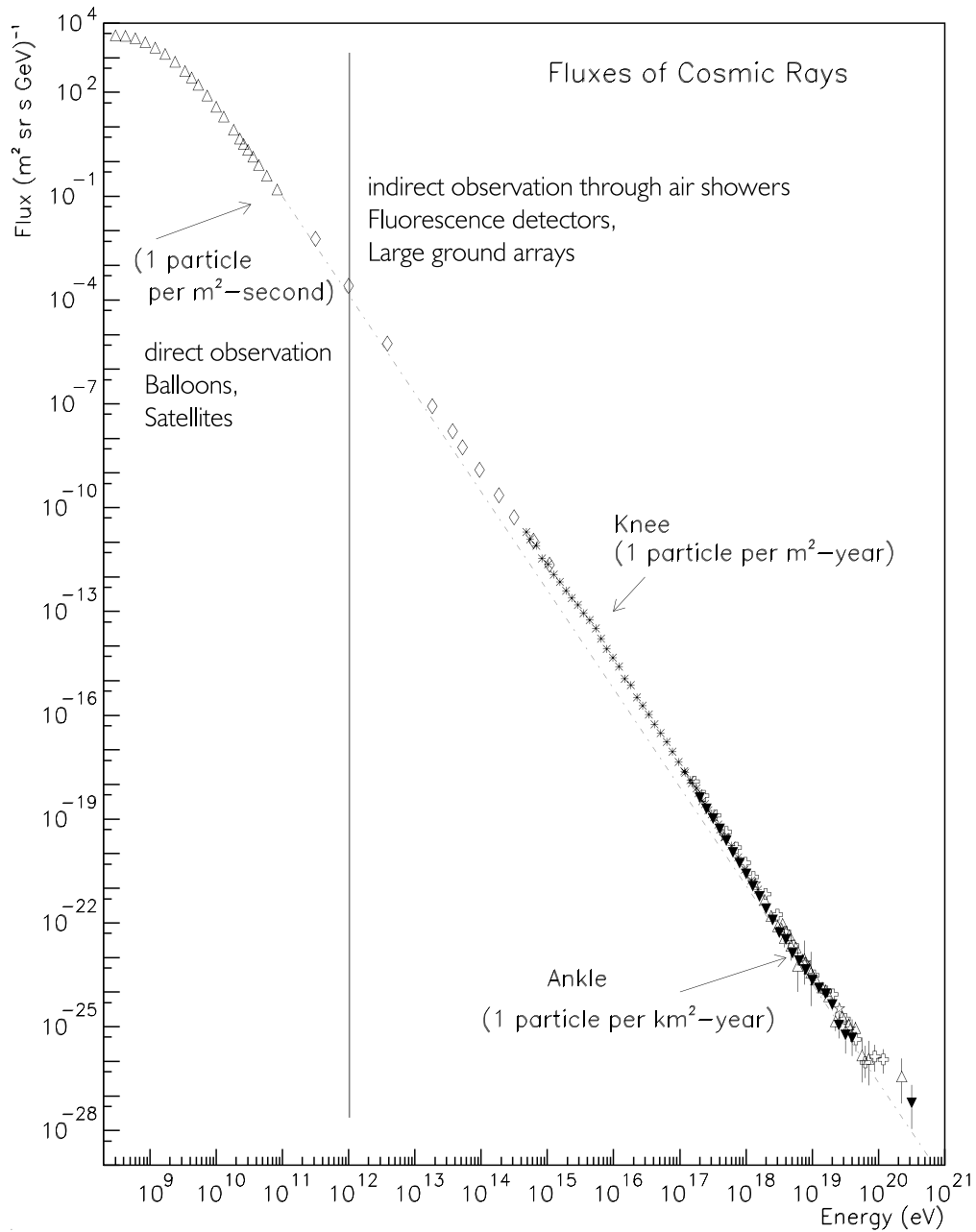


Abbildung 2.1: Energiespektrum der kosmischen Strahlung oberhalb der Erdatmosphäre. Unskalierte Gesamtübersicht über den vollen Energiebereich. Aufgetragen ist die Gesamtenergie pro Teilchen (modifiziert, Original aus [10]).

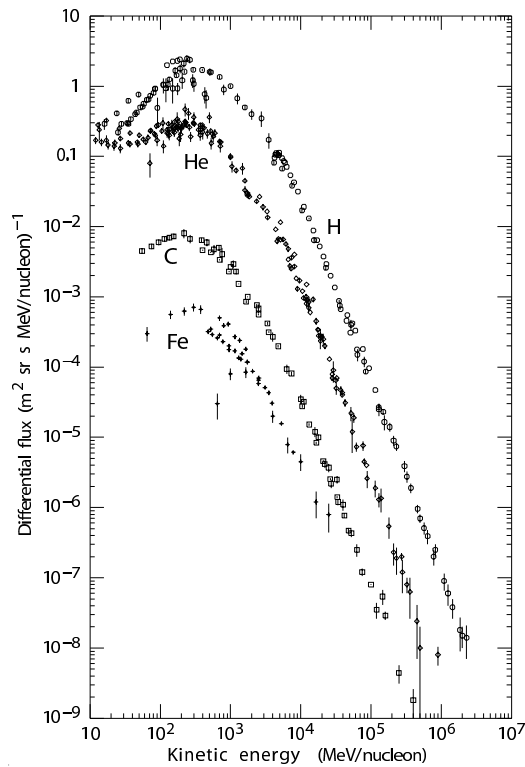


Abbildung 2.2: Niederenergetischer Teil des kosmischen Spektrums mit chemischen Hauptkomponenten. Die Energie wird in kinetischer Energie pro Nuklid angegeben [11].

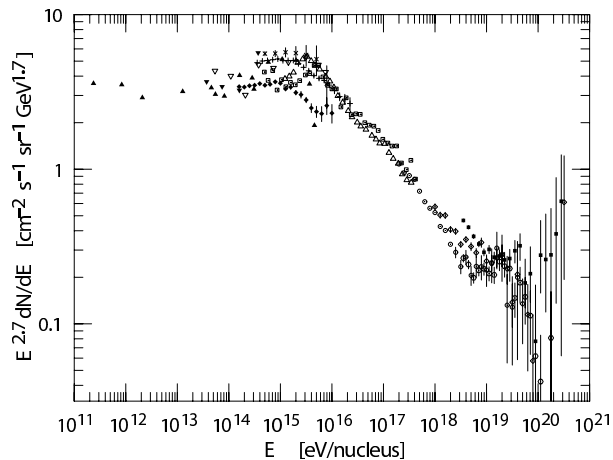


Abbildung 2.3: Energiespektrum des Flusses oberhalb des Knies. Das Spektrum wurde mit $E^{2.7}$ multipliziert, um die Änderung des spektralen Index deutlicher hervorzuheben. Die Energie ist als Gesamtenergie pro Kern angegeben. Aufgetragen ist der summierte Fluss über alle vorkommenden Primärteilchen. Die höchsten Teilchenenergien wurden bei den Experimenten (○) Fly's Eye [19] und (■) AGASA [20] gemessen [1].

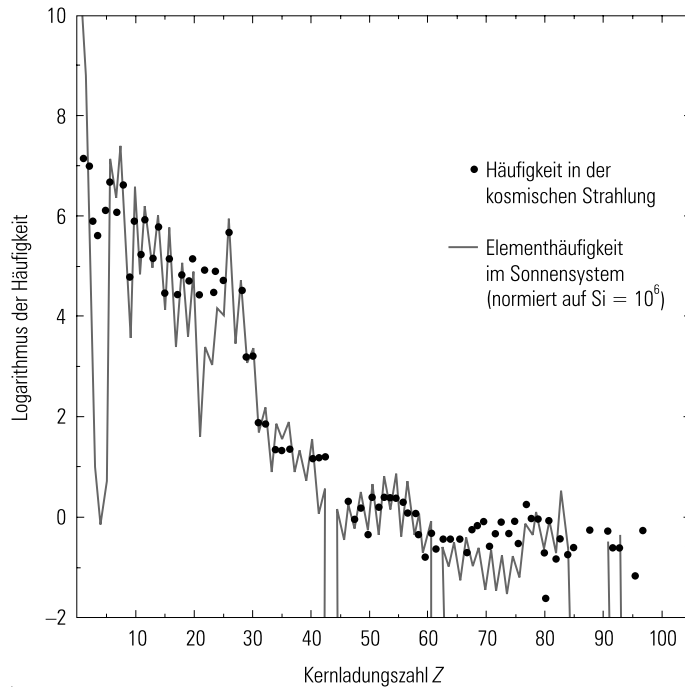


Abbildung 2.4: Chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung. Zum Vergleich aufgetragen ist die Elementhäufigkeit im Sonnensystem. Um die beiden Verteilungen vergleichen zu können, wurde angenommen, dass das Vorkommen an Silizium in beiden Quellen dem unverfälschten galaktischen Mittel entspricht. Die beiden Spektren wurden dazu in einem Energieintervall um 1 TeV herum normiert, um den Einfluss des Sonnenzyklus auszuschließen, und dann die Elementhäufigkeit von Silizium gleichgesetzt (übernommen mit freundlicher Genehmigung aus [14]).

2.2.2 Chemische Zusammensetzung

Bei Energien < 1 TeV ist die anteilige chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung durch direkte Experimente genau bekannt, vgl. Abb. 2.4. In erster Näherung ist das Spektrum dem der solaren Materie sehr ähnlich. Man erkennt aber auch deutliche Unterschiede: Wasserstoff ist in der kosmischen Strahlung mit geringerer Häufigkeit vertreten. Zwei Elementgruppen zeigen dagegen eine erhöhte Häufigkeit: Die Gruppe (Li, Be, B) im Periodensystem vor Kohlenstoff und Sauerstoff und die Gruppe (Sc, Ti, V, Cr, Mn) vor Eisen. Diese relativen Änderungen erklären sich folgendermaßen: Energiereiche primäre kosmische Strahlung entsteht wie die interstellare Materie aus Sternüberresten und haben zunächst die gleiche Elementverteilung wie der ausgebrannte Stern (geringerer Wasserstoffanteil). Auf ihrem Weg durch die galaktische Materie kommt es jedoch zu Spallationsprozessen, hervorgerufen durch Kollisionen der energiereichen schweren Primärteilchen mit dem interstellaren Medium. Dadurch wird ein Teil der häufigeren (von der Kernbindung her stabileren) Elemente zertrümmert und reichert in Form von Bruchstücken die selteneren Elementgruppen an. Die so entstehende Strahlung heißen *sekundär*, in Abgrenzung zur *primären* kosmischen Strahlung.

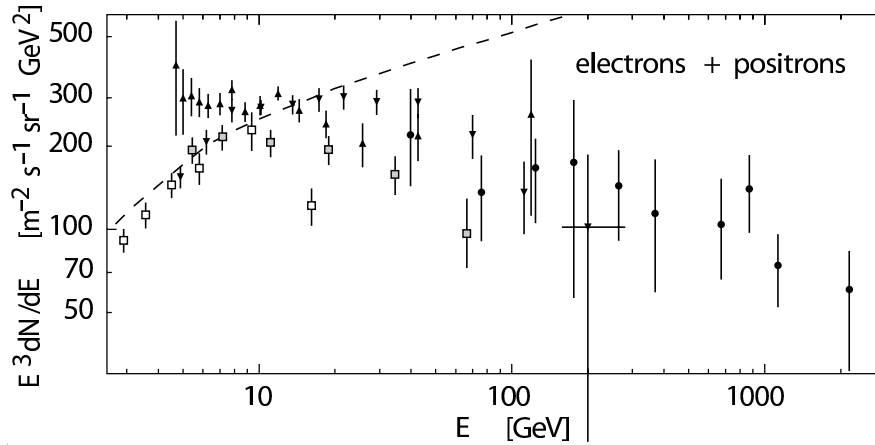


Abbildung 2.5: Elektron/Positron-Spektrum bis 1 TeV zur Zeit einer positiven Polarisation des Sonnenmagnetfeldes: e^+ – weiße Markierungen, e^- – schwarze Markierungen. Der Fluss wurde mit E^3 multipliziert. Als Vergleich ist mit der gestrichelten Linie das Proton-Spektrum eingetragen, skaliert mit einem Faktor von 0.01 [1].

Dieser Prozess ist insbesondere von Interesse, da aufgrund der gemessenen Verhältnisse die zurückgelegte Wegstrecke berechnet werden kann (näheres im nächsten Kapitel).

Anti-Protonen und Elektronen/Positronen sind selten und man muss sie zu den sekundären Komponenten zählen. Anti-Protonen werden zum Beispiel in der Reaktion:



erzeugt. Das Verhältnis \bar{p}/p ist klein, ca. $2 \cdot 10^{-4}$ bei 10-20 GeV, und stark von Polarität und Zeitpunkt des Sonnenzyklus abhängig. Es gibt deutliche Hinweise, dass zu kleineren Energien hin eine kinematische Unterdrückung stattfindet, was ein deutlicher Hinweis für sekundär erzeugte Anti-Protonen ist [1]. Schwerere Anti-Kerne als Anti-Wasserstoff wurden bisher nicht gefunden. Sie wären ein Hinweis auf größere Ansammlungen von Anti-Materie.

Elektronen erfahren aufgrund ihrer im Verhältnis zu den Atomkernen sehr kleinen Masse in den galaktischen Magnetfeldern wesentlich größere Beschleunigungen und verlieren durch die entstehende Synchrotronstrahlung sehr viel schneller Energie. Bei höheren Energien werden sie zusätzlich durch inverse Compton-Streuung mit den zahlreichen Photonen der kosmischen Hintergrundstrahlung abgebremst. Sie sind als Primärteilchen zu vernachlässigen. Der Anteil an Elektronen und Positronen im niederenergetischen Spektrum ist von der Größenordnung 1%, vgl. Abb. 2.5. Das Spektrum fällt steiler ab als das der Protonen. Das Verhältnis von e^+/e^- ist ebenfalls stark abhängig vom Sonnenzyklus, wegen des anderen Vorzeichens aber genau entgegengesetzt wie das \bar{p}/p -Verhältnis.

Oberhalb von 1 TeV sind nur noch indirekte Messungen der chemischen Verteilung möglich, weil die Primärflüsse für Ballonexperimente zu klein werden. Die Experimente, die auf der statistischen Analyse von Luftschauern beruhen, deuten jedoch darauf hin, dass der Anteil an schweren Elementen zum Knie

hin zunimmt. Am Knie scheinen die mittleren bis schweren Elemente zu dominieren [17]. Dies setzt sich fort bis zum Knöchel, wo die Zusammensetzung wieder leicht wird und hinter dem Knöchel nahezu nur noch aus Wasserstoff zu bestehen scheint [18].

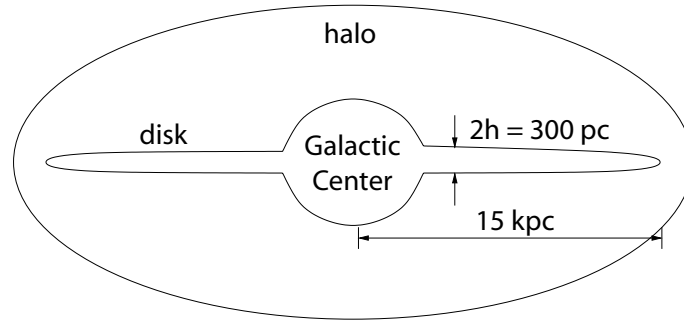


Abbildung 2.6: Eine Schematische Darstellung unserer Galaxie (adaptiert aus [13]).

2.2.3 Ausbreitung

Die grundlegende Struktur unserer Galaxie ist in Abb. 2.6 skizziert. Zentral liegt die rotierende Scheibe mit einem aufgewölbten Zentrum, die vier Spiralarme enthält. Einer dieser Arme enthält unser Sonnensystem in einem radialen Abstand von $\sim 8.5 \text{ kpc}$. Die Galaxie wird von einem elliptischen Halo umgeben, der einzelne Kugelsternhaufen enthält. Die mittlere Teilchendichte beträgt in der galaktischen Scheibe $\rho_N \sim 1 \text{ cm}^{-3}$, im Halo ist sie wesentlich kleiner. Das diffuse galaktische Medium besteht dabei hauptsächlich aus Wasserstoff. Das Wissen über das galaktische Magnetfeld ist recht begrenzt. Es hat in der Scheibe eine Stärke von $\sim 0.3 \text{ nT}$ und folgt grob der Richtung der Spiralarme – mit starken lokalen Fluktuationen. Es wird von dem ionisierten Teil des interstellaren Gases mitgetragen und bildet mit diesem eine magnetohydrodynamische Flüssigkeit. Die kosmische Strahlung wird in diesem Feld abgelenkt, stellt wiederum selbst aber auch einen geladenen Strom dar und erzeugt ein eigenes Magnetfeld. Die Energiedichten beider Felder sind vergleichbar: $\rho_{\text{CR}} \sim 1.1 \text{ eV/cm}^3$ und $\rho_{\text{B}} \sim 0.25 \text{ eV/cm}^3$, so dass die Wechselwirkung gegenseitig ist.

Neben Magnetfeldern wird die Galaxie auch noch von der kosmischen Hintergrundstrahlung durchdrungen, die insbesondere für Reaktionen mit hochenergetischen Teilchen von Bedeutung ist. Mit einer Temperatur von 2.7 K enthält die Strahlung eine Photonendichte von $\sim 400 \text{ cm}^{-3}$ und eine mittlere Energie von $\sim 10^{-4} \text{ eV}$ pro Photon.

Bereits in Abs. 2.6, S. 8 haben wir erklärt, dass kosmische Strahlen $< 10^{18} \text{ eV}$ einen Einschluss durch die galaktischen Magnetfelder erfahren. Einen Anhaltspunkt darüber, wie lange die Teilchen in der Galaxie verweilen, bekommt man über die mittlere zurückgelegte Wegstrecke. Bei 1 TeV , wo die chemische Komposition direkt gemessen werden kann, gelingt dies durch die Analyse der Verhältnisse von sekundären zur primären Elementen, vgl. Abs. 2.2.2, S. 11. Da man die Wirkungsquerschnitte für Spallation aus dem Labor kennt, kann man aus dem Verhältnis der angereicherten Elemente in der kosmischen Strahlung zu denen aus dem solaren Spektrum die durchlaufene Massenbelegung berechnen. Sie liegt bei $X \approx 5\text{-}10 \text{ g cm}^{-2}$, so dass man mit der mittleren Dichte der galaktischen Scheibe auf eine zurückgelegte Strecke von

$$l = X/(m_p \rho_N) = 3 \cdot 10^{24} \text{ cm} \approx 1000 \text{ kpc} \quad (2.8)$$

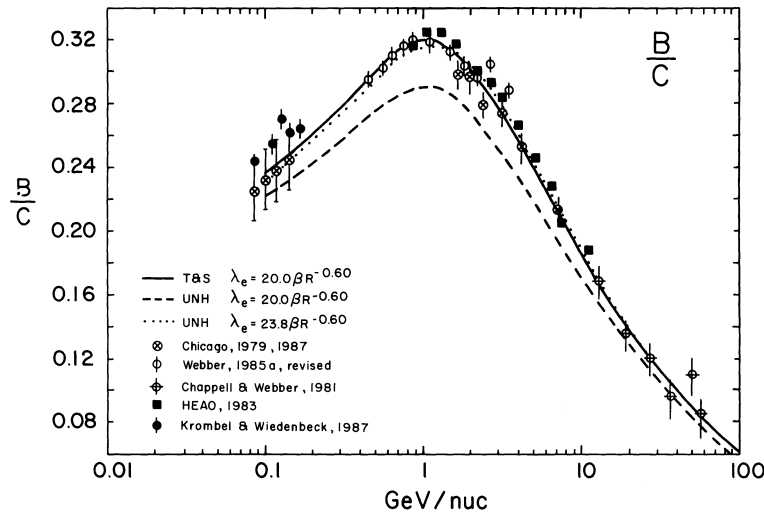


Abbildung 2.7: Verhältnis von Bor zu Kohlenstoff aufgetragen über kinetischer Energie pro Nuklid. Fit eines Leaky Box-Modells der Diffusion [22].

schließt (vgl. [13, S. 8]), m_p ist die Wasserstoffmasse. Diese Abschätzung ist noch eher zu klein, da sich das Teilchen auch durch den viel dünneren galaktischen Halo bewegen kann, aber bereits Potenzen größer als der Durchmesser unserer Galaxie. Kosmische Strahlen laufen also aufgrund der galaktischen Magnetfelder sehr lange in verschlungenen Pfaden durch das galaktische Medium. Es ist daher im allgemeinen nicht möglich, aus ihrer Richtung auf die Quelle zu schließen. Nur bei UHECRs ist die magnetische Steifigkeit groß genug, um mit Modellen über das galaktische Magnetfeld auf ihre ursprüngliche Richtung zurückzurechnen [15, S. 155].

Eine genauere Analyse zeigt, dass der Anteil der sekundären Elemente für höhere Energien kleiner wird, die Strahlen also früher aus der Galaxie entweichen, vgl. Abb.2.7. Dies lässt sich auf die größere magnetische Steifigkeit R zurückführen.

Es sollen kurz alle Effekte zusammengefasst werden, die während der Propagation der kosmischen Strahlen auf das chemische und energetische Spektrum Einfluss haben (vgl. [15, S. 10]).

- **Ionisationsverluste.** Hauptsächlich relevant für Protonen und Kerne. Die geringe Dichte des galaktischen Mediums wird dabei durch die langen zurückgelegten Strecken kompensiert.
- **Spallation.** Die Fragmentation von schweren Kernen wurde schon im vorigen Abschnitt besprochen. Die kinetische Energie pro Nuklid wird bei diesem Prozess näherungsweise erhalten. Für ein bestimmtes Isotop sind Gewinn und Verlust möglich.
- **Radioaktiver Zerfall.** Für ein bestimmtes Isotop sind auch hier Verlust und Gewinn möglich. Die resultierenden Isotopenverhältnisse stellen Uhren dar und bieten damit eine weitere Möglichkeit, die Verweildauer von

kosmischen Strahlen einer bestimmten Energie in der Galaxie zu berechnen.

- **Verluste durch Synchrotronstrahlung, inverse Compton-Streuung.** Nur relevant für Elektronen und Positronen. Oberhalb von 10 GeV dominieren diese Verluste über den diffusen Verlust.
- **Verluste durch Diffusion aus der Galaxie.** Hierfür gibt es mehrere Ansätze. Das erfolgreichste Modell erklärt die Verluste hauptsächlich durch magnetische Turbulenzen, die in einer isotropen Approximation am besten durch ein Kolmogorov-Spektrum [21] beschrieben werden.
- **Verluste durch Konvektion aus der Galaxie.** Kosmische Strahlen werden durch galaktische Fließbewegungen abtransportiert. Dieser Effekt dominiert sehr wahrscheinlich bei Energien $\lesssim 1$ GeV für Protonen, bzw. für schwerere Ionen mit gleichem Gyroradius.
- **Verluste durch Streuung an Irregularitäten des magnetischen Feldes.** Da das interstellare Magnetfeld mit den ionisierten Teilchen eine magnetohydrodynamische Flüssigkeit bildet, ist die Ausbildung von Wellen (Alvén-Wellen) und Flussröhren möglich, in denen auf kleinem Raum sehr viel höhere Feldstärken auftreten können. Kosmische Strahlen streuen an diesen scharfen Änderungen des magnetischen Feldes. Wegen den vergleichbaren Energiedichten können strömende kosmische Strahlen selbst Wellen auslösen, an denen andere kosmische Strahlen streuen.

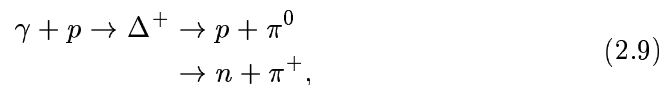
Mit der quantitativen Beschreibung dieser Effekte ist es möglich, vom beobachteten Spektrum auf der Erde zum Spektrum der Quellen zurückzurechnen.

Ausbreitung bei höchsten Energien und GZK-Cutoff

Für Energien $E_{\text{Prim}} > 10^5$ GeV wird das Universum undurchsichtig für Gamma-Strahlung durch Photon-Photon-Wechselwirkungen mit der kosmischen Hintergrundstrahlung, da bei diesen Energien die Schwelle zur Paarerzeugung von e^+/e^- überschritten wird. Hochenergetische Elektronen und Positronen werden durch den inversen Compton-Effekt schnell abgebremst.

GREISEN, ZATSEPIN und KUZMIN entwickelten ein ähnliches Argument für Protonen, welches ein theoretisches Limit auf das beobachtete Fluss-Spektrum bei $E_{\text{CutOff}} \approx 5 \cdot 10^{19}$ eV setzt [8].

Im Ruhesystem eines ultrahochenergetischen Protons erscheinen CBR-Photonen als hochenergetische Gamma-Strahlung. Den größten Energieverlust erhalten die Protonen in dieser Situation durch Pion-Produktion über die in der Nähe liegende Delta-Resonanz



falls die Schwerpunktsenergie s in dieser Reaktion ausreichend ist, um die Ruhemasse eines neuen Pions zu erzeugen:

$$s \approx m_p^2 + 2E_p E_\gamma (1 - \cos\theta) \approx m_\pi, \tag{2.10}$$

θ ist der Kollisionswinkel. Bei einem direkten Zusammenstoß ($\cos \theta = -1$) ergibt sich für die Schwellenenergie des Protons für diese Reaktion:

$$\begin{aligned} (q_\gamma + q_p)^2 &= (m_p + m_\pi)^2 \\ \Rightarrow E_p &= \frac{m_\pi^2 + 2m_p m_\pi}{4E_\gamma}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Mit dem wahrscheinlichsten Energiewert der Planck-Verteilung der Photonen bei $T = 2.7\text{ K}$ bekommt man die angegebene Schwelle von $\sim 5 \cdot 10^{19}\text{ eV}$. Der mittlere Energieverlust ΔE für das Proton beträgt $\sim 20\%$, da das Pion nach der Reaktion noch stark geboostet wird.

Die Schwelle ist nicht scharf, da aufgrund der hochenergetischen Ausläufer der Planck-Verteilung die Produktion schon bei etwas kleineren Proton-Energien einsetzen wird. Auf der anderen Seite können bei etwas höheren Energien die Δ^+ -Baryonen resonant erzeugt werden und die Wahrscheinlichkeit der Reaktion steigt dramatisch an. Mit höheren Proton-Energien steigt auch der Energieverlust. Zunächst werden einzelne Pionen mehr kinetische Energie bekommen, bei noch höheren Energien wird dann die Produktion mehrerer Pionen gleichzeitig möglich. Insgesamt ergibt sich nach oben hin ein scharfer Einschnitt.

Um einen Eindruck darüber zu bekommen, auf welchen Skalen der Effekt wichtig wird, muss man die Interaktionlänge dieser Reaktion berechnen. Bei einer bestimmten Proton-Energie ergibt sich die Länge aus dem experimentell bekannten Wirkungsquerschnitt σ_{Total} für die Umwandlung und der mittleren Photonendichte n_γ für eine Planck-Strahlung mit $T_\gamma = 2.73\text{ K}$ zu $L = (n_\gamma \sigma_{\text{Total}}(E))^{-1}$. Mit eingesetztem E_{Cutoff} bekommt man etwa $L \sim 6\text{ Mpc}$ [15].

Da Teilchen mit Energien $> E_{\text{Cutoff}}$ auf der Erde beobachtet werden (vgl. Abb. 2.3), können die Quellen dieser Teilchen nach dieser Überlegung nur in einem Radius von maximal 50-100 Mpc liegen – sofern die Teilchen an der Quelle nicht unvernünftig hohe Energien haben. In dieser Kugel um unsere Galaxie herum sind jedoch keine Quellen bekannt, die eine entsprechende Aktivität beobachten lassen. Nimmt man an, dass die intergalaktischen Quellen homogen im Raum verteilt sind, müsste sich außerdem ein charakteristischer Abfall des Flusses oberhalb von E_{Cutoff} zeigen, der nicht beobachtet wird.

Dies ist eines der interessantesten astrophysikalischen Probleme und möglicherweise ein Hinweis auf neue Physik.

2.2.4 Quellen

Großräumige elektrische Potentiale im Universum können nicht existieren, da sie durch das kosmische Plasma leicht ausgeglichen würden. Lediglich Pulsare erreichen an ihren Polen beachtliche elektrische Feldstärken und zählen dadurch zu den wenigen möglichen elektrischen Beschleunigerquellen.

Bewegte Magnetfelder sind jedoch in der Galaxie weit verbreitet, entsprechend der Elektrodynamik sind damit auch elektrische Kräfte verbunden. Die *Fermi-Beschleunigung* [24] 1. und 2. Ordnung ist der favorisierte Mechanismus zur Beschleunigung kosmischer Strahlen über alle Größenordnungen der Energie hinweg. Sie beschreibt die Beschleunigung von Teilchen in turbulenten Magnetfeldern galaktischer Gaswolken und Schockfronten aus expandierendem Plasma, wie sie beispielsweise bei Super-Novas in unserer Galaxie auftreten.

Der prinzipielle Mechanismus in beiden Fällen beruht darauf, dass Teilchen in den turbulenten Magnetfeldern näherungsweise reibungslos streuen und für eine gewisse Zeit eingeschlossen werden. Die turbulenten Magnetfeldlinien bewegen sich nun selbst mit einer bestimmten Geschwindigkeit. Die Überlegung von Fermi zeigt dann, dass Streuungen mit Energiegewinn für ein eingefangenes Teilchen wahrscheinlicher ausfallen, als solche mit Energieverlust, falls das Teilchen eine gewisse minimale Anfangsgeschwindigkeit besaß. Das Teilchen erreicht also nicht thermisches Gleichgewicht mit der magnetischen Turbulenz, sondern wird in vielen Umläufen langsam beschleunigt.

Es lässt sich nun in einer einfachen Überlegung zeigen, dass sich daraus ein Potenzgesetz für das Quellspektrum ergibt [13]. Ist der Energiezuwachs pro Umlauf ϵE_0 , so ist die Energie nach n Zyklen $E_n = E_0 (1 + \epsilon)^n$. Um eine bestimmte Energie $E = E_n$ zu erreichen, werden also

$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \epsilon)} \quad (2.12)$$

Umläufe benötigt.

Ist die konstante Entkommenswahrscheinlichkeit pro Zyklus P , so ist die Wahrscheinlichkeit, dass das Teilchen nach n Zyklen noch beschleunigt wird $(1 - P)^n$. Für die Zahl der Teilchen mit Energien oberhalb von E gilt dann:

$$N(> E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P)^m = \sum_{m=0}^{\infty} (1 - P)^m - \sum_{m=0}^{n-1} (1 - P)^m = \frac{(1 - P)^n}{P}. \quad (2.13)$$

Im letzten Schritt wurde zweimal die Summenformel der geometrischen Reihe benutzt. Setzt man Gl. 2.12 ein, ergibt sich das Potenzspektrum.

$$N(> E) \propto E^{-\gamma} \quad \text{mit} \quad \gamma = \frac{\ln(1/(1 - P))}{\ln(1 + \epsilon)} = \text{const} > 0 \quad (2.14)$$

Neben Super-Novas gibt es noch viele andere astrophysikalische Quellen, die Schockfronten erzeugen können. Man kategorisiert sie mit einer einfachen Abschätzung, die auf HILLAS [25] zurückgeht: Betrachtet man ein B -Feld über der typischen Skala R , dessen Variation auch in der Größenordnung von B liegt,

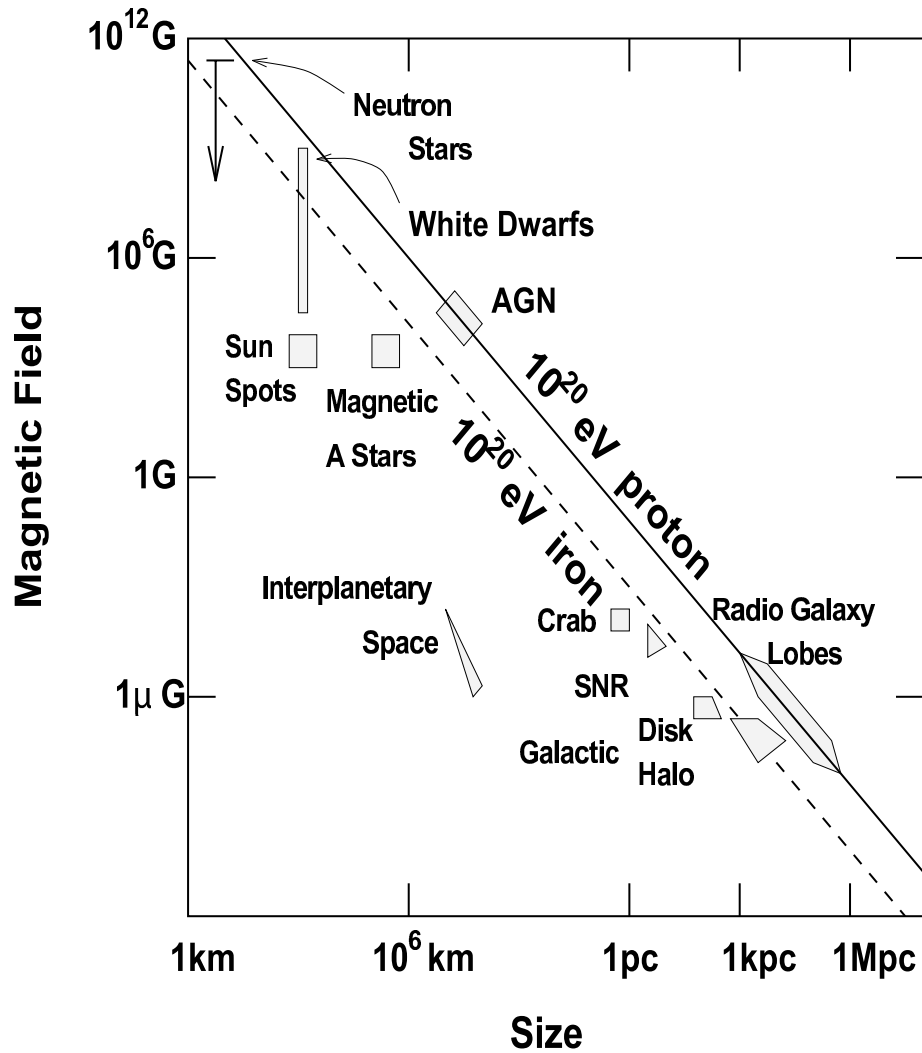


Abbildung 2.8: Hillas-Plot der möglichen Beschleuniger-Quellen kosmischer Strahlung. Diagonale Geraden zeigen die maximal erreichbaren Teilchenenergien [25].

so erlauben die elektromagnetischen Kräfte die Beschleunigung eines relativistischen Teilchens der Ladung Ze bis zu einer maximalen Energie, der Einschlussenergie:

$$\epsilon_{\text{cl}} = ZeBR \simeq \left(\frac{B}{10^{-4} \text{ T}} \right) \left(\frac{R}{1 \text{ pc}} \right) 10^{20} \text{ eV}. \quad (2.15)$$

Für größere Energien wird der Gyroradius größer als die Ausdehnung der Quelle. Die bekannten Quell-Kandidaten fasst Abb.2.8 zusammen.

2.3 Atmosphärische Teilenschauer

Beim Eintritt der kosmischen Strahlung in die Erdatmosphäre kommt es zu Reaktionen mit den Luftmolekülen⁵. In senkrechter Richtung enthält die Atmosphäre eine Massenbelegung von $X_{\text{vert}} \approx 1000 \text{ g cm}^{-2}$. Die elektromagnetische Strahlungslänge in Luft ist $X_0 = 36.66 \text{ g cm}^{-2}$, die hadronische Interaktionslänge $\lambda = 90.0 \text{ g cm}^{-2}$, die Atmosphäre ist daher ~ 27 elektromagnetische und ~ 11 hadronische Strahlungslängen dick. Die eintretenden kosmischen Primärteilchen⁶ verlieren damit ihre komplette Energie in der Atmosphäre, wobei Teilenschauer ausgelöst werden. Diese Schauer werden dabei wiederum fast vollständig in der Atmosphäre eingeschlossen. Mit größerer Primärenergie erreicht auch ein größerer Teil der Teilchen die Erdoberfläche.

2.3.1 Teilchenreaktionen in der Atmosphäre

Die häufigsten Primärteilchen sind Protonen, gefolgt von schwereren Atomkernen. In Näherung kann ein Schauer, induziert durch einen Atomkern mit Energie E_{Prim} und Massenzahl A , wie eine Superposition aus A Proton-Schauern mit E_{Prim}/A betrachtet werden, da die Kernbindungsenergie viel kleiner als die Primärenergie ist. Es reicht also für eine einfache Übersicht, Proton-Schauer zu diskutieren.

Die Luftschauer entwickeln eine *elektromagnetische*, *myonische*, *hadronische* und *Neutrino*-Komponente. Primäre Protonen erfahren ihre erste Wechselwirkung in einer Höhe von 15-20 km. Bei einem Stoß mit einem Luftmolekül verliert das Primärteilchen im Mittel 50 % seiner Energie, die in ~ 90 % Pionen und ~ 10 % Kaonen umgewandelt wird. Die Mesonen bilden mit dem Primärteilchen die hadronische Kaskade. Neutrale Pionen haben sehr kurze Lebensdauern ($\tau \sim 10^{-16} \text{ s}$) und zerfallen⁷, bevor sie wieder wechselwirken können über $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (98.8 %).

Da die Pionen (π^+ , π^- , π^0) etwa gleich häufig produziert werden, wird in jedem Schritt der Kaskade ca. 30 % der abgegebenen Energie in Photonen umgewandelt. Da die Mesonen und Hadronen jedoch im allgemeinen mehrfach wechselwirken, wird letztlich der Hauptteil der Energie pro Kaskadenschritt in Photonen konvertiert. Die Photonen selbst beginnen die elektromagnetische Kaskade: Sie erzeugen über Paar-Produktion und Compton-Streuung Elektronen/Positronen, die ihrerseits durch Bremsstrahlung wieder Photonen erzeugen. Ein kleiner Teil der Photonenenergie wird wieder über γ +Kern-Wechselwirkungen in die hadronische Kaskade zurückgeführt. Die elektromagnetische Kaskade endet bei Energien von $\sim 1 \text{ MeV}$. Für die Elektronen wirken von da an nur noch Ionisationsverluste und bis sie schließlich gestoppt werden.

⁵Diese Zusammenfassung stützt sich zu großen Teilen auf [14] und [15, S. 27-44].

⁶Man beachte: Primär- und Sekundärteilchen bekommen hier eine andere Bedeutung. Primärteilchen sind jetzt kosmische Strahlen, die die obere Atmosphäre erreichen. Sekundärteilchen werden die in der Atmosphäre durch elektromagnetische oder hadronische Reaktionen produzierten Schauerteilchen genannt.

⁷Erst ab Energien von 10^{10} GeV wird der Gamma-Faktor groß genug, um eine hadronische Reaktion wahrscheinlicher werden zu lassen.

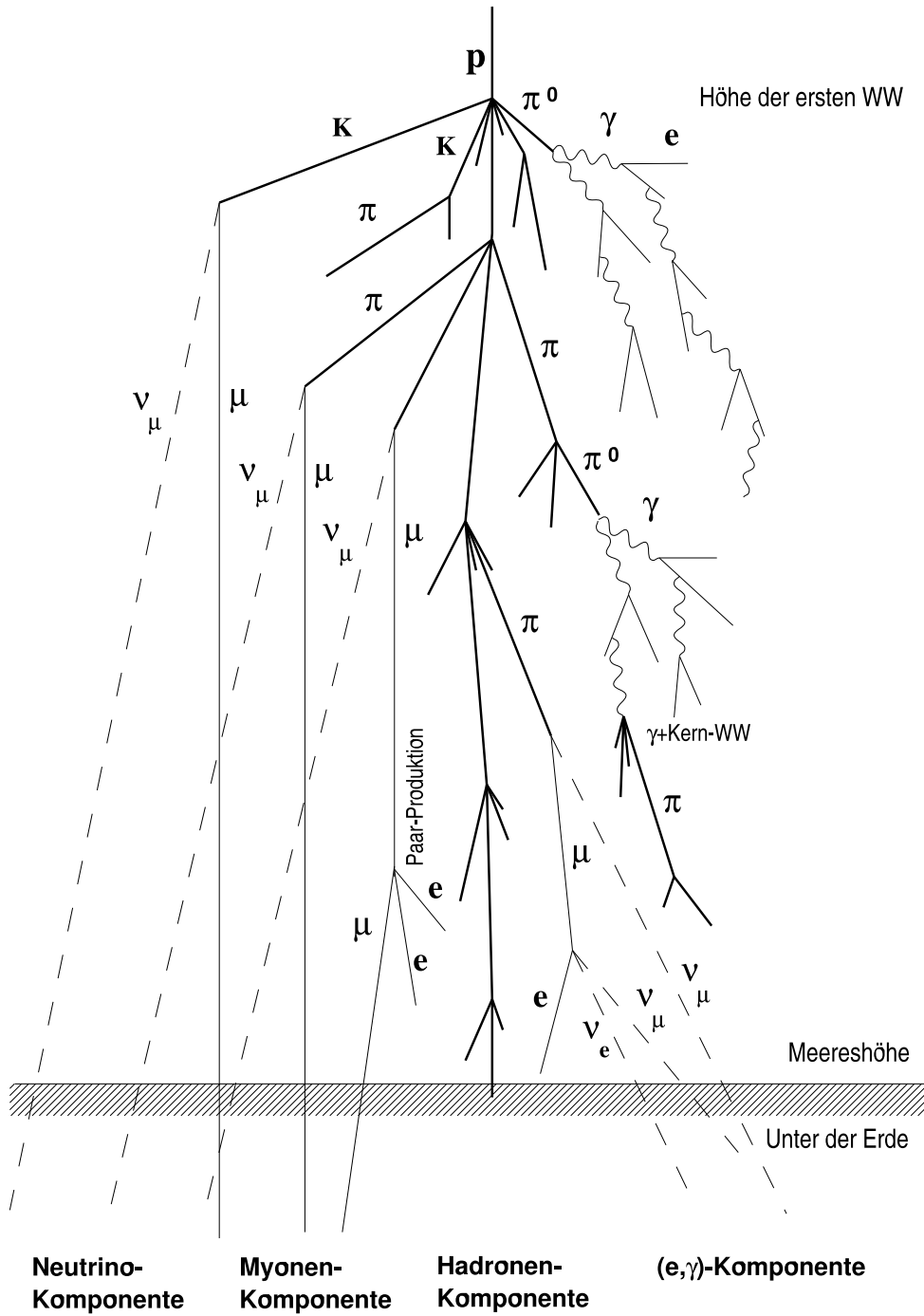


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung der Prozesse eines Luftschauers.

Kaonen und geladene Pionen haben längere Lebensdauern ($\tau \sim 10^{-8}$ s) und lösen weitere hadronische Reaktionen aus. Die hadronische Kaskade endet bis auf ein paar überbleibende Nukleonen mit dem Zerfall der geladenen Pionen und Kaonen in Myonen und assoziierte Neutrinos⁸: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ (99.99 %) und $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ (63.4 %)⁹. Dies bildet die myonische Komponente. Die Myonen erhalten typische Energien von einigen GeV, und erreichen durch die Gamma-Faktoren in großer Zahl den Boden. Bremsstrahlung beeinflusst sie im Gegensatz zu Elektronen aufgrund der größeren Masse praktisch nicht. Der Energieverlust durch Ionisation ist ca. $2 \text{ MeV}/(\text{g cm}^{-2})$. Ein kleiner Teil der Myonen-Energie geht über den Zerfall $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ (≈ 100 %), über δ -Elektronenproduktion und ab $\simeq 10^3$ GeV auch über Bremsstrahlung und direkte Paar-Produktion in die elektromagnetische Kaskade.

Die Myonen- und Elektronenneutrinos wechselwirken nicht mehr weiter und bilden den Neutrino-Anteil des Schauers. Sie entsprechen in ihrer Zahl dem Myonen-Anteil, der 10 % der Gesamtzahl ausmacht und enthalten nur ein paar Prozent der Gesamtenergie. Dies macht die Atmosphäre zu einem Kalorimeter mit guter Linearität. Abb. 2.9 fasst die Prozesse zusammen.

2.3.2 Struktur

Longitudinal

Die longitudinale Struktur des Schauers beschreibt gleichzeitig seine zeitliche Entwicklung. Als beschreibende Größe wählt man die durchquerte Massenbelegung X entlang der Schauerachse. Luftschauer haben näherungsweise unabhängig von der Primärenergie etwa die gleiche Form, bis auf eine absolute Verschiebung und einen globalen Faktor der Intensität, der von der Primärenergie abhängt. Dies gilt insbesondere für den elektromagnetischen Teil. Die Zahl der Elektronen¹⁰ beispielsweise lässt sich durch die Gaisser-Hillas-Formel [16] parametrisieren:

$$N_e = N_{\max} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{70}} \exp \left(\frac{X_{\max} - X}{70} \right), \quad (2.16)$$

wobei X_0 und X_{\max} die Massenbelegungen der ersten Wechselwirkung und die des Erreichens der maximalen Teilchenzahl N_{\max} sind. $X_{\max} - X_0$ hängt von der Primärenergie ab, $X - X_{\max}$ ist ein Maß für das «Alter» des Schauers.

X_{\max} steigt logarithmisch mit der Primärenergie, die Gesamtzahl der Teilchen ist proportional zu E :

$$X_{\max} \simeq X_i + 55 \cdot \log_{10}(E_{\text{Prim}}/\text{GeV}) \text{ g cm}^{-2}, \quad (2.17)$$

$$N_{\max} \propto E_{\text{Prim}}. \quad (2.18)$$

X_i ist dabei vom Primärteilchen abhängig. Schwerere Kerne gleicher Energie erreichen ihr Maximum höher in der Atmosphäre, nach dem Superpositionsmodell ist der Zusammenhang logarithmisch zur Massenzahl A . Für Proton- und

⁸Die Gleichungen der Anti-Teilchen erhält man durch die Ladungskonjugation C .

⁹Der Rest der Kaonen zerfällt hauptsächlich in Pionen.

¹⁰Sofern nicht explizit darauf Bezug genommen wird, sind im Folgenden in dieser Arbeit bei der Nennung eines Schauerteilchentyps auch immer seine Anti-Teilchen gemeint.

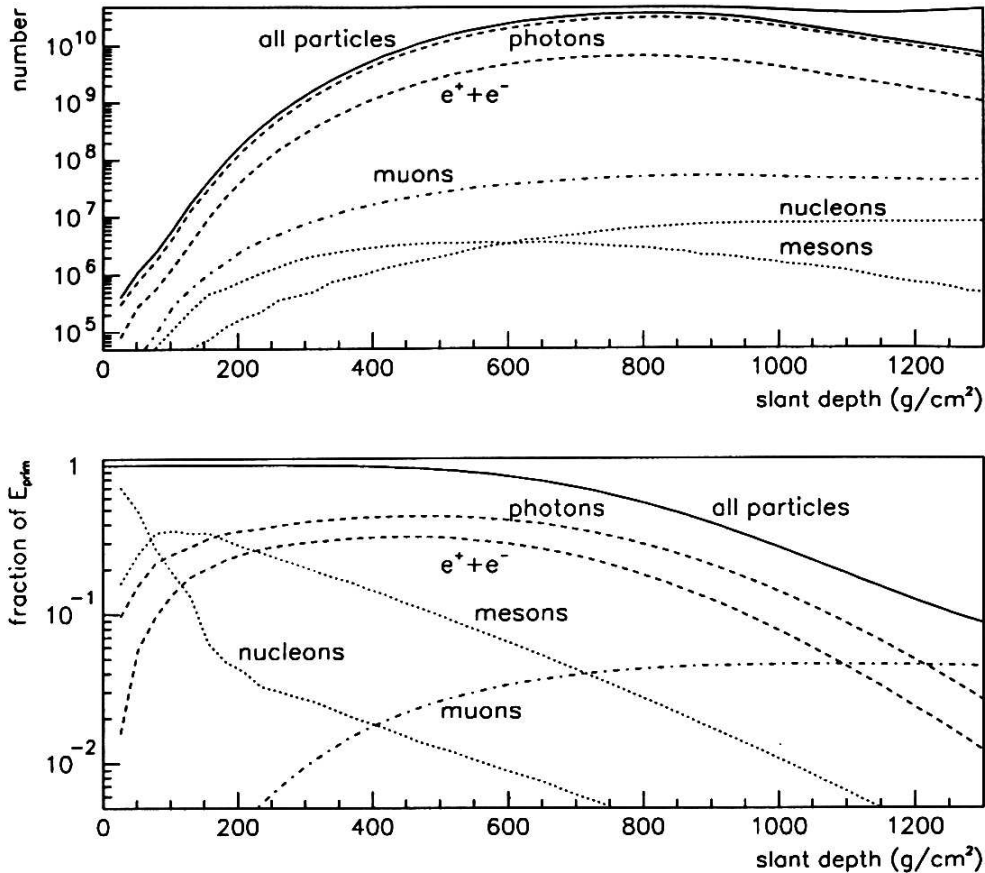


Abbildung 2.10: Longitudinale Zusammensetzung des Schauers in Abhängigkeit von der durchquerten Massenbelegung. Das Profil entspricht ungefähr einer Schauerenergie von 10^{18} eV. Für senkrechte Schauer ist die Atmosphäre 1000 g cm^{-2} dick. Für schräg einfallende Schauer gilt entsprechend $(1000 \text{ g cm}^{-2})/\cos\theta$, wobei θ der Zenitwinkel ist (aus [15, S. 32]).

Eisen-Schauer als Extreme gilt $X_{\max}(p) - X_{\max}(\text{Fe}) \simeq 100 \text{ g cm}^{-2}$. Abb. 2.10 zeigt die longitudinale Entwicklung eines Schauers. Die Myonenzahl fällt im Gegensatz zur Elektronenzahl nach Erreichen eines Plateaus (dem Ende der hadronischen Kaskade) kaum ab. Die Zahl der Myonen ist ein Maß für die Zahl der Schritte, die die hadronische Kaskade durchläuft, bevor die Energie erreicht ist, bei der die Pionen zerfallen. Das macht sie sensitiv für die Massenzahl A des Primärteilchens. Elektronen- und Myonenzahl auf Meereshöhe, sowie das Verhältnis aus beiden stellen wichtige Messwerte zur Bestimmung von Energie und Masse des Primärteilchens in bodengebundenen Detektorfeldern dar.

Lateral

Luftschauer haben einen Kern mit einer Ausdehnung $< 100 \text{ m}$. Er enthält 90 % der Gesamtenergie und den Hauptteil der Hadronen. Die Teilchendichte innerhalb des Kerns fällt mit $1/r$ ab. Darum herum bildet sich ein Halo aus elektro-

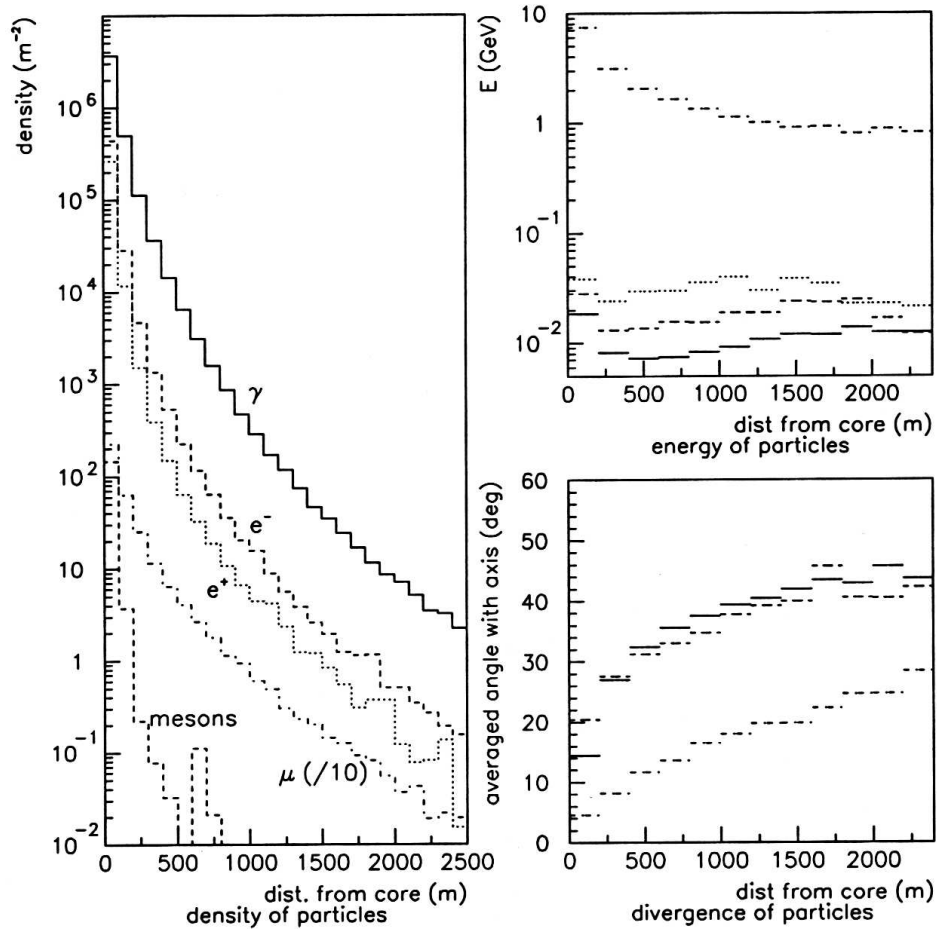


Abbildung 2.11: Laterale Zusammensetzung des Schauers in Abhängigkeit vom Abstand zum Schauerzentrum. Das Profil entspricht ungefähr einer Schauerenergie von 10^{18} eV (aus [15, S. 34]).

magnetischen Teilchen und Myonen. Er hat näherungsweise unabhängig von der Primärenergie Radien von ca. 10 km. Für die laterale Ausdehnung der elektromagnetischen Komponente ist die Vielfachstreuung verantwortlich. Hadronen erhalten ihre Divergenzen durch Transversalimpulse während der Wechselwirkung. Die myonische und Neutrino-Komponente erben diese Transversalimpulse und propagieren dann in geraden Linien weiter.

Der elektromagnetische Teil des Halos wird mit wachsendem X zunächst größer, erreicht ein Maximum bei $X_{\max} + 100 \text{ g cm}^{-2}$ und fällt dann rapide ab, um bei $X_{\max} + 1000 \text{ g cm}^{-2}$ komplett zu verschwinden. Die Myonendichte nimmt weit weg vom Kern ungefähr exponentiell ab, entsprechend der Verteilung der Transversalimpulse zum Ende der hadronischen Kaskade. Die Energie ist dabei stark anti-korreliert mit der Divergenz. Abb. 2.11 zeigt ein paar typische Verteilungen.

2.3.3 Ankunftszeitverteilung auf Meereshöhe

Die Zeitstruktur des Teilchensignals in Abhängigkeit von der Position zur Schauerachse soll kurz diskutiert werden. Die Spitze des Schauerkerns bewegt sich mit Lichtgeschwindigkeit. Der Bezugspunkt für die Zeitstruktur des Halos soll die Ebene senkrecht zur Schauerachse sein, die sich ebenfalls mit c bewegt.

Die ankommenden Hadronen überleben bis hin zu geringsten Energien. Ihre Ankunftszeiten sind deshalb über einen Bereich von einigen $10 \mu\text{s}$ verteilt. Die Myonen sind hochrelativistisch, jedoch ist $1 - \beta$ nicht vernachlässigbar. Ihre Ankunftszeit verzögert sich mit zunehmenden Abstand von der Schauerachse durch die geometrisch längeren Wege und die kleineren Geschwindigkeiten aufgrund der Anti-Korrelation mit der Energie. Die Front, die die Myonen bilden, wird in zum Zentrum hin dünner und die Krümmung flacher. Die Verzögerung zur senkrechten Schauerebene wächst bis zu einem Wert von $\sim 1.5 \mu\text{s}$ bei $r = 2 \text{ km}$ quadratisch, danach langsamer. Nach einer gewissen Zeit zerfällt ein Teil der niederenergetischen Myonen, so dass sich ein «elektromagnetischer Schwanz» ausbildet, der unabhängig von der Entwicklung der elektromagnetischen Kaskade ist, und eine Zeitverteilung wie die Myonen zeigt.

Der elektromagnetische Halo kann als diffuser Strom betrachtet werden, der kontinuierlich vom Kern nachgebildet wird. Mittelpunkt und Breite der Zeitverteilung wachsen hier ungefähr proportional zu r , mit $2.5 \pm 1 \mu\text{s}$ bei $r = 2 \text{ km}$.

Insgesamt ergibt sich ein offener Kegel, mit einer klar abgegrenzten gekrümmten Front und einem diffusen hinteren Ende. Die Krümmung und Dicke der Front nehmen mit wachsendem X ab.

2.3.4 Schauerfluktuationen

Schauer mit gleicher Einfallsrichtung und Energie des Primärteilchens fluktuieren in ihren Eigenschaften teilweise deutlich. Die Schwankungen entstehen in den ersten hadronischen Interaktionen, deren Position X_0 allein um eine Größenordnung der Interaktionslänge unsicher ist. Als Resultat schwankt die Position X_{max} intrinsisch um einige 10 g cm^{-2} , abnehmend mit A . Die laterale Struktur wird dadurch auch beeinflusst. Durch die Schauerentwicklung gibt es jedoch einen Abstand vom Kern, in dem die Fluktuationen der Teilchendichten auf weniger als 10 % reduziert sind. Auf Meereshöhe und bei einer Primärenergie von 10^{19} eV ist dieser Abstand etwa 1000 m (mit E_{Prim} wachsend).

2.4 Messverfahren der kosmischen Strahlung

2.4.1 Direkte Messung

Die direkten Messverfahren der kosmischen Strahlung benutzen Standard-Detektoren der Hochenergiephysik: Kalorimeter und Spurkammern, getragen von Ballons. In den erreichbaren Höhen beträgt die Restmassenbelegung der Atmosphäre nur noch 5 g cm^{-2} . Die Kalorimeter messen die Energie, indem sie das Teilchen absorbieren, die Spurkammern messen die Krümmung in einem magnetischen Feld, um den Impuls zu bestimmen. Über beide Messungen zusammen lässt sich die Masse eines Teilchens berechnen, über die es auch identifiziert wird.

Oberhalb von 1 TeV versagt diese Methode jedoch, weil die Flüsse zu klein werden um eine akzeptable Statistik zu bekommen.

2.4.2 Indirekte Messung

Die erdgebundenen Methoden vermessen die entstehenden Luftschauer, um indirekt auf die Primärenergie und Masse des Teilchens zu schließen. Aufgrund der besprochenen intrinsischen Fluktuationen ist dies nur auf statistischer Basis möglich. Die beiden wichtigsten Hilfsmittel sind Fluoreszenzteleskope und Detektorfelder.

Fluoreszenzteleskope

Fluoreszenzteleskope beobachten das Szintillationslicht von Stickstoffmolekülen, welche durch die geladenen Schauerpartikel angeregt werden. In mondlosen Nächten lassen sich damit Schauer bis in einer Entfernung von einigen 10 km erfassen. Durch eine stereoskopische Beobachtung wird eine dreidimensionale Rekonstruktion der Schauerachse möglich. Nachdem zahlreiche Dämpfungs- und Streueffekte berücksichtigt worden sind, lässt sich das longitudinale Intensitätsprofil aus den Daten rekonstruieren. Das Profil kann dann benutzt werden, um die Energie und die Masse des Primärteilchens zu bestimmen.

Detektorfelder

Bei dieser Methode erfassen auf dem Erdboden verteilte Detektorfelder einen Teil des Schauerhalos. Sie messen die lokale Teilchendichte und die Ankunftszeit. Die Schauerrichtung lässt sich aus letzterem auf 1° - 2° bestimmen. Wenn viele Detektoren gleichzeitig getroffen werden, kann auch die Krümmung der Front gemessen, die ein Maß für das Alter des Schauers ist. Die Primärenergie wird durch die Teilchendichte im Abstand von 1 km vom Schauerkern bestimmt (vgl. Abs. 2.3.4, S. 25). Dazu werden die vorhandenen Daten an eine parametrisierte laterale Dichteverteilung gefittet, die man beispielsweise aus Monte-Carlo-Simulationen der Schauer gewinnt. Ein weitere wichtige Messgröße ist die Verteilung der Anstiegszeit des Signals (definiert als Zeitdifferenz, in der 50 % der integrierten Gesamtamplitude erreicht wurden), die mit dem Myonenanteil verknüpft ist und dadurch eine Rekonstruktion der Massenzahl A erlaubt.

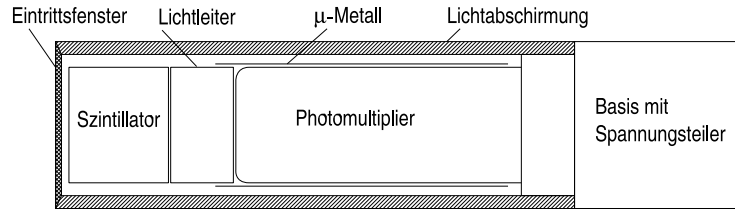


Abbildung 2.12: Schematischer Aufbau eines Szintillators (adaptiert aus [26]).

2.5 Szintillationsdetektoren

Im Folgenden soll auf den in dieser Arbeit verwendeten Detektortyp näher eingegangen werden. Szintillatoren¹¹ gehören zu den Standarddetektoren der Teilchenphysik. Den grundlegenden Aufbau zeigt Abb. 2.12. Er besteht aus einem aktiven, lichtproduzierenden *Szintillationsmaterial*, einem *Lichtleiter*, einem *Photomultiplier* (PM) zur Umwandlung und Verstärkung der Lichtpulse und einer *Basis*, die die Beschaltungselektronik des Photomultipliers enthält. Einen Schutz gegen äußeres Licht und mechanische Einflüsse bildet ein festes Gehäuse. Ein zusätzliches *Mu-Metall* um den Photomultiplier herum dient zur Abschirmung von Magnetfeldern.

Für die Teilchendetektion wird die *Fluoreszenz* des Szintillators ausgenutzt. Fluoreszenz beschreibt die Eigenschaft bestimmter Materialien, aufgenommene Energie in einer prompten Emission von Licht (~ 10 ns) wieder abzugeben. Der Prozess ermöglicht eine präzise Messung der Zeitinformation und hat eine sehr kurze Totzeit. Die Lichtproduktion ist für die meisten Szintillatoren oberhalb einer bestimmten Energieschwelle zur deponierten Energie linear, so dass mit einer linearen Verstärkung am Photomultiplier die Amplitude des elektronischen Ausgangspulses proportional zur deponierten Energie ist.

Für die meisten Materialien lässt sich die Anstiegszeit des Signals vernachlässigen und der zeitliche Verlauf der Emission mit einer Überlagerung aus zwei exponentiellen Zerfallskurven beschreiben, einer *schnell* und einer *langsam* zerfallenden Komponente:

$$I = A \exp\left(\frac{-t}{\tau_{\text{fast}}}\right) + B \exp\left(\frac{-t}{\tau_{\text{slow}}}\right). \quad (2.19)$$

2.5.1 Plastikszintillatoren

Plastikszintillatoren bestehen aus einem organischen Szintillator (aromatische Kohlenwasserstoffe) gelöst in einem plastischen Träger. Ihre Reaktionen sind sehr prompt, typische Abklingzeiten betragen 2-3 ns. Sie bieten eine hohe Lichtausbeute und sind vergleichsweise preiswert. Das Lösen des molekularen Szintillators in Plastik hat außerdem den Vorteil, dass das Szintillationsmaterial leicht in beliebige geometrische Formen gebracht werden kann. Ein typisches Emissionsspektrum zeigt Abb. 2.13.

¹¹Die Beschreibung hier folgt [26].

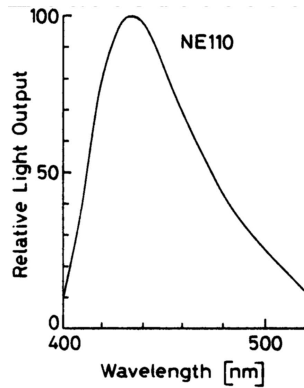
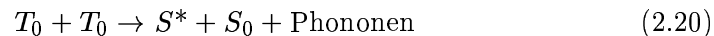


Abbildung 2.13: Emissionsspektrum von NE 110, ein weit verbreiteter Plastikszintillator der Firma «Nuclear Enterprises», dem im Experiment verwendeten NE 114 sehr ähnlich [28].

Das Szintillationslicht entsteht im Falle eines organischen Szintillators durch die Übergänge von delokalisierten Valenz-Elektronen in π -Molekülorbitalen. Ein typisches Niveauschema zeigt Abb. 2.14. Die Ionisationsenergie eines geladenen Teilchens regt durch Stöße und wechselnde Polarisationsfelder sowohl elektronische Niveaus, als auch Schwingungsniveaus an. Die angeregten Elektronen im Singulett-System fallen im allgemeinen sofort durch interne strahlungslose Übergänge (< 10 ps) auf das S^* -Niveau zurück. Von S^* aus ist die Wahrscheinlichkeit eines strahlenden Übergangs auf eines der Schwingungsniveaus groß. Licht aus diesen Übergängen kann den Szintillator ungestört durchqueren, da die Energie des abgestrahlten Photons zu klein ist, um wieder durch den Übergang $S_0 \rightarrow S^*$ reabsorbiert zu werden (Szintillationslicht).

Elektronen aus angeregten Triplett-Zuständen fallen ebenfalls strahlungslos auf den Grundzustand T_0 , ein Übergang durch elektrische Dipolstrahlung in einen Singulett-Zustand ist jedoch durch Auswahlregeln verboten. Die Abregung kann durch eine höhere Ordnung von Multipolstrahlung erfolgen, jedoch sind die Übergangswahrscheinlichkeiten pro Zeit dafür klein (metastabiler Zustand). Im allgemeinen wird das Niveau früher durch die Wechselwirkung mit einem anderen Molekül durch die Reaktion



entvölkert. Dies liefert im Gegensatz zur schnellen Abregung der Singulett-Zustände die langsame Zerfallskomponente, die jedoch in den meisten organischen Szintillatoren vernachlässigt werden kann.

Lichtausbeute in Abhängigkeit vom Teilchentyp

Für leichte Teilchen und nicht zu kleine kinetische Energien ist die produzierte Lichtmenge im Szintillator proportional zur deponierten Energie des Teilchens:

$$L \propto \Delta E. \quad (2.21)$$

Dies gilt beispielsweise für Elektronen in Plastikszintillatoren für $E_{\text{kin}} > 125$ keV. Die Ausbeute der Umwandlung von deponierter Energie in Licht ist jedoch im Allgemeinen in komplexer Weise von deponierter Energie, Teilchenart und spezifischer Ionisation des Teilchens abhängig.

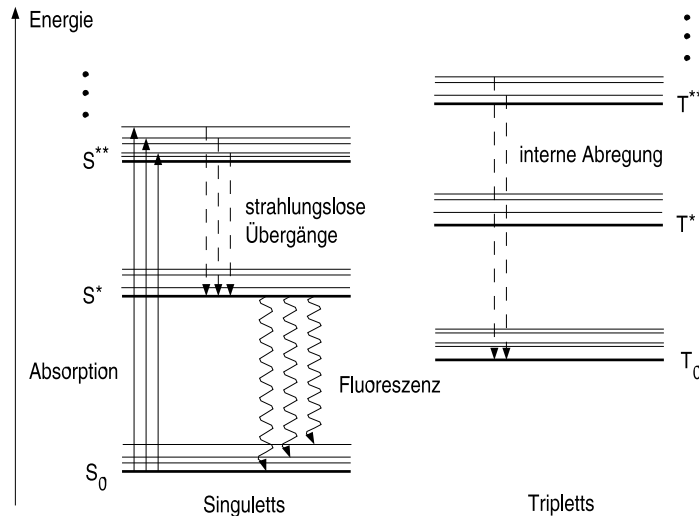


Abbildung 2.14: Niveauschema eines Moleküls im organischen Szintillator. Zur Klarheit sind die Singulett- von den Triplett-Niveaus räumlich getrennt gezeichnet. S_0 und T_0 bezeichnen die jeweiligen Grundzustände; S^* , S^{**} , T^* , T^{**} , usw. die angeregten. Oberhalb der elektronischen Niveaus im eV-Bereich liegt jeweils eine Feinstruktur aus Schwingungsniveaus mit typischen Energieabständen von $1/10$ eV (adaptiert aus [26]).

Schwerere, nicht-relativistische Teilchen mit gleicher kinetischer Energie produzieren weniger Licht bei gleichem ΔE und die Linearität lässt nach. Das erste Modell, dass diese Eigenschaft erfolgreich beschreiben konnte, geht auf BIRKS zurück. Neben der vorher beschriebenen Anregung der Moleküle des Szintillators, die für den Szintillationsvorgang entscheidend ist, werden auch Moleküle ionisiert. BIRKS verknüpft dies mit der Lichtproduktion [27]. Seine semiempirische Formel impliziert bei großer spezifischer Ionisation¹² eine Sättigung der Lichtausbeute:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{A \frac{dE}{dx}}{1 + k B \frac{dE}{dx}} \quad (2.22)$$

mit A ...absolute Szintillationseffizienz

$k B$...verknüpft Dichte der Ionisationszentren mit dE/dx .

Die Parameter müssen an experimentelle Daten angepasst werden. dE/dx , der Energieverlust pro Strecke, hängt nur von β und γ -Faktoren ab, nicht von der Masse. Die Aussage, dass schwerere Teilchen weniger Licht produzieren ist also nur im nicht-relativistischen Bereich gültig. Die Erklärung für die Sättigung ist, dass hohe Dichten an ionisierten Molekülen Interaktionen zwischen den Molekülen erlauben, die die Anregungsenergie der Szintillation auf andere Weise

¹²Die spezifische Ionisation entspricht der mittlere Zahl an produzierten Ionenpaaren pro Längeneinheit. Ist ϵ die mittlere Energie pro Ionenpaar, dann ist die spezifische Ionisation gleich $(dE/dx)/\epsilon$.

abführen, und so nur ein kleinerer Teil der deponierten Energie in Licht umgewandelt wird.

Die Lichtausbeute ist des weiteren temperaturabhängig. In Plastiksintillatoren ist sie jedoch im Bereich von -60°C bis $+20^{\circ}\text{C}$ praktisch konstant. Bis $+60^{\circ}\text{C}$ verringert sich die maximale Ausbeute insgesamt nur um 5 %.

Nachweiseffizienz

Elektronen erreichen in nahezu allen Szintillationsdetektoren eine Nachweiseffizienz von 100 % [26]. Gamma-Strahlen müssen für den Nachweis erst durch Photoeffekt, Comptoneffekt oder Paarbildung in Elektronen konvertiert werden. Sie werden in Plastiksintillatoren aufgrund der geringen Ordnungszahlen Z kaum detektiert. Myonen sollten bei relativistischen Geschwindigkeiten ähnlich gute Nachweiseffizienzen haben wie Elektronen.

2.5.2 Photomultiplier

Photomultiplier wandeln schwaches Licht (z.B. aus einem Szintillator) in einen messbaren elektrischen Strom um. Sie sind so empfindlich, dass sie auf statistischer Basis einzelne Photonen nachweisen können und erreichen Verstärkungsfaktoren von bis zu 10^7 .

Aufbau und Funktion

Abb. 2.15 zeigt den Aufbau eines linear fokussierenden Photomultipliers. An der Stirnseite befindet sich ein Glasfenster, welches eine hauchdünne Schicht einer Legierung enthält, die Photokathode. Einfallendes Licht löst hier Elektronen heraus, die durch eine regelbare Fokussierung auf die 1. Dynode geleitet werden. Die Dynoden sind durch die Basis (nicht abgebildet) in einer aufsteigenden Potentialreihe geschaltet, so dass die Elektronen von Dynode zu Dynode beschleunigt werden. Beim Aufprall der Elektronen wird ein Teil der kinetischen Energie in Austrittsarbeit für weitere Elektronen umgewandelt. Dies resultiert in einer kaskadenartigen Verstärkung des Stroms bis hin zur Anode, wo der Strom über einem Widerstand als Spannungsdifferenz gemessen wird.

Aufgrund der Kaskadenverstärkung muss die Glasröhre evakuiert werden. Gas im Kaskadenraum würde zum Einen thermisch angeregte Ionen erzeugen, die einen Dunkelstrom bilden, zum Anderen würden durch Elektronenkaskaden ionisierte Gasteilchen aufgrund ihrer kleineren Geschwindigkeit Nachpulse erzeugen, die die Totzeit des Photomultipliers erhöhen. Photomultiplier können gepulst, wie in der Anwendung mit einem Szintillator, oder in einem kontinuierlich Modus betrieben werden.

Die Wahrscheinlichkeit, durch ein einfallendes Photon der Wellenlänge λ an der Photokathode ein Elektron herauszulösen, wird *Quanteneffizienz* $\eta(\lambda)$ genannt. Es wirkt der Photoelektrische Effekts. Die austretenden Elektronen haben die Energie

$$E = h c / \lambda - \phi \tag{2.23}$$

mit $\phi \dots$ Austrittsarbeit.

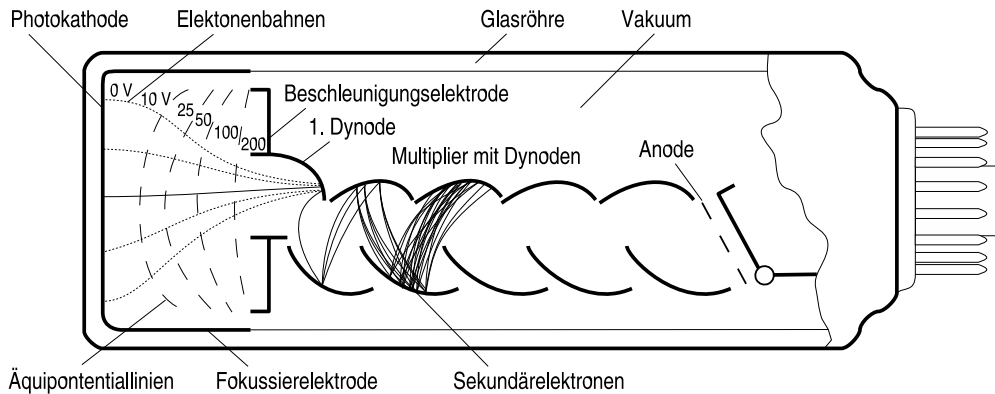


Abbildung 2.15: Schematische Darstellung eines linear fokussierenden Photomultipliers. Die Dynoden werden über die Elektroden am hinteren Ende von einer passenden Basis mit gestaffelter Hochspannung versorgt. Das Signal wird an der Anode abgenommen.

Die Formel besagt, dass es eine Mindestfrequenz gibt, unterhalb derer gar keine Photoelektronen erzeugt werden können. Jedoch auch darüber erreicht lange nicht jedes Elektron die Oberfläche. Um die Quanteneffizienz zu maximieren, werden auf der einen Seite Alkalimetalle benutzt, deren Leitungsband sehr dicht unter dem Potential des Vakuums liegt, dadurch wird ϕ klein gehalten. In reinen Metallen streuen jedoch die durch den Photoeffekt herausgelösten Elektronen mit den vielen freien Leitungselektronen und werden dadurch schnell wieder abgebremst. Um den Energieverlust zu minimieren, macht man die Kathodenschicht sehr dünn und legiert das Alkali-Metall mit einem Halbleiter, meist Antimon. Halbleiter besitzen weniger freie Ladungsträger. Man erreicht mit diesen Optimierungen typischerweise Quanteneffizienzen von 10-30 %.

Die Aufgabe der Fokussier- und Beschleunigerelektroden ist es, alle Elektronen aus der Photokathode auf die 1. Dynode zu leiten, ohne dass Verluste auftreten. Gleichzeitig muss gewährleistet sein, dass die Wegzeiten aller Photoelektronen möglichst gleich sind, egal an welcher Position der Stirnfläche sie erzeugt wurden, um einen einfallenden Lichtpuls zeitlich nicht zu verformen. Im Allgemeinen werden dazu elektrische Felder benutzt. Die Fokussierspannung lässt sich bei den meisten Photokathoden über einen regelbaren Widerstand steuern. Da der Sammelpunkt gerade an der 1. Dynode so empfindlich gegenüber äußeren Magnetfeldern ist, benutzt man zur Abschirmung ein Mu-Metall. Dies ist eine Nickel-Eisen-Legierung mit einer sehr großen magnetischen Permeabilität. Sie ist magnetisch sehr weich. Fügt man das Mu-Metall zu einem Hohlkörper zusammen, so überlagert sich im Inneren des Hohlkörpers das Feld aus der Eigenmagnetisierung mit dem äußeren Magnetfeld destruktiv.

Die Kaskadenverstärkung der Dynoden funktioniert im Wesentlichen wie bei der Photokathode, nur dass hier ein Elektron die Rolle des Photons übernimmt. Da das einfallende Elektron anders als beim Photoeffekt nicht nach einer Wechselwirkung absorbiert wird, kann es seine kinetische Energie auch an mehrere Elektronen abgeben. Die Verstärkung pro Dynode wird *sekundärer Emissions-*

faktor δ genannt und ist in erster Näherung proportional zur Spannungsdifferenz an zwei Dynoden $\delta \propto U_d$. Wegen des Energieverlustes in metallischen Leitern wird eine Dynode meist aus einer Kombination aus einer dünnen Oxidschicht eines unedlen Metalls (Isolator) auf einem edleren Metall hergestellt. Für die Anordnung der Dynoden gibt es verschiedene Konzepte. Die linear fokussierende Form in Abb. 2.15 nutzt den Platz effizient und isoliert Kathode von Anode, so dass keine Laufzeitunterschiede durch Elektronen entstehen, die einzelne Dynoden überspringen.

Linearität

Der Photomultiplier verhält sich, abgesehen von den intrinsischen statistischen Schwankungen der Photo- und Sekundäremission sehr linear, sofern sichergestellt ist, dass alle Dynoden die Elektronen vollständig einsammeln, und die Spannung U_d und damit δ an den einzelnen Dynoden konstant bleibt. Der erste Punkt ist oberhalb einer bestimmten Mindestspannung pro Dynode erfüllt, unterhalb dieser Spannung erzeugen die austretenden Elektronen einen Feldabfall vor der emittierenden Dynode und ein Teil bildet dort eine blockierende negative Raumladung. Die Mindestspannung wird zum Ende der Dynodenkette hin größer, da der Feldabfall wegen der höheren Ströme zunimmt. Entsprechend wird die Widerstandskette im Spannungsteiler dimensioniert. Die Spannungen U_d an den Dynoden müssen sehr genau eingehalten werden: Nehmen wir zur Vereinfachung an, die Spannung wäre zwischen allen Dynoden gleich groß, dann ergibt sich für die Abweichung der Gesamtverstärkung G nach n Dynoden

$$G = \delta^n = (\text{const. } U_d)^n \quad \rightarrow \quad \frac{\Delta G}{G} = n \frac{\Delta U_d}{U_d}. \quad (2.24)$$

n ist typischerweise von der Größenordnung 10, so dass für 1% Schwankung in der Verstärkung eine Regulierung der Spannung auf 0.1% benötigt wird. Moderne Spannungsversorgungen halten diese Grenzen ein. Spannungsschwankungen entstehen jedoch auch durch den variierenden Strom I_{an} , der über die Anode im Photomultiplier parallel zum Strom durch die Widerstandskette I_{Wk} fließt. Eine Formel aus [26] zeigt den Zusammenhang zwischen der Variation in der Verstärkung und den mittleren Strömen:

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{I_{\text{an}}}{I_{\text{Wk}}} \frac{n(1 - \delta) + 1}{(n + 1)(1 - \delta)}. \quad (2.25)$$

Für eine Genauigkeit von 1% muss also der Strom über die Widerstandskette ca. 100 mal größer sein. Im gepulsten Modus treten dennoch Spitzenströme auf, die den mittleren Anodenstrom weit übertreffen, insbesondere auf den letzten Dynodenstufen. Um die Linearität zu gewährleisten, werden diese letzten Stufen mit Speicherkondensatoren verstärkt, die für kurze Zeit die benötigte zusätzliche Spannung liefern. Eine weitere Maßnahme ist der Einsatz von Zenerdioden anstelle von Widerständen, welche oberhalb eines gewissen Mindeststroms einen konstanten Spannungsabfall garantieren (vgl. Abb. 2.16)

Die Verstärkung ist schwach von der Temperatur abhängig. In einem Bereich von 25° bis 50° C ist im Allgemeinen eine Minderung von $\sim -0.5\%/^{\circ}\text{C}$ zu erwarten.

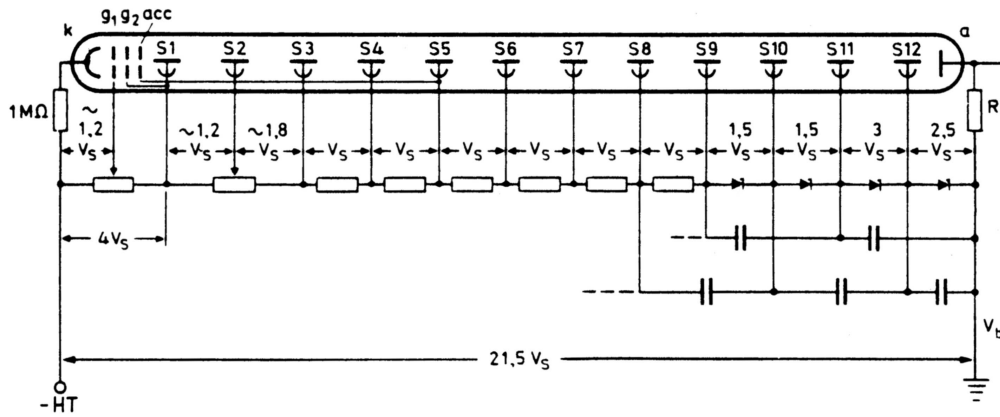


Abbildung 2.16: Beispielschema eines Spannungsteilers. Die Kathode liegt auf negativer Hochspannung, die Anode ist geerdet. Dies ermöglicht, das Signal direkt als Potentialdifferenz gegenüber der Erdung abzunehmen. Die letzten Dynoden sind mit größeren Widerständen beschaltet, um Raumladungen zu unterdrücken, und werden mit Speicherkondensatoren und Zenerdioden zur Spannungsstabilisierung verstärkt.

Rauschen

Auch in einem unbelichteten Photomultiplier fließt ein gewisser *Dunkelstrom*. Dieser Strom hat mehrere Ursachen. Der Haupteffekt entsteht durch die thermische Emission von Elektronen durch die Photokathode und die Dynoden:

$$I \propto T^2 \exp\left(\frac{-e\phi}{kT}\right) \quad (2.26)$$

mit $k, T \dots$ Boltzmann-Konstante, Temperatur

$e, \phi \dots$ Elementarladung, Austrittsarbeit

Andere Beiträge liefern Leckströme an den Pins der Elektroden und radioaktive Isotope im Photomultiplier-Material.

Neben diesen eher zeitlich konstanten Beiträgen gibt es noch dynamische Effekte, wie die sogenannten *Nachpulse*. Sie werden durch ionisiertes Restgas oder Elektrodenglühen der Dynoden nach einer Elektronenkaskade verursacht. Im ersten Fall variiert die Zeitverzögerung zwischen echten Puls und Nachpuls durch die kleine Ionengeschwindigkeit zwischen einigen 100 ns und mehreren Mikrosekunden, im zweiten Fall zwischen 30-60 ns. Nachpulse durch ionisiertes Gas sollten in einer intakten Röhre nicht auftreten. Elektrodenglühen entsteht an den letzten Dynoden bei sehr großen Strömen. Gelangt ein Teil des Lichtes durch Streuung zur Photokathode, kann es eine zweite Kaskade ohne äußeres Signal auslösen.

Kapitel 3

Simulationen

3.1 Einleitung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde eine Simulation für einen Luftschauerdetektor geschrieben. Das reale Experiment im Modell nachzubilden erzielt eine Reihe von Vorteilen. Innerhalb einer Simulation kann man detaillierten Einfluss auf die Parameter des Experimentes nehmen und multiple Versuchsreihen laufen lassen, die in der Realität langwierig und aufwändig wären. Weiterhin ist es möglich, die Reaktion des Detektors aufgeschlüsselt nach verschiedenen Parametern des Schauers zu analysieren, wie der Primärenergie, oder nach dem Einfluss einzelner Teilchenkomponenten. In der Planungsphase des Experiments kann man verschiedene Designs bereits vor dem Bau auf ihre Eignung testen.

Auf der anderen Seite baut eine Simulation auf einem Modell auf, das Näherungen enthält. Ob diese Näherungen vernünftig sind, lässt sich nur durch den Vergleich mit dem realen Experiment überprüfen. Experiment und Simulation ergänzen sich also und greifen in einander, und tragen so beide zum Verständnis bei.

Die vorgestellte Simulation setzt sich aus drei Software-Komponenten zusammen. Für die Detektorsimulation musste im ersten Schritt ein statistisch repräsentatives Ensemble von Luftschauern berechnet werden. Diese Aufgabe erlegt das Programm CORSIKA [31]. Die generierten Luftschauer können dann in die Detektorsimulation eingelesen werden, realisiert in einem C++-Programm, welches das ROOT-Framework [36] verwendet. Die Antwort der Detektorsimulation entspricht dann der Antwort eines Detektors, der unter freiem Himmel steht. Um mit Daten vergleichen zu können, die innerhalb eines Gebäudes gemessen wurden, wurden die Teilchenbahnen aus CORSIKA mit Hilfe eines weiteren Programms, geschrieben in C++ mit dem GEANT4-Toolkit [37], durch eine vereinfachte Gebäudegeometrie weiterverfolgt und das Ergebnis mit der gleichen Detektorsimulation ausgewertet.

Das Konzept des simulierten Detektors wird im nächsten Abschnitt beschrieben. Eine Beschreibung der Simulation in ihren einzelnen Schritten folgt darauf.

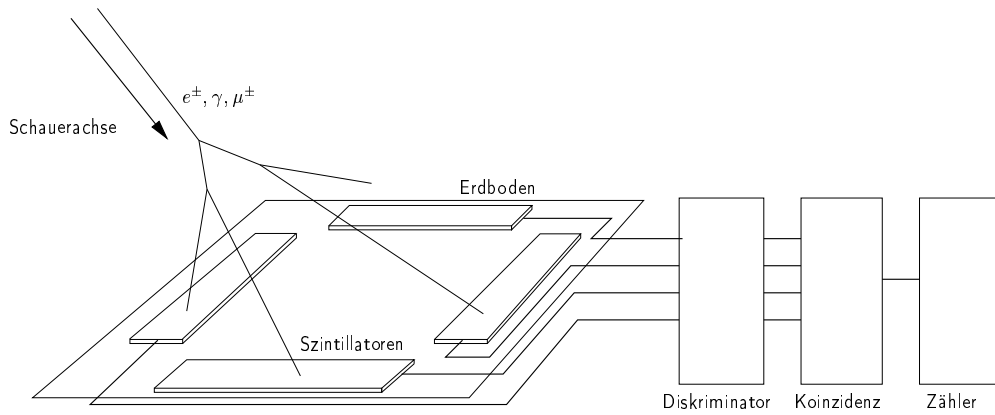


Abbildung 3.1: Konzept der Detektorstation. Teilchen aus einem Luftschauer erzeugen bei Durchgang durch die Szintillationsdetektoren analoge Pulse. Die Kabellängen sind gleich gewählt, so dass zeitgleiche Ereignisse auch gleichzeitig durch den Diskriminator digitalisiert und in Normpulse fester Höhe und Länge umgewandelt werden. Die Koinzidenzeinheit prüft auf zeitlichen Überlapp dieser Pulse und gibt bei Erfolg ein Signal an den Zähler weiter.

3.2 Konzept eines Luftschauerdetektors

Zur Detektion des Luftschauers soll seine auf Erdniveau ankommende Teilchenfront registriert werden. Dazu bieten sich Szintillatoren als einfache Teilchendetektoren an. Um einen Luftschauer zu detektieren, muss der Detektor jedoch zwischen Untergrund und Signal unterscheiden. Ein Signal zeichnet sich durch das gleichzeitige Antreffen mehrerer Partikel aus einer Schauerfront aus. Es kann durch eine koinzidente Schaltung von mehreren unabhängigen Teildetektoren gemessen werden, die räumlich verteilt sind, und zu einer Detektorstation¹ zusammengefasst werden, vgl. Abb. 3.1. Die Koinzidenz muss so konstruiert werden, dass sie nur dann ein Ausgangssignal erzeugt, wenn k von n Komponenten innerhalb eines Zeitfensters der Größe t_{Koin} gleichzeitig ein Signal auslösen. Welche der Komponenten auslösen, ist dabei unwichtig, nur die Anzahl k ist entscheidend (k ofn-Koinzidenz). Eine erfolgreiche Koinzidenz kann gezählt werden, um eine Ereignisrate zu bestimmen, oder als Trigger verwendet werden.

Der Untergrund einer solchen Messung besteht aus zufälligen Koinzidenzen durch das Rauschen in den Bauteilen und den Signalen aus niederenergetischen Schauern, die nur einen einzelnen Teildetektor treffen. Zur Unterscheidung wird ausgenutzt, dass die Signale aus diesen Quellen unabhängig voneinander sind. Mit der Annahme, dass die Rate der störenden Ereignisse R_{Noise} in allen Komponenten gleich groß ist, erhält man eine einfache Formel für die Untergrundrate

¹Um Verwechslungen zu vermeiden wird im Folgenden die gesamte Detektorstation stets als *Detektor* bezeichnet, ein einzelner Szintillationsdetektor jedoch mit *Teildetektor* oder *Komponente*.

einer k of n -Koinzidenz²:

$$R_{\text{UG}}^{k \text{ of } n} = \binom{n}{k} t_{\text{Koin}}^{k-1} R_{\text{Noise}}^k. \quad (3.1)$$

Solange $t_{\text{Koin}} R_{\text{Noise}} < 1$ ist, kann man die Untergrundrate erniedrigen, indem man die geforderte Anzahl an gleichzeitigen auslösenden Komponenten k erhöht. Das optimale Zeitfenster wird durch die Schauerphysik vorgegeben und beträgt $\sim 1 \mu\text{s}$ (vgl. Abs. 3.6.5, S. 68). Um eine gewisse Ausfallsicherheit zu gewährleisten, kann man den Fall $k < n$ wählen. Das Rauschen steigt nur um einen binomialen Faktor, während man den Vorteil erhält, dass die Messung fortläuft, auch wenn eine der Komponenten ausfällt. Dies ist zum Beispiel in der Anwendung als Trigger interessant.

3.3 CORSIKA - Ein Generator für Luftschauer

CORSIKA ist eine detaillierte Monte-Carlo-Simulation eines atmosphärischen Luftschauers in FORTRAN. Benutzt wurde die Version 6.203. Die Simulation startet mit einem Primärteilchen wählbaren Typs, wählbarer Energie und Richtung, und bildet dann alle relevanten physikalischen Teilchenprozesse in einer Modell-Atmosphäre nach. Die Bahn jedes sekundär erzeugten Teilchens wird im Magnetfeld der Erde verfolgt. Zu jedem Zeitpunkt werden explizit alle möglichen Reaktionen mit der Atmosphäre berücksichtigt, bis das Teilchen absorbiert wird, zerfällt oder das Beobachtungslevel erreicht. Abb. 3.2 zeigt einige Verteilungen eines so berechneten Schauers.

Für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte der Reaktionen bietet CORSIKA mehrere externe Physikmodelle an. Für die detaillierte Berechnung der elektromagnetischen Komponente wurde in dieser Arbeit der EGS4-Code [38] verwendet. Er wird als exakt für alle betrachteten Energien angenommen. Aufgrund der größeren theoretischen Unsicherheiten stehen für die hadronische Komponente zwei Modelltypen zur Wahl, eines wird für niedrige Energien benutzt und ein anderes für hohe. Das Modell wechselt bei einer bestimmten wählbaren Energie (standardmäßig 100 GeV), so dass man bei kleinen Energien auf bewährte, durch Beschleunigerdaten gestützte Parametrisierungen der Wirkungsquerschnitte zurückgreifen kann, während man bei hohen Energien auf eines der phänomenologisch motivierten, extrapolierten Modelle zurückgreifen muss. In dieser Arbeit wurden für diese beiden Kategorien die weit verbreiteten Modelle GHEISHA [39] und QGSJET [40] benutzt. Alle Details zur simulierten Physik in CORSIKA und Vergleiche der verschiedenen Modelle findet man in [31].

²Für den Fall $n = 2$ und $k = 1$ ist die Formel leicht zu verstehen: Löst eine der beiden Komponenten ein Störsignal aus, so ist die Wahrscheinlichkeit der anderen, unabhängigen Komponente, im Zeitraum t_{Koin} danach ein Signal auszulösen gerade $R_{\text{Noise}} t_{\text{Koin}}$. Die Untergrundrate ergibt sich also zu $R_{\text{Noise}} t_{\text{Koin}} R_{\text{Noise}}$ [29]. Dies lässt sich analog auf mehr als 2 Teildetektoren verallgemeinern. Falls die Raten der einzelnen Komponenten $R_{\text{Noise},i}$ unterschiedlich groß sind und $k < n$, müssen alle möglichen Kombinationen der k einzelnen Raten betrachtet und addiert werden. Sind alle Raten R_{Noise} gleich groß, kann die Summe elegant durch einen kombinatorischen Faktor $\binom{n}{k}$ zusammengefasst werden und die Formel nimmt die kompakte dargestellte Form an.

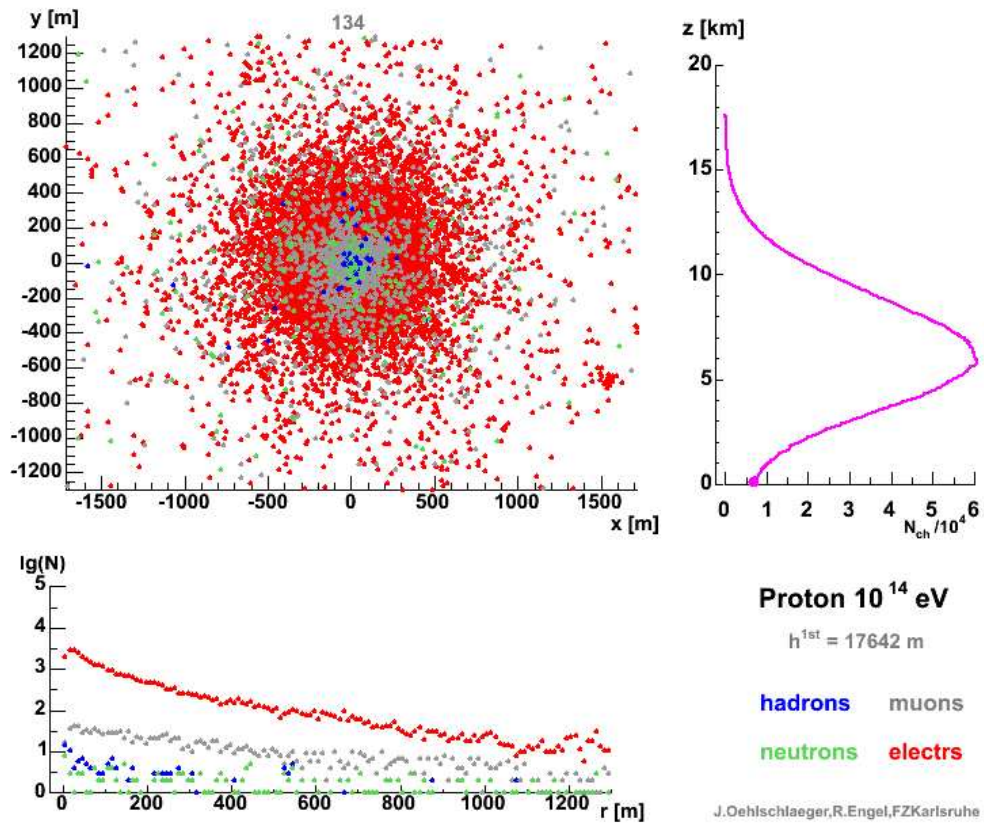


Abbildung 3.2: Laterale und longitudinale Verteilungen eines mit CORSIKA simulierten Luftschauers. Die Höhe des Beobachtungslevels beträgt 134 m. Das Bild ist ein Ausschnitt einer Animation, die von J.Oehlschlaeger und R. Engel vom Forschungszentrum Karlsruhe erzeugt wurde.

CORSIKA Parameter	Wert	Kommentar
Versionsnr.	6.203	
Primärteilchentyp	Proton	Nur Prot.-Schauer
spektraler Index	-2.7	
Zenitwinkel	$0^\circ \leq \theta < 70^\circ$	
Azimutwinkel	$0^\circ \leq \theta < 360^\circ$	
Beobachtungshöhe	180 m	Aachen
Erdmagnetfeld (B_x, B_y)	$20.0 \mu\text{T}, 42.8 \mu\text{T}$	Zentraleuropa
Thinning Startenergie (elm, had)	$10^{-5}, 10^{-5}$	Bruchteil von E_0
Thinning max. Gewicht (elm, had)	$10^6, 10^2$	
Elektromagnetisches Modell	EGS4	Monte-Carlo-Sim.
Hadr. Niederenergie-Modell	GHEISHA	
Hadr. Hochenergie-Modell	QGSJET	
Cuts auf kin. Energie (hadr. ohne π^0, μ, e, γ mit π^0) [GeV]	(0.3, 0.3, 0.003, 0.003)	Voreinstellung

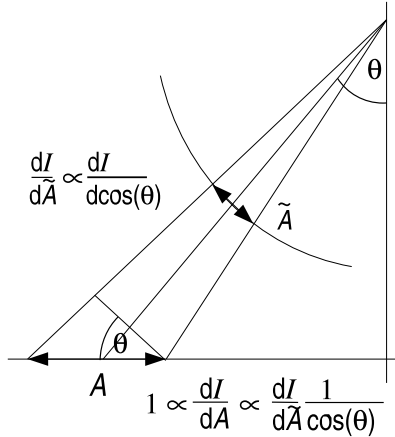
Tabelle 3.1: Zusammenfassung der zentralen Simulationsparameter.

CORSIKA wird mit einer Sequenz von Steuerbefehlen gestartet. Pro Lauf erstellt das Programm eine Datei, in der eine vorgegebene Zahl an Schauern berechnet und abgespeichert werden. Neben Verwaltungsdaten enthält die Datei für jeden generierten Schauer alle Teilchen, die das Beobachtungslevel erreichen. Jedes Teilchen wird dabei durch seine Typ-ID, seine Positionskordinaten, seine Ankunftszeit und seinen Impuls-Vektor³ eindeutig beschrieben. Um Festplattenplatz zu sparen, haben die abgelegten Dateien ein binäres Format, welches in [32] ausführlich beschrieben ist. Der Platzbedarf auf der Festplatte und die Rechenzeit pro Schauer steigen linear zur Teilchenzahl $N_{\text{ges}} \propto E_{\text{Prim}}$ an, so dass bei Energien $\gtrsim 10^{16}$ eV die Rechnerkapazität nicht mehr ausreicht, um alle Teilchen eines Schauers explizit zu berücksichtigen. Hier bietet CORSIKA die Möglichkeit des optimierten *Thinnings*, bei dem nur noch ein mit Gewichten versehener, repräsentativer Teil der Schauerteilchen verfolgt wird. Bei gedünnten Schauern ändert sich das Ausgabeformat leicht, da pro Teilchen noch zusätzlich das Gewicht abgespeichert werden muss.

In der Inputsequenz kann man eine große Zahl von Parametern für die Simulation bestimmen. Es gibt drei Kategorien: Parameter, die das Verhalten des Primärteilchen betreffen, diese sind pro Lauf zu wählen; Parameter, die den Detektorstandort betreffen, diese werden im Allgemeinen nur einmal gewählt; und Parameter, die die Simulationsgeschwindigkeit und -qualität beeinflussen. Zur ersten Kategorie gehören der Typ des Primärteilchen, seine Energie und seine Einfallrichtung. Zur zweiten gehören die Höhe des Beobachtungslevels über dem Meeresspiegel und die Stärke und Richtung des Magnetfeldes am Beobachtungsort. Zur dritten gehören die gewählten Modelle, die Cuts und die Parameter des Thinnings. Die Wahl der wichtigsten Parameter soll in den nächsten beiden Unterabschnitten etwas näher erläutert werden. Tab. 3.1 gibt eine Übersicht.

³Man beachte, dass CORSIKA ein Koordinatensystem benutzt, dessen z-Achse nach unten zeigt: $\mathbf{p} = (p_x, p_y, -p_z)$.

a) Geometrische Skizze



b) Form der Verteilung

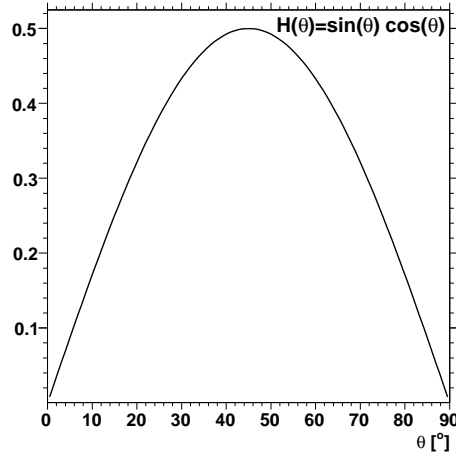


Abbildung 3.3: Zenitwinkelverteilung für flache Detektoren. Das Azimut ϕ ist homogen verteilt: $dI/d\phi \propto 1$.

3.3.1 Verteilung der Energie und Richtung des Primärteilchens

Die Energie und Richtung des Primärteilchens kann fest vorgegeben werden, jedoch ist es sinnvoller, diese von CORSIKA innerhalb einer bestimmten Verteilung für jeden Schauer zufällig generieren zu lassen.

Die Verteilung der Energien in CORSIKA erfolgt entsprechend eines Potenzgesetzes der Form E^α . Gibt man hier den aus Messungen bekannten Index von -2.7 an, gehorcht die Häufigkeitsverteilung der Energie in der Simulation denselben Gesetzen wie das reale Primärspektrum. Dies hat den Vorteil, dass die Observablen, die aus einem Schauer berechnet werden, direkt aufsummiert werden können und nicht noch mit Gewichten entsprechend der realen Verteilung multipliziert werden müssen.

Zenit- und Azimutwinkel werden so gewürfelt, dass die Primärstrahlen isotrop erscheinen, so wie es auch in der Realität beobachtet wird. Dies ergibt den gleichen Vorteil wie bei der Energie.

Die Verteilung ist hier jedoch etwas komplizierter zu verstehen. Isotropie bedeutet zunächst, dass die Anzahl der Strahlen durch eine infinitesimale Fläche senkrecht zum Strahl stets gleich ist, unabhängig von der Richtung. Betrachtet man Abb. 3.3a, so ergibt sich zunächst für die Fläche auf der Kugel \tilde{A} die Isotropiebedingung zu $dI/d\cos(\theta) \propto 1$.

Bei der Projektion auf einen flachen Detektor muss jedoch noch die Akzeptanz berücksichtigt werden. Projiziert man dazu die infinitesimale Fläche $d\tilde{A}$ von der Kugel weiter auf die horizontale Detektorebene, so erkennt man, dass mit wachsendem Zenitwinkel in einer gleich großen Fläche auf dem Boden weniger Strahlen ankommen. Das bedeutet, dass ein flacher Detektor fester Größe nicht mehr gleich viele Strahlen aus jedem Raumwinkelbereich sieht. Die Verteilung ist für den Detektor damit nicht mehr isotrop. CORSIKA berücksichtigt dies und wie man der geometrischen Herleitung in Abb. 3.3a entnehmen kann,

ergibt sich so für die Zenitwinkelverteilung im Programm [29, 30, 32]:

$$\frac{dI}{d \cos(\theta)} \propto \cos(\theta) \quad \rightarrow \quad \frac{dI}{d\theta} \propto \sin(\theta) \cos(\theta). \quad (3.2)$$

CORSIKA enthält aufgrund der erhöhten Komplexität für Kugelkoordinaten nur eine kastenförmige Atmosphäre mit kartesischen Koordinaten und vernachlässigt die Erdkrümmung. Dies ist vertretbar, solange der Zenitwinkel nicht größer als $\sim 70^\circ$ wird⁴. Die Zenitwinkel wurden daher auf diesen Winkelbereich beschränkt. Man erwartet, dass diese Näherung vertretbar ist, da zum einen aufgrund der Verteilung in Abb. 3.3b nur ein geringer Teil der Schauer Zenitwinkel größer als 70° hat, und zum anderen bei großen Zenitwinkeln aufgrund der größeren durchquerten Massenbelegung wesentlich mehr Teilchen in der Atmosphäre absorbiert werden, so dass solche Schauer keinen wesentlichen Beitrag mehr zur Detektorsimulation liefern werden. Die Näherung lässt sich a posteriori mit der Simulation selbst überprüfen (vgl. Abs. 3.6.7, S. 74).

3.3.2 Thinning und Cuts

Um Rechenzeit zu sparen und trotzdem die wesentlichen Eigenschaften eines Schauers wiederzugeben, bedient man sich einer Varianzreduktion der Teilchendaten, «Thinning» genannt. Der Zahl der Teilchen im Schauer wird dabei verringert, indem ein Großteil der niederenergetischen Teilchen aussortiert wird, die nicht wesentlich zur Entwicklung und Struktur des Schauers beitragen. Statt dessen wird nur noch ein repräsentativer Teil der Teilchen weiterverfolgt, die entsprechende Gewichte tragen.

Die Methode wird dabei so angewandt, dass die Monte-Carlo-Simulation zunächst unverändert startet. Alle Teilchen werden mit der ersten Interaktion des Primärteilchens berechnet. Erreichen die Sekundärteilchen nach einer Zeit einen vorbestimmten Bruchteil der Primärenergie

$$\epsilon_{\text{thin}} = E_{\text{thin}}/E_0, \quad (3.3)$$

so setzt das Thinning ein. Für ein Teilchen unterhalb dieser Energie wird bei jeder Wechselwirkung unter den produzierten Teilchen zufällig eines entsprechend der Überlebenswahrscheinlichkeit

$$p_i = E_i / \sum_k E_k \quad \text{mit} \quad \sum_k E_k \leq E_{\text{thin}} \quad (3.4)$$

ausgewählt. Bei diesem Selektionsprozess wird dem überlebenden Teilchen ein Gewicht $w_i = 1/p_i$ gegeben, um im Mittel die Energie zu erhalten. Beim optimierten Thinning hört der Selektionsprozess auf, sobald ein Teilchen ein festgelegtes Maximalgewicht w_{max} erreicht. Eine ausführliche Beschreibung der Prozedur findet sich in [33].

Diese Methode hat den Vorteil, dass sie die detaillierte Berechnung der ersten Wechselwirkungen weiterhin durchführt, wo sie für die Struktur des Schauers

⁴Die Kompileroption CURVED ermöglicht auch Schauer mit $0^\circ < \theta < 90^\circ$ (vgl. [31]).

entscheidend sind. Die Begrenzung der Gewichte führt dazu, dass auf den letzten Etappen des Schauers ebenfalls wieder detailliert gerechnet wird, was eine Verringerung der künstlichen Fluktuationen zur Folge hat (vgl. [34]). Bei der Wahl der Thinning-Parameter wurde [34] als Orientierung gewählt.

Eine andere Methode, um Rechenzeit zu sparen und um niederenergetische Divergenzen einiger Wirkungsquerschnitte zu vermeiden, ist das Anwenden von Cuts. Dabei werden Teilchen aus der Simulation entfernt, die eine bestimmte kinetische Energieschwelle unterschreiten und damit nicht mehr wesentlich zur Sekundärproduktion beitragen. CORSIKA bietet an, verschiedene Schwellenergien für die verschiedenen Teilchenkategorien zu wählen. Für hadronische Komponenten und Myonen lassen sich höhere Cuts setzen als für Elektronen und Photonen. Hadronen erzeugen vorwiegend Mesonen, deren Produktion aufgrund der größeren Ruhemassen schon früher aussetzt. Myonen erzeugen Sekundärteilchen praktisch nur durch Zerfall. Hier ist bei einem Cut jedoch Vorsicht geboten, da die Zerfalls-Elektronen wiederum energiereich genug sind, um kleinere Subschauer auszulösen. Ein zu hoher Cut beschneidet auch diese Sekundärteilchen. Die leichte elektromagnetische Komponente muss bis zu viel kleineren kinetischen Energien hin berücksichtigt werden, da die Sekundärteilchen so leicht sind. Für die Cuts wurden die Voreinstellungen von CORSIKA übernommen.

3.3.3 Generation der Schauerbibliothek

Basis der Detektorsimulation ist eine Schauerbibliothek, die lokal auf den Rechenclustern der RWTH von A. Oebel und H. Dembinski generiert wurde. Da eine Monte-Carlo-Methode zwingenderweise eine zufällige Streuung in den gewünschten Observablen einführt, ist es wie im echten Experiment nötig, eine hohe Statistik zu erreichen. Da die Schauergeneration sehr zeit- und rechenaufwändig ist, das Wiedereinlesen der Daten und die Auswertung per Detektorsimulation jedoch hinreichend schnell sind, berechnet man die Schauer nur einmal und verwendet diese dann immer wieder.

Es wurden nur Proton-Schauer simuliert, 9 % Helium und 1 % schwerere Ionen wurden vernachlässigt. Dies ist eine Näherung, deren Konsequenzen man bei der Interpretation der Ergebnisse beachten muss. Als Resultat erwartet man für die simulierten Schauer ein etwas größeres Verhältnis von e^\pm/μ^\pm , da schwere Ionen im Mittel höher in der Atmosphäre reagieren und der hadronische Schauer stärker ausgeprägt ist. Da sich gezeigt hat, dass die Signalrate in der Simulation für eine kof4-Koinzidenz mit $k \geq 2$ hauptsächlich vom Elektronenanteil des Schauers abhängt (vgl. Abs. 3.6.6, S. 74), ist dies in der Abschätzung des systematischen Fehlers zu berücksichtigen.

Schauer unterhalb von 10 GeV enthalten auf Erdniveau nahezu keine Teilchen mehr. Das Spektrum der Energie wurde daher beginnend mit 10 GeV in Intervalle der Größe $E_a < E \leq E_a \cdot 10^{1/3}$ aufgeteilt⁵. Der erste Teil der Bibliothek erstreckt sich über $10 \text{ GeV} \leq E < 4.6 \cdot 10^5 \text{ GeV}$ und wurde ohne Thin-

⁵Die Intervalle werden benötigt, um die Rechenzeit und die Statistik für einen bestimmten Energiebereich unter Kontrolle zu halten. Aufgrund der Häufigkeitsverteilung mit $E^{-2.7}$ werden höhere Energien seltener berechnet, so dass bei größeren Intervallen die Statistik hauptsächlich in der Nähe der Anfangsenergie liegen würde.

ning berechnet. Der zweite Teil der Bibliothek benutzt das Thinning und deckt $10^5 \text{ GeV} \leq E < 2.2 \cdot 10^9 \text{ GeV}$ ab. Die Überlappung dient dazu, die Rekonstruktionsroutinen für das Thinning in der Detektorsimulation zu testen.

Die komplette Verwaltung der Schauergeneration, Prüfung, Konvertierung und Sortierung in einzelne Verzeichnisse und wurde mit Skripten in der Sprache Python automatisiert.

Um die Auslese für eine Detektorsimulation effizienter zu gestalten, wurden die CORSIKA-Ausgabedateien umgewandelt. Das CORSIKA-Format ist zur direkten und wiederholten Auslese unpraktisch, da es noch eine Reihe von unnötigen Verwaltungsdaten enthält. Auf der anderen Seite fehlen Daten, die für eine Weiterverarbeitung sehr nützlich sind, wie z.B. eine Vorabinformation darüber, wie viele Teilchen in einem einzelnen Schauer enthalten sind⁶. Um das Problem zu lösen, wurden die Schauerdaten in ein Tree-Objekt des ROOT-Frameworks übertragen. Das Originalprogramm zur Umwandlung schrieb A. Oebel [42]. Mit diesem Programm wurden alle Dateien ohne Thinning konvertiert. Der Quellcode wurde im Rahmen dieser Arbeit modifiziert und erweitert, um auch mit Daten aus dem Thinning-Modus zurechtzukommen. Dem Format wurde dazu ein weiteres Speicherfeld hinzugefügt, welches die Gewichte aus dem Thinning aufnimmt. Das Datenformat der Schauerdateien zeigt Tab.3.2.

3.4 Detektorsimulation

Die Detektorsimulation liest die Schauerdateien aus der Schauerbibliothek ein und errechnet für mehrere Detektordesigns und Koinzidenzmechanismen die zu erwartenden Signalraten. Um die simulierten Luftschaueffizient auszuwerten, ist es unablässlich, ein und denselben Schauer mehrmals für eine Station zu verwenden. Die entsprechende Prozedur wird *Tiling* oder *Sampling* genannt, und soll im nächsten Unterabschnitt kurz erläutert werden.

Die Behandlung von Teilchen in einer Detektorsimulation, die aus einem ausgedünnten Schauer stammen und nur noch einen repräsentativer Teil der absolut vorhandenen Teilchen darstellen, ist ebenfalls nicht sofort evident. Die verwendete Methode zur Rekonstruktion der Teilchenverteilungen in der Detektorsimulation wird kurz erläutert.

3.4.1 Tiling

Um das Tiling zu erklären, sollte man sich die zu simulierende Situation in Erinnerung zu rufen. Die kosmische Strahlung erreicht die Oberfläche unserer Atmosphäre homogen und isotrop mit einem bekannten Fluss ϕ_{prim} . Auf dem Erdboden steht ein Detektor, der von einem kleinen Teil des ausgelösten Luftschauers getroffen wird. Je nach Detektor-Design und lokaler Verteilung im Schauer wird eine Koinzidenz ausgelöst oder nicht. Mittelt man die Wahrscheinlichkeit $N_{\text{Koin}}/N_{\text{Gesamt}}$ für das Auftreten einer Koinzidenz und multipliziert mit

⁶Da CORSIKA die Daten sequenziell berechnet und in die Ausgabedatei schreibt, ist vor Ende des Schreibvorgangs nicht bekannt, wieviele Teilchen der Schauer enthält.

Name	Datentyp	phys. Einh.	Kommentar
Nev	int32		Gesamtzahl der Schauer pro Datei
Idp	int32		Primärteilchen, Teilchentyp in CORSIKA-Notation
Pp1	float32	GeV/c	Primärteilchen, Impuls p_x
Pp2	float32	GeV/c	Primärteilchen, Impuls p_y
Pp3	float32	GeV/c	Primärteilchen, Impuls $-p_z$
Pp4	float32	GeV/c	Primärteilchen, Energie
Vp3	float32	cm	z-Koordinate der ersten Interaktion
Ns	int32		Anzahl der gespeicherten Sekundärteilchen
Ids[Ns]	int32		Sekundärteilchen, Teilchentyp in CORSIKA-Notation
Ps1[Ns]	float32	GeV/c	Sekundärteilchen, Impuls p_x
Ps2[Ns]	float32	GeV/c	Sekundärteilchen, Impuls p_y
Ps3[Ns]	float32	GeV/c	Sekundärteilchen, Impuls $-p_z$
Ps4[Ns]	float32	GeV/c	Sekundärteilchen, Impulsbetrag p
Vs1[Ns]	float32	cm	Sekundärteilchen, Ort x
Vs2[Ns]	float32	cm	Sekundärteilchen, Ort y
Vs3	float32	cm	Sekundärteilchen, Ort z (feste Beobachtungshöhe)
Vs4[Ns]	float32	cm	Sekundärteilchen, Ankunftszeit t
Ws[Ns]	float32		Sekundärteilchen, statistisches Gewicht (nur bei Thinning)

Tabelle 3.2: Datensatz pro Teilchenschauer in der Ausgabedatei. Ein ROOT-Tree-Objekt kann beliebig viele Schauer enthalten.

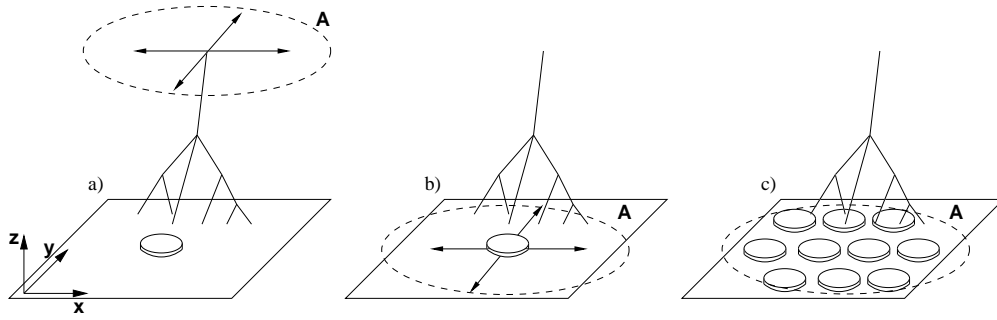


Abbildung 3.4: Gedankliche Schritte beim Tiling. a) Bezugssystem des Detektors. Schauer sind homogen in der x - y -Ebene verteilt. b) Bezugssystem des Schauers. Detektoren sind homogen in der x - y -Ebene verteilt. c) Bezugssystem des Schauers. Statt Detektoren homogen zu verteilen, wird ein Gitter aus Detektoren aufgestellt (übernommen aus [29]).

der auftretenden Rate der Schauer R_{Schauer} , so bekommt man die Rate der Koinzidenzen.

Abb. 3.4a stellt die beschriebene Situation dar. Ein und derselbe Schauer kann nun mit gleicher Wahrscheinlichkeit an beliebigen Koordinaten (x,y) über dem Detektor entstehen. Die Koinzidenzergebnisse des Detektors müssen über alle diese Möglichkeiten gemittelt werden. Da der Schauer eine begrenzte Ausdehnung hat, ist es überflüssig, den Ursprung des Schauers an Positionen zu verschieben, die den Detektor nicht mehr erreichen. Bezeichnen wir mit der Fläche A jene Fläche, in der der betrachtete Schauer liegen muss, damit seine Ausläufer den Detektor noch erreichen. Dann gilt für die mittlere Rate der Koinzidenzen:

$$R_{\text{Koin}} = R_{\text{Schauer}} \frac{N_{\text{Koin}}}{N_{\text{Gesamt}}} = \phi_{\text{prim}} A \frac{N_{\text{Koin}}}{N_{\text{Gesamt}}}. \quad (3.5)$$

Es ist jedoch auch möglich, eine größere Fläche \tilde{A} zu wählen, die A einschließt. Dies ändert an R_{Koin} nichts, da zwar die Rate der Schauer steigt, aber in gleicher Weise $N_{\text{Koin}}/N_{\text{Gesamt}}$ sinkt.

An diesem Argument ändert sich nichts, wenn man sich in das Bezugssystem setzt, welches seinen Nullpunkt in den (x,y) -Koordinaten des Schauers hat (vgl. Abb. 3.4b). In diesem Bild wird der Detektor innerhalb der Fläche A gleichverteilt verschoben werden und deckt somit den Schauer auf dem Erdboden ab. Diese Variante kommt einer programmierbaren Version näher, da es leichter ist, die Koordinaten des Detektors zu verschieben.

Für den Fall, dass die Ausdehnung des Detektors sehr klein gegen den Durchmesser des Schauers ist, variieren die lokalen Eigenschaften des Schauers kaum über die Ausdehnung des Detektors, und man kann statt zu würfeln ein dichtes statisches Gitter von Detektoren auf dem Boden verteilen (vgl. Abb. 3.4c). Der systematische Fehler, der dadurch entsteht, dass man bestimmte Positionen auszeichnet, ist dann vernachlässigbar. Die Fläche A ist hier die Fläche des Detektorgitters. Sie muss so gewählt werden, dass sie mindestens den kompletten Schauer abdeckt. Dieses Verfahren wird *Tiling* genannt.

Implementierung

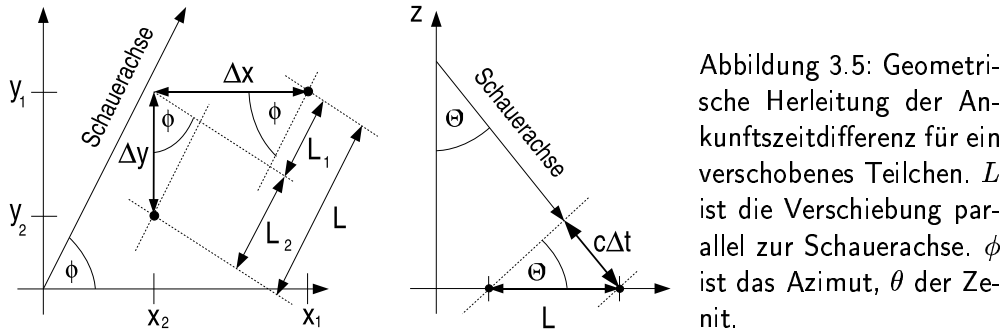
Luftschauer haben typischerweise Radien von mehreren Kilometern, während die Detektoren Abmessungen in der Größenordnung Meter haben. Es ist also berechtigt, die Näherung eines statischen Gitters zu machen. Die Teilchendichte in einem Schauer ist jedoch nicht besonders groß, bis zu Energien $< 10^{14}$ eV unter 100 Teilchen pro km^2 (vgl. Abb. 3.17). Würde man das Bild in Abb. 3.4c naiv in ein Computerprogramm umsetzen, hätte man zunächst ein Gitter mit einer sehr großen Zahl an Plätzen, in das die Schauerteilchen im ersten Schritt erst einmal einsortiert werden müssten. Im zweiten Schritt müsste dann das Gitter aufgrund der kleinen Teilchendichte an einer großen Zahl von leeren Plätzen sinnlos abgearbeitet werden. Eleganter ist es, direkt beim Einsortieren die Zellen zu finden, in denen sich überhaupt Teilchen aufhalten und dort den Detektor abzufragen.

Der folgende Algorithmus wurde dazu verwendet. Vorausgesetzt wird ein Speicherbereich, der die komplette Information aller Schauerteilchen enthält und ein quadratisches Gitter mit der Kachellänge l . Die Kachellänge muss nicht gleich der Detektorabmessung sein, sondern kann auch größer sein, solange sie vernachlässigbar klein gegenüber der Schauerabmessungen bleibt. Die Gesamtfläche des Gitters A wird vorher festgelegt und so groß gewählt, dass jeder Schauer mit Sicherheit innerhalb des Gitters liegt. Es gilt dann: $N_{\text{Gesamt}} = Al^{-2}$.

1. Nehme für jedes Teilchen seine Koordinaten (x, y) und teile sie durch l . Runde das Ergebnis auf eine Ganzzahl ab. Es ergibt sich ein Ganzzahlenpaar (n_x, n_y) , welches für jedes Teilchen innerhalb der gleichen Kachel gleich ist. Verknüpfe dieses Zahlenpaar eindeutig mit der Teilcheninformation, und speichere das entstehende Tupel in einem Feld ab.
2. Sortiere die verknüpften Tupel aus Teilcheninformation und (n_x, n_y) nach n_x und n_y .
3. Laufe in einer Schleife über die so sortierten Tupel. Alle Teilchen in ein und derselben Kachel liegen jetzt im Speicher hintereinander und können so der Detektorsimulation leicht übergeben werden. Arbeite nur noch diese Kacheln ab. Zähle die Koinzidenzereignisse aus dem jeweiligen Detektordesign in N_{Koin} . In Gl. 3.5 sind nun alle Größen gegeben.

3.4.2 Rekonstruktion/Un-Thinning von gedünnten Schauern

Beim Thinning geht ein erheblicher Teil der Ortsinformation der Teilchen verloren. Für die Detektorsimulation wurde zur Rekonstruktion dieser Information eine Methode gewählt, die sich an [34] und [35] orientiert. Um die durch das Thinning künstlich eingeführten Fluktuationen in der lateralen Verteilung zu verringern, soll über Bereiche des Schauers gemittelt werden. Dazu werden die Teilchen für die Detektorsimulation aus einer deutlichen größeren Fläche A_{Sml} als der eigentlichen Fläche der Detektorkachel A_{Det} gesammelt und auf den Detektor angewendet. Die Teilchen werden dabei aus der Sammelfläche genommen und räumlich gleichverteilt in die Detektorkachel gestreut. Um die Zeitdifferenz relativ zur Schauerfront beizubehalten, wird die neue Ankunftszeit entsprechend



der räumlichen Verschiebung relativ zur Schauerfront korrigiert, vgl. Abb. 3.5. Nach der geometrischen Skizze ergibt sich für die Zeitdifferenz:

$$\Delta t = \frac{1}{c} \sin \theta \cdot ((x_2 - x_1) \cos \phi + (y_2 - y_1) \sin \phi). \quad (3.6)$$

Um die Teilchendichte aus Sicht des Detektors zu erhalten, müssen die Teilchen umgewichtet werden. Für das neue Gewicht des i -ten Teilchens gilt:

$$w_i^{\text{neu}} = w_i \frac{A_{\text{Det}}}{A_{\text{Sml}}} \quad (3.7)$$

Wählt man die Sammelfläche nun so groß wie das maximale Gewicht eines Teilchens im Schauer multipliziert mit der Detektorkachelfläche, so gilt für alle Teilchen:

$$A_{\text{Sml}} = w_{\text{max}} A_{\text{Det}} \rightarrow w_i^{\text{neu}} \leq 1. \quad (3.8)$$

Dieses neue Gewicht kann nun als Wahrscheinlichkeit interpretiert werden, ob das Teilchen in die Detektorsimulation eingeht oder nicht.

Diese Methode hat den Vorteil, dass keine neuen Teilchen aus den gewichteten Repräsentanten – entsprechend einer unbekanntenen Verteilung – generiert werden müssen. Der Nachteil besteht in einer Mittelung der Schauereigenschaften über die Fläche A_{Sml} , die Gradienten in Teilchendichte und Ankunftszeit haben kann. Eventuelle Granularität oder Korrelation zwischen den Teilchen gehen innerhalb der Sammelfläche verloren.

Diese negativen Effekte bleiben jedoch klein genug, wenn mit optimierten Thinning gearbeitet wird und die Sammelfläche nicht zu groß wird. In [35] gibt man maximale Grenzen für die Ausdehnung einer Sammelfläche an. Für die Beschreibung wurde in der Referenz eine Darstellung in Zylinderkoordinaten (r, α) mit der Schauerachse als z -Achse gewählt (vgl. Abb. 3.6). Für die Sammelfläche werden in diesen Koordinaten

$$\Delta r/r < 0.15 \quad \text{und} \quad \Delta \alpha < 15^\circ \quad (3.9)$$

als maximale Ausdehnungen empfohlen.

Da der Tiling-Algorithmus zunächst nur mit quadratischen Sammel- und Detektorflächen funktioniert, wurde im Rahmen der Diplomarbeit auf eine komplex gebogene, in (r, α) variable Form der Sammelfläche verzichtet. Wie gut die empfohlenen Limits mit einer quadratischen Sammelfläche eingehalten werden, lässt

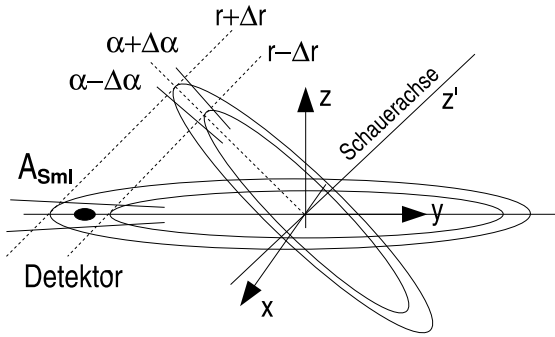


Abbildung 3.6: Zylinderkoordinatensystem mit Schauerrachse als z' -Achse (nach [35]).

sich abschätzen. Im ungünstigsten Fall erreicht ein Schauer das in CORSIKA gewählte Maximal-Gewicht von $w_{\max} = 10^4$. Dies erzeugt in der Rekonstruktion bei einer Detektorgröße von $\sim 2 \times 2 \text{ m}^2$ eine quadratische Sammelfläche von $\sim 200 \times 200 \text{ m}^2$. Betrachtet man jetzt einen senkrechten Schauer, entfällt die Drehung des Koordinatensystems und es lässt sich der Abstand r vom Schauerzentrum abschätzen, bei dem die quadratische Sammelfläche die empfohlenen Limits überschreitet. Die empfohlene Grenze für den Winkelbereich $\Delta\alpha$ wird bei einer Entfernung der Kachel von $r \lesssim 800 \text{ m}$ überschritten, die Grenze der maximalen radialen Ausdehnung Δr bei $r \lesssim 1300 \text{ m}$. Bei einem Schauer von 10 km -Radius sind dies nur $\sim 2\%$ der gesamten Schauerfläche, in denen die Kachelfläche die Limits überschreitet. Auf der anderen Seite sind gerade die Beiträge mit hohen Teilchendichten aus dem Inneren des Schauers entscheidend für die Koinzidenzrate. Wie stark sich diese Schwäche der Implementation auswirkt, zeigt die Simulation mit verschiedenen Detektorkachelgrößen A_{Det} in Abs. 3.6.6, S. 71.

3.4.3 Programmübersicht

Das Programm ist in C++ unter Linux entwickelt worden. Es wurde ein objektorientierter Ansatz verfolgt, den Abb. 3.7 schematisch darstellt.

Aufbau

In die Simulation wurden mehrere Detektortypen mit verschiedenen Designs und jeweils mehrere Koinzidenzlogiken eingebaut. Dadurch, dass die einzelnen Detektoren Ableitungen einer gemeinsamen Basisklasse sind, ist es leicht, weitere Typen hinzuzufügen oder bestehende zu verändern. Nur der wesentliche Teil des Detektors – seine Geometrieroutine und seine Koinzidenzlogik – muss neu geschrieben werden. Ein Anknüpfungspunkt für andere Simulationsverfahren besteht ebenfalls in einer Vererbung der Klasse `Simulation`.

Alle Detektoren sind 2-dimensional. Die Detektorflächen sind rein geometrisch angelegt, es wurde keine Simulation der inneren Vorgänge in einem Szintillationsdetektor⁷ vorgenommen. Wenn ein Teilchen innerhalb einer Teildetektorfläche liegt, wird zufällig entsprechend der vorgegebenen Effizienz bestimmt,

⁷Z.B. Photonenproduktion durch Ionisation, Lichtleitung mit Reflexion und Absorption; Photoelektronenproduktion, Beschleunigung und Signalwandlung im Photomultiplier, etc.

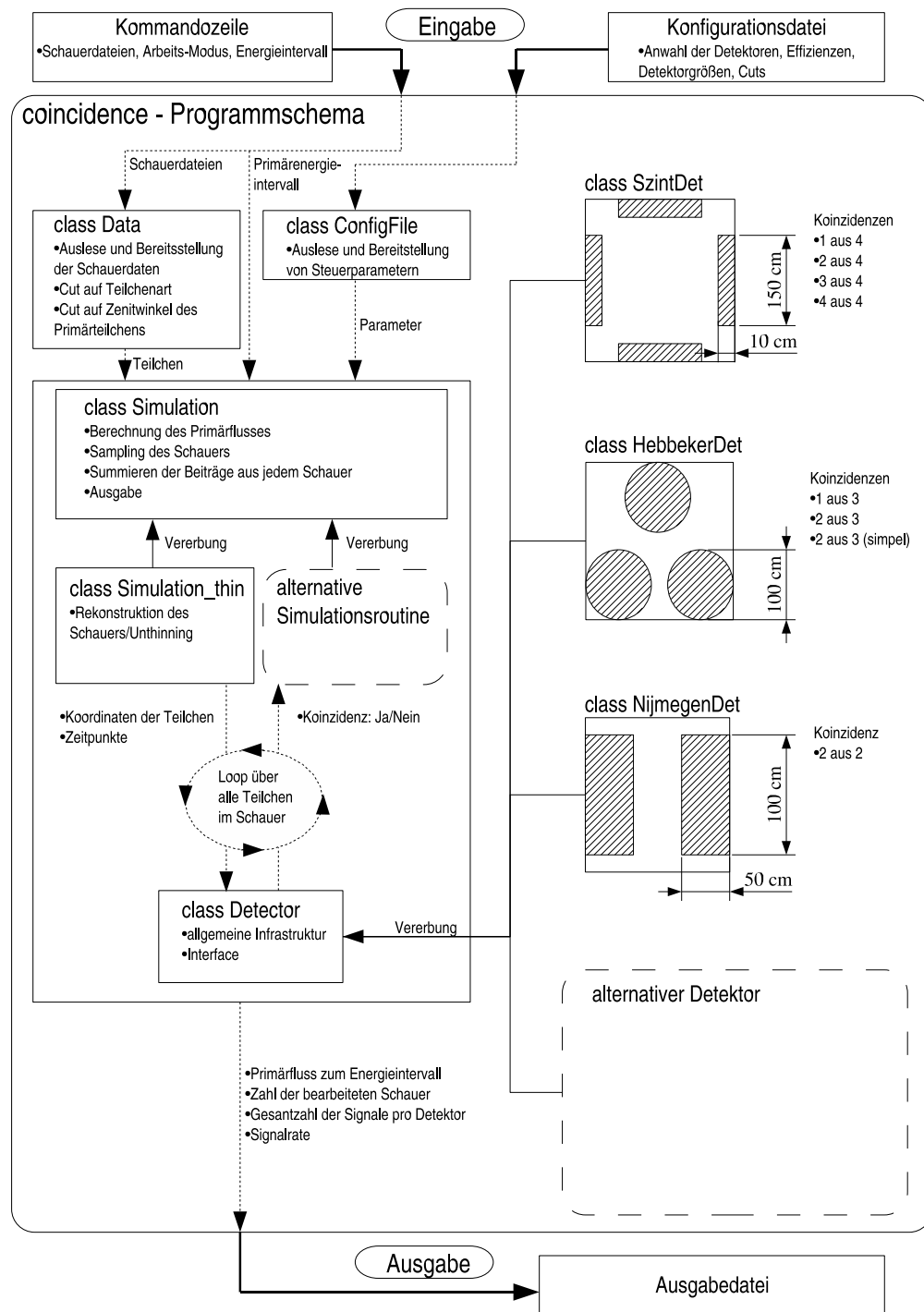


Abbildung 3.7: Schema der Detektorsimulation. Durchgezogene Pfeile deuten Vererbung an, dünn gestrichelte und dicke Pfeile den Datenfluss.

ob ein Treffer vorliegt. Bei positivem Treffer wird die Ankunftszeit gespeichert. Die eingebaute Effizienz ist unabhängig von der aktuellen Teilchenenergie und wird gleichermaßen für Myonen und Elektronen verwendet. Eine zweite, unabhängige Effizienz kann für den Nachweis von Photonen angegeben werden, wenn diese mit in die Simulation einbezogen werden sollen (vgl. Abs. 3.6.3, S. 61).

Die Abmessungen der Teildetektoren sind fest, ihr relativer Abstand kann dagegen frei gewählt werden. Dies geschieht über die Wahl der Seitenlänge ihrer Grundfläche. Die Teildetektoren bleiben dabei fest an ihren Positionen relativ zum Rand so wie in Abb. 3.7 angedeutet.

Die einzelnen Detektormodelle sollen kurz beschrieben werden.

- **SzintDet** ist das Modell des Detektors aus dieser Arbeit (vgl. Abs. 4.1, S. 76). Modelliert werden vier flache Szintillationszähler, die kastenförmig angeordnet sind. Beim Skalieren der Kachel bleiben die Detektorflächen jeweils in der Mitte der Seitenlänge, und am äußeren Rand anliegend. Die in der Abbildung angegebenen Abmessungen entsprechen der Größe der Szintillationsflächen. Abgefragt werden können alle *kof4*-Koinzidenz mit $k = 1, \dots, 4$, wobei nur $k \geq 2$ für den Nachweis von Luftschauern sinnvoll ist.
- **HebbekerDet** bildet den Detektor nach, der in [44] beschrieben und ebenfalls in einer Simulation verwendet wird. Er wurde zu Vergleichszwecken implementiert, um die Resultate der Simulation einer anderen Studie gegenüberstellen zu können. Im Original bilden die Mittelpunkte der kreisförmigen Detektorflächen ein gleichseitiges Dreieck. Wenn l die Seitenlänge der Grundfläche ist, dann beträgt in dieser Implementation der Abstand der Mittelpunkte der unteren Kreise $r = l - 100$ cm, während der Mittelpunkt des oberen Teildetektors in einem Abstand von $\tilde{r} = r \sqrt{5/4}$ liegt.
- **NijmegenDet** modelliert den Detektor des HISPARC-Projekts, beschrieben in [5]. Er besteht wie der Detektor dieser Arbeit aus flachen Szintillationszählern und dient ebenfalls Vergleichszwecken.

Arbeitsablauf

Die Schauer aus den einzelnen Dateien werden sequenziell mit der Klasse **Data** eingelesen. Das Datenformat aus Tab. 3.2 wird dabei komplett in den Speicher geladen. Die Klasse versteckt den Unterschied zwischen den beiden Versionen mit und ohne Thinning für die nachfolgende Auswertung, indem es die Gewichte für Schauer ohne Thinning auf 1 setzt. Sie wendet auch optional nach dem Einlesen Cuts auf die Schauerdaten an. Die Klasse ist ein sehr allgemeines Glied und kann leicht in anderen Programmen verwendet werden.

Im Programmablauf wird im ersten Schritt der primäre Fluss ϕ_{prim} aus dem übergebenen Energieintervall (E_a, E_e) berechnet. Dazu muss Gl. 2.4 über den betrachteten Raumwinkel und die Energie integriert werden. Für einen Raumwinkelbereich von $\theta_a = 0^\circ$ bis $\theta_e = 70^\circ$ und $0^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$ erhält man:

$$\phi_{\text{prim}}(E_a, E_e, \theta_a, \theta_e) \approx 4.4 \left((E_a/\text{GeV})^{-1.7} - (E_e/\text{GeV})^{-1.7} \right) \frac{1}{\text{cm}^2 \text{ s}} \quad (3.10)$$

Man beachte, dass diese Formel mit dem Spektralindex $\alpha = -2.7$ über den vollen Primärenergiebereich von 10 GeV bis $2.2 \cdot 10^9$ GeV benutzt wird. Da das reale Spektrum ab $\sim 10^6$ GeV steiler mit $\alpha = -3.2$ abfällt, wird hier eine weitere Näherung gemacht. Durch die Näherung sind höhere Koinzidenzraten als in der Realität zu erwarten, falls Schauer mit Energien $> 4.6 \cdot 10^5$ GeV wesentliche Beiträge liefern.

Als nächstes wird der beschriebene Tiling-Algorithmus angewendet. Es können mehrere Detektoren auf einmal abgearbeitet werden, was einen Geschwindigkeitsvorteil bringt, da das rechenintensivere Tiling nur einmal vorgenommen werden muss. Die Seitenlänge der quadratischen Gitterkachel ist frei wählbar, muss aus offensichtlichen Gründen jedoch mindestens so groß sein, wie die Seitenlänge der größten Detektorgrundfläche. Detektoren, die nicht die volle Kachelfläche ausfüllen, werden in der unteren linken Ecke der Kachel positioniert.

Im Thinning-Modus wird zusätzlich vor dem Tiling der Zenit- und Azimut-Winkel der Schauerachse bestimmt, um später für jedes Teilchen im Schauer die Zeitverschiebung entsprechend seiner neuen Koordinaten berechnen zu können. Zusätzlich wird für jeden Schauer einzeln das maximale Teilchengewicht bestimmt. Die Seitenlänge der Sammelfläche und gleichzeitig des Gitters richtet sich dann individuell für jeden Schauer nach der Seitenlänge der Detektorgrundfläche multipliziert mit der Wurzel des aktuellen maximalen Gewichtes.

Die Zahl der erfolgreichen Koinzidenzen des i -ten Detektors im k -ten Schauer N_{ik}^{Koin} wird während des Programmlaufs zu einer Gesamtzahl N_i^{Koin} über alle Schauer aufsummiert. Die Gesamtzahl der Gitter-Kacheln N_k^{Gesamt} wird für jeden Schauer neu bestimmt. Die Koinzidenzrate R_{ik} des i -ten Detektors im k -ten Schauer berechnet sich dann nach Gl. 3.5. Die einzelnen Raten werden schließlich über alle Schauer pro Energieintervall gemittelt. Der statistische Fehler aus der Monte-Carlo-Berechnung wird über die Gesamtzahl an Koinzidenzen pro Detektor abgeschätzt:

$$R_i = \frac{1}{N_{\text{Schauer}}} \sum_k^{N_{\text{Schauer}}} R_{ik} \quad (3.11)$$

$$\Delta R_i \simeq R_i \cdot \frac{1}{\sqrt{N_i^{\text{Koin}}}}. \quad (3.12)$$

Man beachte, dass durch diese Art der Mittelung Schauer statistisch bevorzugt werden, die relativ gesehen weniger Gitterzellen haben. Im Thinning-Modus bedeutet das, dass Schauer mit großen Maximal-Gewichten bevorzugt werden, da durch die größere Sammelfläche A_{Sml} im Vergleich weniger Gitterzellen pro Schauer vorhanden sind. Im normalen Modus ohne Thinning gibt es diese Bevorzugung nicht, da die Gesamt- und Kachelgröße des Gitters für alle Schauer gleich ist. Die aufgestellte Gleichung für den Fehler ΔR_i ist in diesem Fall auch exakt richtig.

3.5 Gebäudesimulation

CORSIKA ist in der Lage, die komplette Atmosphäre bis zur Erdoberfläche zu simulieren. Es ist jedoch nur für diesen Zweck ausgelegt und kann die atmosphärischen Schauer nicht durch andere Materialien weiterverfolgen. Ist der zu simulierende Detektor zusätzlich abgeschirmt, muss der Einfluss dieser Abschirmung auf Form, Energie und Zusammensetzung der Schauer anderweitig bestimmt werden.

Da der experimentelle Detektor nicht witterungsbeständig ist, wurde ein Großteil der Schauer-Messungen in einem Labor durchgeführt, welches im Erdgeschoss eines 2-stöckigen Gebäudes liegt. Kosmische Strahlen müssen daher zwei Betondecken und die dazugehörigen Räume durchqueren um den Detektor zu erreichen (entsprechend 6-7 Strahlungslängen). Es ist nicht ohne weiteres analytisch berechenbar, wie sich dadurch die Zusammensetzung und die räumliche Struktur des Schauers ändert. Niederenergetische Teilchen werden im Beton absorbiert, Teilchen mit hoher Energie werden dagegen durch die Abschirmung aufschauern und die Teilchendichte erhöhen.

Um den Detektor auch unter der Abschirmung simulieren zu können, wurden daher die Luftschauer mit der Monte-Carlo-Simulation GEANT4 in das Gebäude fortgesetzt.

3.5.1 GEANT4

GEANT4 ist eine objektorientierte Programmierumgebung für Detektorsimulationen in der Sprache C++ [37]. Für die Arbeit wurde die Version 7.0.00-patch1 verwendet. GEANT4 ermöglicht es, den Weg und Energieverlust von Teilchen beim Durchqueren von beliebig strukturierter Materie zu verfolgen. Die Simulation folgt dabei ebenso wie CORSIKA der Monte-Carlo-Methode. Die Fortbewegung eines Teilchen wird dazu in einzelnen kleinen Schritten vollzogen. In jedem Schritt wird der Energieverlust, die Richtungsänderung durch Streuung oder äußere Felder und die Wahrscheinlichkeit für Teilchenerzeugung oder -vernichtung durch Interaktion oder Zerfall berechnet. Das Toolkit kennt alle Teilchen des Standardmodells und eine große Zahl an Wechselwirkungen mit Materie, aus denen man wählen kann. Bei den simulierten Wechselwirkungen ist die Situation analog zu CORSIKA: es gibt ein theoretisches Modell für die Behandlung der elektromagnetischen Wechselwirkung und aufgrund der entsprechenden Unsicherheiten mehrere für die hadronische.

GEANT4 verfolgt standardmäßig jedes Teilchen bis zur Energie null. Um Infrarotdivergenzen in einigen elektromagnetischen Prozessen zu vermeiden, muss jedoch eine untere Schwelle auf die Energie gesetzt werden, die produzierte Sekundärteilchen haben dürfen. Um diesen Schnitt zu definieren, nutzt GEANT4 eine einstellbare Mindeststrecke r_{lim} , die man als Anwender angeben muss. GEANT4 nutzt diesen Parameter, indem es keine Teilchen mehr produziert, die innerhalb der Strecke r_{lim} wieder gestoppt werden würden. Dies macht die Schwellenenergie für die produzierten Teilchen materialabhängig und führt sie auf eine räumliche Auflösung zurück, die für den Anwender leichter abzuschätzen ist.

GEANT4 ist im Gegensatz zu CORSIKA kein einzelnes Programm, sondern eine Programmierumgebung mit einer Sammlung von Bibliotheken. Als Rahmen für die Simulation werden dem Programmierer mehrere Klassen vordefiniert, von denen der Nutzer einige übernehmen kann, während er andere für sein spezielles Problem selbst implementieren oder anpassen muss. Das Paradigma der Struktur und der Benennung orientiert sich dabei stark am Aufbau und Ablauf eines realen Beschleunigerexperiments. Den Kern der Simulation bilden die Klassen `G4RunManager`, `DetectorConstruction` und `PhysicsList`.

`G4RunManager` ist verantwortlich für die Initialisierung aller GEANT4-Komponenten und steuert über mehrere Aktionsklassen den Ablauf des Programms. Der Anwender kann eigene Versionen dieser Aktionsklassen schreiben und so den Ablauf modifizieren. `DetectorConstruction` und `PhysicsList` definieren die Geometrie mit den Materialien, die das Teilchen durchqueren muss und die physikalischen Prozesse, die dabei berücksichtigt werden sollen. Die Wahl der richtigen Physik ist dabei vom betrachteten Energiebereich, vom Typ der Primärteilchen und von der gewünschten Genauigkeit des Ergebnisses abhängig, und daher im Allgemeinen nicht trivial. Dem Programmpaket liegen jedoch mehrere hochwertige Quellbeispiele bei, deren Physikliste man übernehmen kann.

3.5.2 Simulierte Materiewechselwirkungen

Für die Simulation wurde die Physikliste des Beispiels `examples/novice/N03` der GEANT4-Installation übernommen. Sie enthält die Standardprozesse der elektromagnetischen Wechselwirkung:

- Paarerzeugung (Photonen, Myonen)
- Compton-Streuung (Elektronen)
- Vielfachstreuung (Elektronen, Myonen, Hadronen)
- Ionisation (Elektronen, Myonen, geladene Hadronen)
- Bremsstrahlung (Elektronen, Myonen)
- Annihilation (Elektronen)

Die einzelnen parametrisierten Wirkungsquerschnitte besitzen dabei unterschiedliche große Energiebereiche, in denen sie eine gute Beschreibung liefern. Die Situation ist in Tab. 3.3 dargestellt. Vergleicht man diese Grenzen mit Abb. 3.8, so werden die unteren Schranken aufgrund der niederenergetischen Cuts in CORSIKA auch nicht in GEANT4 erreicht. Für den fehlenden niederenergetischen Teil ist eine Absorption in der Detektorgeometrie (~ 6 elektromagnetische Strahlungslängen) jedoch ohnehin sehr wahrscheinlich, so dass hier keine Probleme zu erwarten sind. Ein Teil der Teilchen liegt jedoch oberhalb der Grenzen. Der berechnete Anteil ist jedoch für alle Primärenergie-Intervalle deutlich kleiner als 1%. Der systematische Fehler dadurch ist also vernachlässigbar.

Hadronische Physik ist in GEANT4 ein sehr komplexes Thema, da es eine Unzahl von implementierbaren Effekten gibt, die allein für die Selektion sehr

Teilchenart	$E_{\text{kin}}^{\text{min}}$	$E_{\text{kin}}^{\text{max}}$	% außerhalb	Limitierender Prozess
Photon	1.5 MeV	3.85 GeV	< 1	LLimit: Paarerzeugung, ULimit: Compton- WW $(100/Z)$ GeV mit $Z_{\text{Fe}} = 26$
Elektron	10 keV	10 TeV	< 10^{-8}	Limits: Annihilation
Myon	100 eV	100 TeV	< 10^{-8}	maximale Limits von GEANT4

Tabelle 3.3: Energetische Limits der elektromagnetischen Prozesse in GEANT4.

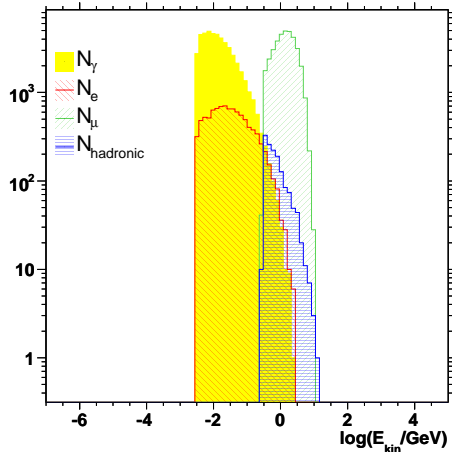
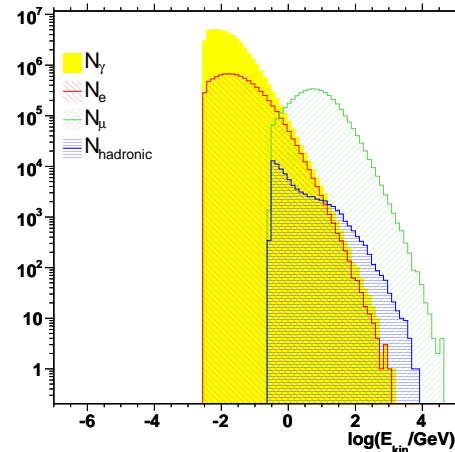
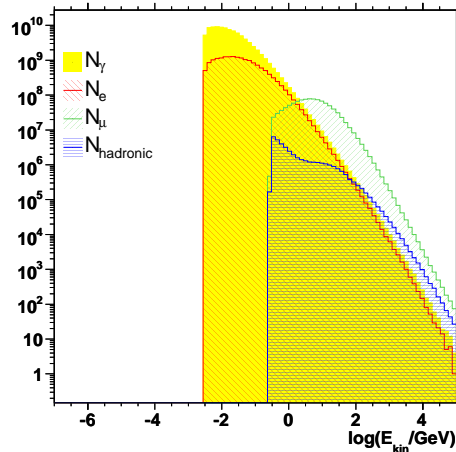
 a) $E_{\text{Prim}} = (1-2.2) \cdot 10 \text{ GeV}$

 b) $E_{\text{Prim}} = (1-2.2) \cdot 10^5 \text{ GeV}$

 c) $E_{\text{Prim}} = (1-2.2) \cdot 10^9 \text{ GeV}$


Abbildung 3.8: Logarithmisches Spektrum der kinetischen Energie der verschiedenen Schauerkomponenten auf Erdniveau für drei Primärenergie-Intervalle. Dargestellt sind die Teilchenzahlen von Photonen, Elektronen, Myonen und Hadronen. Die CORSIKA-Cuts bei niedrigen Energien begrenzen das Spektrum nach unten. Die gültigen Bereiche der GEANT4-Simulation sind in dieser Darstellung: gelb $-2.8 \lesssim \log(E_{\text{kin}}/\text{GeV}) \lesssim 0.6$, rot $-5.0 \leq \log(E_{\text{kin}}/\text{GeV}) \leq 4.0$, grün $-7.0 \leq \log(E_{\text{kin}}/\text{GeV}) \leq 5.0$.

viel Expertenwissen erfordern. Hadronische Physik wurde nicht in die Gebäudesimulation implementiert. Das Hauptproblem ist der benötigte Rechenaufwand, der in einem Test die Rechenzeit für ein reines elektromagnetisches Modell um Zehner-Potenzen überschritt. Da bei der Schauerumwandlung unter Umständen Millionen von Teilchen pro Schauer verfolgt werden müssen, musste die Simulation von hadronischen Wechselwirkungen vernachlässigt werden.

Ob der dadurch entstehende systematische Fehler klein ist, ist nicht ganz so leicht zu beantworten wie im vorigen Fall. Hadronische Teilchen machen je nach Primärenergie-Intervall ca. 1-10 % der Elektronenzahl aus, die die Koinzidenzrate im Detektor dominiert. Da sie je nach Energie und Teilchentyp kräftige Subschaer in der Abschirmung erzeugen können, ist ein signifikanter Beitrag zu den Koinzidenzen eventuell nicht auszuschließen.

Auf der anderen Seite sind fast alle Hadronen im Kern des Schauers konzentriert. Bei höheren Primärenergien kann man in diesem Bereich allein aufgrund der vorhandenen Teilchendichte an Elektronen Sättigung für die Detektorsimulation erwarten, so dass der Einfluss der hadronischen Subschaer dort unter Umständen nicht ins Gewicht fällt. Um diese Frage klarer zu beantworten wären detailliertere Studien notwendig.

Der geometrische Cut auf die Sekundärteilchenproduktion r_{lim} wurde auf 1 mm gesetzt.

3.5.3 Programmübersicht

Die Gebäudesimulation `simuceil` wurde in C++ unter Verwendung von GEANT4- und ROOT-Bibliotheken geschrieben. Den Aufbau und Ablauf des Programms skizziert Abb. 3.9. Das Programm nimmt die Schauerdateien von CORSIKA entgegen und verfolgt den Weg jedes Teilchens durch das Gebäude weiter, idealisiert durch zwei parallele Betondecken und zwei Luftvolumina. Anschließend wird das Ergebnis als neue Schauerdatei abgespeichert. Dies ergibt eine weitere Schauerbibliothek, auf die völlig transparent die gleichen Analysen angewendet werden können wie auf die originalen Schauer.

Aufbau

Das Programm verwendet hauptsächlich die Funktionen der GEANT4-eigenen Klassen. Für ihre detaillierte Beschreibung muss auf die GEANT4-Dokumentation [45, 46] verwiesen werden.

Die Verbindung zwischen der GEANT4-Welt und der ROOT-Welt wurde über die Klasse `Interface` geschlagen, die allen GEANT4-fremden Code enthält und sich vor allem um die Ein- und Ausgabe kümmert.

Arbeitsablauf

Die Schauerdateien werden der Reihe nach umwandelt. Zunächst werden alle Teilchen aus einem Schauer durch die Klasse `Interface` eingelesen und dann einzeln mit ihrer in der vorhergehenden Simulation bestimmten Richtung und Energie an den lokalen Koordinaten $(0, 0, z)$ in die Geometrie eingeschossen, wobei die Höhe z dem oberen Abschluss der höheren Betondecke entspricht (vgl.

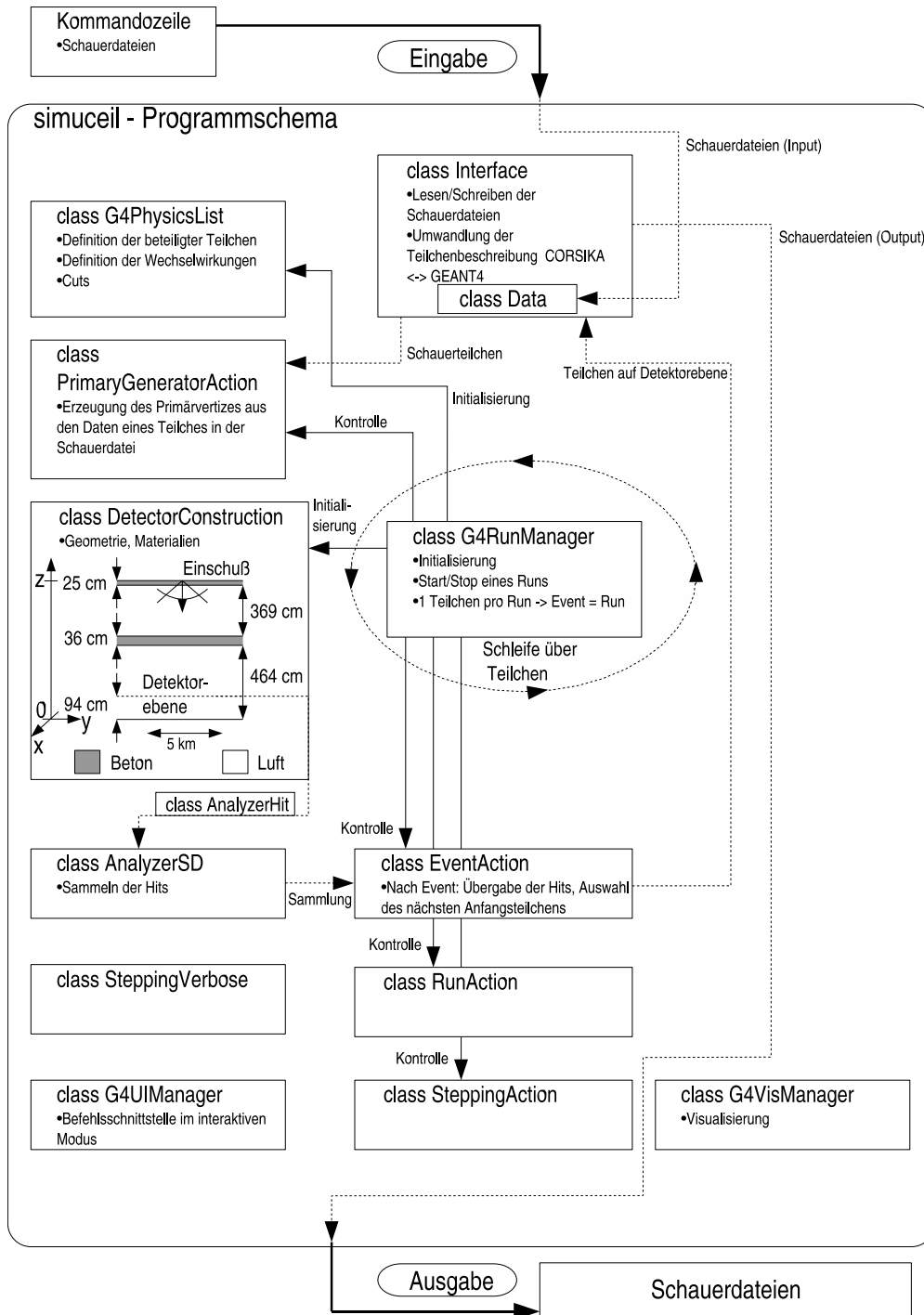


Abbildung 3.9: Schema der Gebäudesimulation. Dargestellt sind die implementierten Klassen. Dünngestrichelte Pfeile deuten den Datenfluss an. Die durchgezogenen Pfeile zeigen den Verlauf der Kontrolle, die von der zentralen Klasse G4RunManager ausgeht.

Abb. 3.9, *DetectorConstruction*). Die vertikalen Maße der Betondecken und Luftzwischenräume sind einem Bauplan der Werkhalle des Sammelbaus Physik der RWTH-Aachen entnommen. Der senkrechte Abstand zwischen der Detektorschicht und dem oberen Ende der Betonschicht beträgt 800 cm, und entspricht in dieser vereinfachten Geometrie ≈ 5.7 elektromagnetischen Strahlungslängen.

Zur Vereinfachung wurden dabei alle Wände des realen Gebäudes vernachlässigt, ebenso Füll- und Isoliermaterial auf dem Dach, Zwischendecken, Verkleidungen, Büromöbel und ähnliches. In der simulierten Geometrie erstrecken sich die beiden parallelen Ebenen aus Beton horizontal bis zu einer Kantenlänge von 5 km. Teilchen, die darüber hinausgehen, werden aus der Simulation verworfen. In der Praxis entspricht dies einer unendlich ausgedehnten Fläche.

Im realen Labor steht der Detektor etwa 3 m von einer großen Fensteraußenwand entfernt, und 3 m von einer normalen Wand. Ein schräg einfallender Schauer aus der richtigen Richtung muss also mitunter nur das Laborfenster und eine stählerne Jalousie durchdringen, um den Detektor zu erreichen. Die Geometrie liefert also für einen gewissen Teil der Schauer keine gute Beschreibung.

Die Zusammensetzung des Materials Beton wurde dem GEANT4-Beispiel `examples/advanced/underground_physics` entnommen. Das Material Luft ist eine Zusammensetzung aus Sauerstoff und Stickstoff mit den Massenanteilen 0.3 und 0.7.

Im realen Labor steht das Experiment über dem Boden erhoben auf einem Tisch. Auf der Höhe des Tisches wurde im Programm eine spezielles Detektorvolumen eingefügt. Teilchen, die dieses hauchdünne Luftvolumen durchqueren, registriert das Programm in einer extra Datenstruktur, ein sogenannter «Hit», der Position, Zeit, Impuls und Typ des Teilches enthält. Die Hits werden in einer Sammlung gespeichert und wieder an die Klasse `Interface` übergeben. Dort werden die Koordinaten in das Schauerbezugssystem übertragen, indem die (x, y, t) -Koordinaten des Ausgangsteilchens auf die Koordinaten der Endteilchen addiert werden. Die resultierenden Teilchendaten werden wieder in einer Schauerdatei abgespeichert, die vom Format her der Eingangsdatei entspricht.

Ein Beispiel eines Simulationsereignisses zeigt Abb. 3.10. Die schräge blaue Linie, die im obersten Punkt der oberen Betondecke die z-Achse schneidet, zeigt das einfallende Teilchen, ein Positron. Es löst in der oberen Betonschicht eine Reaktion aus, aus der zwei Elektronen überbleiben (rot) und ein Photon (grün). Das Photon wird in der unteren Betonschicht absorbiert. Das linke Elektron wird nach einigen Streuungen in Luft in der unteren Betonschicht gestoppt, wobei es noch ein Photon durch Bremsstrahlung produziert, das etwas später in der oberen Betonschicht absorbiert wird. Das rechte Elektron dringt in die untere Betonschicht ein und produziert durch Bremsstrahlung ein große Zahl an Photonen, bevor es auch gestoppt wird. Die Photonen treffen zusammen mit dem Ursprungsteilchen die Detektorebene.

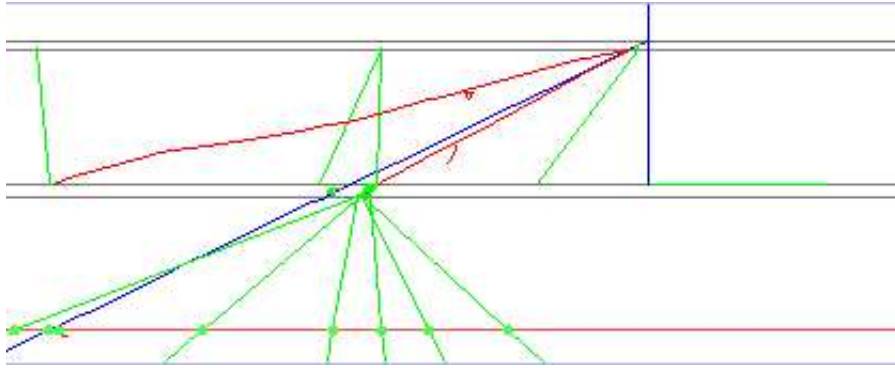


Abbildung 3.10: Ein Ereignis aus der Gebäudesimulation in der Seitenansicht. Die beiden Betondecken sind durch graue Linien begrenzt. Die rote horizontale Linie ist die Detektorebene, die grünen Punkte sind «Hits» in der Detektorschicht. Rote Bahnen stehen für Elektronen, blaue für Positronen und grüne für Photonen. Die blaue senkrechte Linie gibt die z-Achse an. Das Bild wurde mit der Visualisierungskomponente der GEANT4-Umgebung erstellt.

3.6 Analysen

Die Resultate beinhalten zum Großteil Plots mit physikalischen Größen, die nach dem Primärenergie-Intervall der Schauer aufgeschlüsselt sind. Für die Primärenergie-Koordinate in diesen Zeichnungen wurde jeweils der Schwerpunkt der Verteilung innerhalb des Intervalls eingetragen. Mit dem Potenzgesetz $\phi_{\text{prim}} \propto E^{-2.7}$ und Intervallen der Größe $[E_0, 10^{\frac{1}{3}}E_0]$ ergibt sich dieser zu $\bar{E} = 1.385 \cdot E_0$.

Im Bereich von $(1.0-4.6) \cdot 10^5$ GeV wurden die Observablen stets jeweils mit normalen und gedünnten Schauern getrennt berechnet und in die gleiche Zeichnung eingetragen. Für die aufsummierten Raten wird jedoch stets der Wert benutzt, der aus der normalen Schauersimulation stammt.

3.6.1 Test der Detektorsimulation

Um die Detektorsimulation auf ihre Richtigkeit und Qualität zu testen, wurden die beiden zusätzlichen Detektorklassen `HebbekerDet` und `NijmegenDet` verwendet, die bereits in Abs. 3.4.3, S. 49 erwähnt und Abb. 3.7 schematisch dargestellt wurden. Für diese beiden Luftschauerdetektoren waren Vergleichswerte verfügbar.

Das Hebbeker-Design verwendet drei kreisförmige Szintillationsflächen von 0.5 m Radius, die in einem gleichseitigen Dreieck angeordnet sind, wobei der Abstand der Kreise zum Mittelpunkt des Dreiecks 5 m beträgt, vgl. [44]. Der Detektor wurde in der Arbeit mit einer Schauerbeschreibung simuliert, bei der die laterale Teilchendichte der atmosphärischen Schauer durch eine analytische, parametrische Beschreibung berechnet wird. Als Koinzidenz wird ein 2of3-Typ verwendet. Die Signalrate wird mit $\approx 0.5 \text{ s}^{-1}$ angegeben, der zugehörige Plot ist mit in Abb. 3.11 enthalten.

Der Nijmegen-Detektor ist ein realer Luftschauer-Detektor, den die Radboud

Universität Nijmegen in den Niederlanden in Zusammenarbeit mit Schulen baut, um ein Detektor-Netz aufzubauen (siehe [5]). Er besteht aus zwei parallel angeordneten Szintillationsplatten zu $50 \times 100 \text{ cm}^2$, die in einem Abstand von 5 m aufgestellt sind und in 2er-Koinzidenz mit einem Zeitfenster von $1 \mu\text{s}$ betrieben werden. Nach [48] liegt die Signalrate bei $\approx 0.13 \text{ s}^{-1}$.

Für die Implementierung der Detektoren in die Simulation vgl. Abb. 3.7. Die Abstände der Detektorelemente wurden den realen Abständen angepasst. Im Vergleich zur Simulation des Szintillationsdetektors werden nur die Detektorgeometrie und die Koinzidenzalgorithmus ausgetauscht, der Rest der Simulation bleibt identisch. Die Nachweiseffizienz für Myonen und Elektronen wird zu 100 % angenommen, andere Teilchen werden nicht berücksichtigt. Als Input werden reine CORSIKA-Schauer, mit und ohne Thinning, verwendet.

Abb. 3.11 zeigt das Ergebnis der Simulation. In a) wurde eine Darstellung gewählt, die der von b) entspricht, so dass die Verteilungen verglichen werden können. Die aufsummierten Raten mit ihren Abweichungen zum Referenzwert sind:

$$R_{2\text{of}3}^{\text{HebbekerDet}} = 0.72 \pm 0.04 \text{ s}^{-1} \quad (\Delta R \approx 40 \%) \quad \text{und} \quad (3.13)$$

$$R_{2\text{of}2}^{\text{NijmegenDet}} = 0.142 \pm 0.004 \text{ s}^{-1} \quad (\Delta R \approx 10 \%). \quad (3.14)$$

Die angegebenen Fehler sind nur statistisch, die systematischen Fehler werden größer ausfallen. Es erweist sich als schwer, den systematischen Fehler allein aus den gemachten Näherungen abzuschätzen. Dieser Vergleich deutet jedoch auf eine Größenordnung von 10-40 % hin.

Dass die Summe für den Hebbeker-Detektor insgesamt größer ausfällt, obwohl die Simulation gegenüber der Referenz im Bereich $10^3 - 10^7 \text{ GeV}$ kleinere Beiträge liefert, liegt daran, dass in der Referenzarbeit keine Beiträge außerhalb dieses Bereichs berücksichtigt wurden, während die Simulation in Abb. 3.11c bei niedrigen Energien noch ein zweites Maximum produziert.

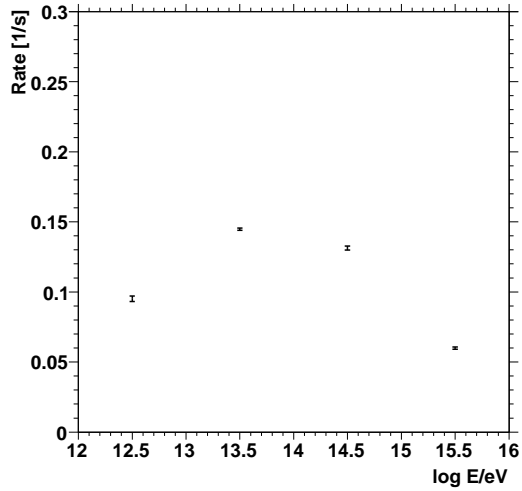
Die simulierte Rate für den Nijmegen-Detektor fällt ebenfalls leicht höher aus als der Vergleichswert. In Anbetracht der verschiedenen Näherungen ist die Übereinstimmung jedoch akzeptabel.

3.6.2 Test der Gebäudesimulation

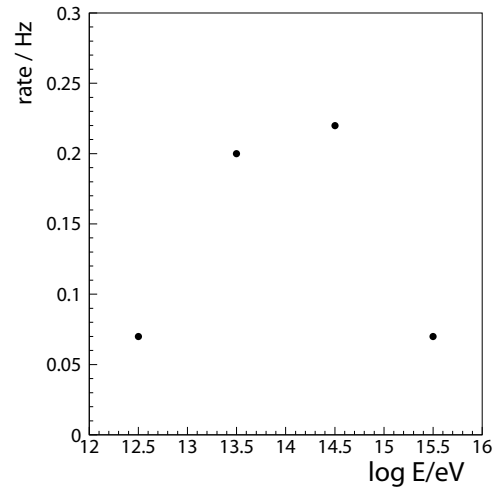
Um die Gebäudesimulation auf ihre Funktionalität hin zu überprüfen, wurden Testteilchen mit definiertem Impuls senkrecht in die Simulation eingeschossen, und verschiedene Observable als Funktion des Impulses betrachtet. Einen stellvertretenden Ausschnitt dieser Testläufe geben Abb. 3.12a) und b). Pro Primärimpuls ist der aufsummierte Gesamtimpuls aufgetragen, der die Detektorebene in Form von Sekundärteilchen erreicht.

In Abb. 3.12a) erkennt man die Schauerausbildung durch einfallende Photonen. Das Primärteilchen wandelt praktisch seine gesamte kinetische Energie in die Produktion von Sekundärteilchen um, von denen ein Teil wiederum absorbiert wird. Das mittlere Bild zeigt sehr gut, wie ein Teil des Eingangs-Impulses durch Absorption verschwindet und sich der Rest auf verschiedene Sekundärteilchen aufteilt. Im rechten Bild ist der absorbierte Anteil aufgrund der Skala nicht

a) Hebbeker-Det., angepasste Darstg.



b) Hebbeker-Det., Referenzplot [44]



c) Hebbeker-Det. + Nijmegen-Det.

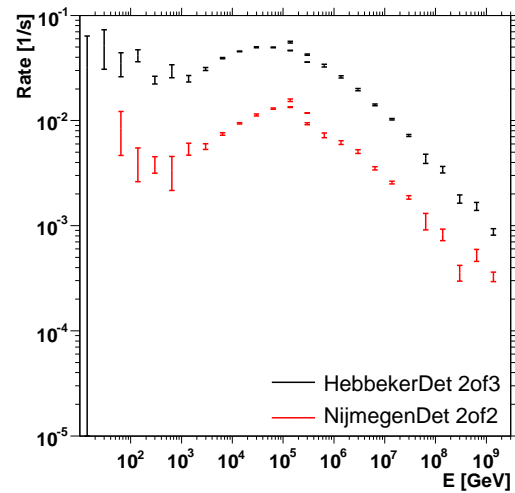
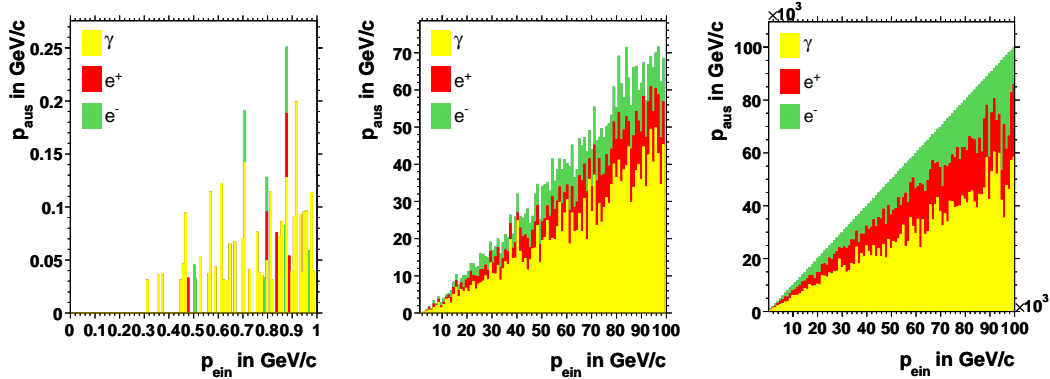
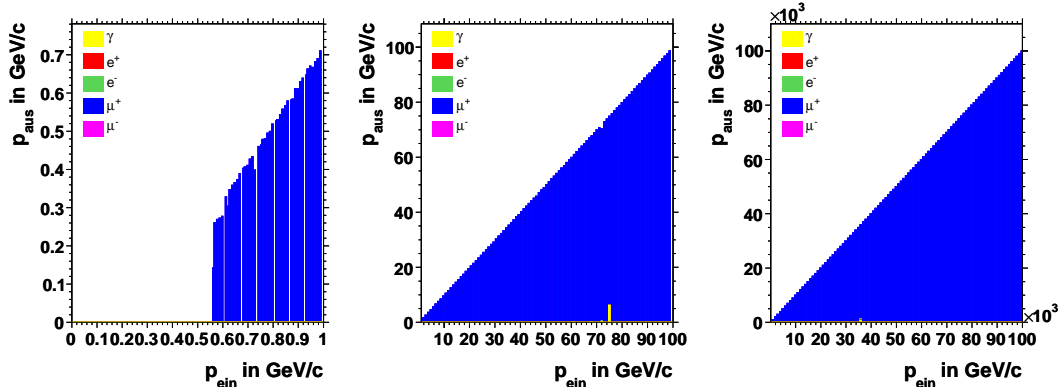


Abbildung 3.11: Simulierte Rate der Testdetektoren in Abhängigkeit vom Primärenergie-Intervall. a) zeigt eine zu b) angepasste Auftragung in Form eines Ausschnitts. c) zeigt den vollen simulierten Energiebereich mit beiden Vergleichs-Designs.

a) Einschussteilchen: Photon



b) Einschussteilchen: Anti-Myon



c) Schauer im Primärenergie-Intervall von $(1.0-2.2) \cdot 10^3$ GeV

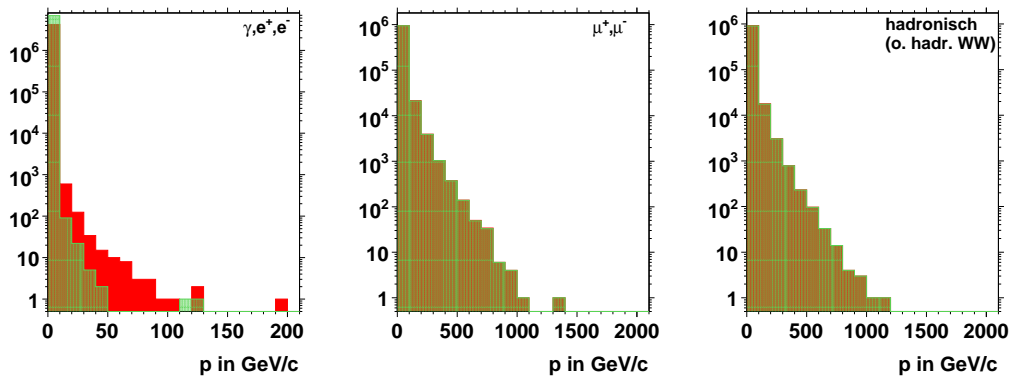


Abbildung 3.12: Verschiedene Tests der Gebäudesimulation. a) und b): Senkrecht eingeschossene Testteilchen, die Verteilung zeigt den aufsummierten Impuls aller Sekundärteilchen, die in der Detektorebene registriert wurden, pro Impuls des einfallenden Teilchens. Die Beiträge der einzelnen Teilchentypen sind farblich hervorgehoben. Jeder Histogrammeintrag wurde über 10 Wiederholungsläufen gemittelt. c) Die Simulation wird angewandt auf Schauerdaten, gezeigt ist das Impuls-Spektrum verschiedener Schauerkomponenten. Rot: Vor der Simulation, Grün: Nach der Simulation. Man beachte die fehlende hadronische Wechselwirkung.

mehr zu erkennen. Es ergeben sich praktisch die gleichen Plots, wenn Elektronen oder Positronen als Primärteilchen gewählt werden. Sobald die Schauerbildung in mehreren Schritten einsetzt, laufen im statistischen Mittel die gleichen Prozesse ab und die initiale Wechselwirkung des einfallenden Teilchens wird unwichtig.

Neben Photonen und Elektronen wurden diese Plots auch mit Myonen erzeugt. Wie man Abb. 3.12b entnimmt, verlieren Myonen oberhalb von 1 GeV fast keinen Impuls, und produzieren praktisch keine Sekundärteilchen. Wenn das Myon nicht zerfällt, wird es auch wieder als einziges Teilchen in der Detektorebene registriert. Im Falle eines Zerfalls bildet sich jedoch auch ein elektromagnetischer Schauer aus. Die Wahrscheinlichkeit dafür ist jedoch sehr klein: $\sim 0.1\% / (E_\mu / \text{GeV})$.

Repräsentativ für Hadronen wurden Protonen und Neutronen als Einschuss- teilchen getestet. Protonen erleiden durch Ionisation einen geringen Energieverlust, Neutronen reagieren überhaupt nicht, da in der Simulation keine hadronische Physik implementiert wurde.

Auf echte Schauer angewandt kann man den Einfluss der Gebäudesimulation ebenfalls auf das Impuls-Spektrum darstellen, (vgl. Abb. 3.12c). Hier wurden die einzelnen Spektren nach elektromagnetischer Komponente, myonischer und hadronischer Komponente aufgeteilt. Man sieht, wie die Zahl der höherenergetischen Teilchen abnimmt, die ihre Impulse in der Abschirmung durch Schauerbildung auf niederenergetische Teilchen verteilen. Die Zahl der Teilchen mit kleinen Impulsen nimmt entsprechend zu.

Die myonische Komponente zeigt kaum Veränderung. Nur ein sehr geringer Teil des Impulses geht durch Ionisationsverluste oder Zerfall verloren. Die hadronische Komponente zeigt ein ähnliches Bild. Die schwache Abnahme an Impuls entsteht allein durch Ionisationsverluste geladener Hadronen.

Qualitativ zeigt die Gebäudesimulation die erwarteten Resultate.

3.6.3 Nachweisbarkeit von Schauer-Photonen im Szintillationsdetektor

Es wurde die Frage untersucht, ob Photonen in der Detektorsimulation berücksichtigt werden müssen. Da Photonen nicht geladen sind, erzeugen sie zunächst im Szintillationsdetektor keine Anregungen und damit auch kein Licht. Jedoch ist es möglich, dass die Photonen über Paarbildung, Comptonstreuung und Photoeffekt Elektronen im Szintillationsmaterial erzeugen, die wiederum vom Szintillator nachgewiesen werden können. Da der Szintillator nur 0.5 cm entsprechend ≈ 0.012 Strahlungslängen dick ist (vgl. Abs. 4.1, S. 76), wird die Zahl der elektronerzeugenden Photonen klein sein.

Um die Wahrscheinlichkeit für ein Photon zu berechnen, Elektronen in der Szintillatorschicht zu erzeugen, wurde eine abgewandelte Kopie der Gebäudesimulationssoftware benutzt. Als Geometrie wurde einzig und allein eine praktisch unendlich ausgedehnte Szintillatorfläche aus NE 114 modelliert, mit einer Dichte von 0.5 cm. Die chemische Zusammensetzung von NE 114 wurde dazu [28] entnommen. Das Programm liest nun Schauerdateien ein, selektiert nur die Photonen aus dem Schauer und schickt diese mit ihren jeweiligen Winkeln und Energien durch die Szintillatorschicht. Wird dabei irgendwo in der Schicht ein gelade-

nes Teilchen erzeugt, wird für dieses Photon der Zähler $N_{\text{Konvertiert}}$ hochgezählt. Ein zweiter Zähler zählt die Gesamtzahl der Photonen N_{Gesamt} . Teilt man am Ende beide Zahlen, erhält man ein Maß für die Nachweis-Wahrscheinlichkeit.

Diese Simulation wurde auf die komplette CORSIKA-Schauerbibliothek, und auf die Schauer aus der Gebäudesimulation angewandt. Die resultierenden Wahrscheinlichkeiten pro Primärenergie-Intervall zeigt Abb. 3.13. Insgesamt sind beide die Verteilungen recht flach. Bei den reinen CORSIKA-Schauern stehen zwei deutliche Peaks bei $(1 - 2.2) \cdot 10^4$ GeV und bei $(2.2 - 4.6) \cdot 10^5$ GeV ins Auge. Der zweite, höhere Peak liegt gerade im Übergangsbereich von normalen und gedünnten Schauern, zeigt sich jedoch nur im Datensatz der ungedünnten Schauer. Eine physikalische Ursache für die Peaks anzugeben fällt schwer. Da das Photonspektrum über alle Energieintervalle von seiner Form her ähnlich ist (vgl. Abb. 3.8), ist ein Peak bei mittleren Energien schwer zu erklären. Möglich ist auf der anderen Seite ein unentdeckter Fehler in der Software.

Die kleineren Wahrscheinlichkeiten für Schauer aus der Gebäudesimulation erklären sich durch die deutlich kleinere mittlere Energie der Photonen (vgl. Abb. 3.14). Durch die Subschauerbildung sind in den Schauern der Gebäudesimulation viel mehr Photonen enthalten, deren Energie zu gering ist, um Elektronen im Szintillationsmaterial zu erzeugen. Die Verteilung «erbt» offenbar die ungeklärten Peaks bei $(1 - 2.2) \cdot 10^4$ GeV und $(2.2 - 4.6) \cdot 10^5$ GeV von den CORSIKA-Schauern.

Es sollen die beiden Mittelwerte über alle Energieintervalle gebildet werden. Bezieht man im Fall der CORSIKA-Schauer die Peaks mit ein, wächst die Variation des Mittelwertes drastisch. Es ergibt sich

$$p_{\text{ohne Geb.Sim.}} \approx (2 \pm 3) \% \quad (3.15)$$

$$p_{\text{mit Geb.Sim.}} \approx (3 \pm 2) \cdot 10^{-3} \% \quad (3.16)$$

Nach der Gebäudesimulation sind Photonen für Schauerkoinzidenzen vernachlässigbar, während sie im Falle der CORSIKA-Schauer einen geringen Einfluss haben. Aus Abb. 3.15 lässt sich abschätzen, dass Photonen im Schauer etwa 10 mal so häufig vorkommen wie Elektronen. Die räumliche Verteilung gleicht der der Elektronen. Die Dichte an detektierbaren Photonen liegt also bei ein paar Prozent der Elektronendichte. Tests belegen, dass der Einfluss auf die simulierten Koinzidenzraten von ähnlicher Größenordnung ist. Für die spätere Simulation des Szintillationsdetektors werden die Photonen vernachlässigt.

3.6.4 Teilchenzahl, Schauerradius und Teilchendichte auf Erdniveau in Abhängigkeit vom Energieintervall

Die hier vorgestellten Plots gründen allein auf CORSIKA bzw. auf die mit der Gebäudesimulation umgewandelten Schauer.

Teilchenzahlen

Abb. 3.15 zeigt die mittlere Teilchenzahl pro Schauer, sowie aufgeschlüsselt die Zahlen der einzelnen Komponenten. Bei der Zahl der Photonen beachte man insbesondere die niederenergetische Schwelle. Es werden nur Photonen mit Ener-

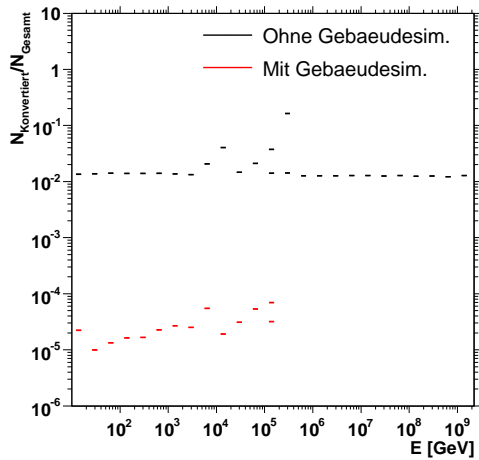
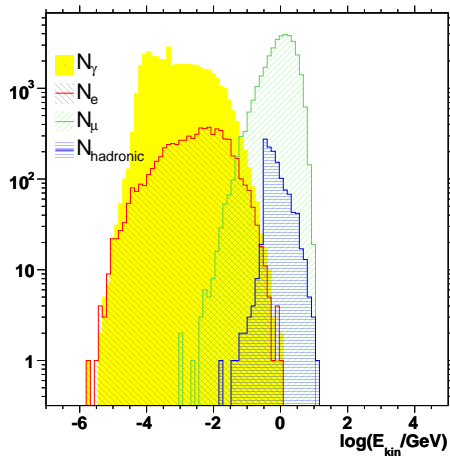


Abbildung 3.13: Wahrscheinlichkeit eines Schauerphotons, im Szintillationsdetektor Elektronen zu erzeugen pro Primärenergie-Intervall. Die statistischen Fehler sind eingezeichnet, jedoch nicht als einzelne Balken zu erkennen.

a) $E_{\text{Prim}} = (1-2.2) \cdot 10 \text{ GeV}$



b) $E_{\text{Prim}} = (1-2.2) \cdot 10^5 \text{ GeV}$

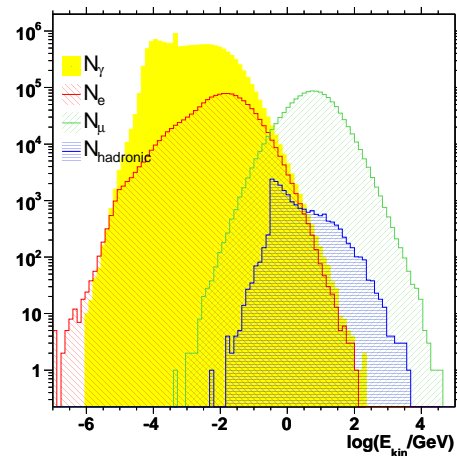
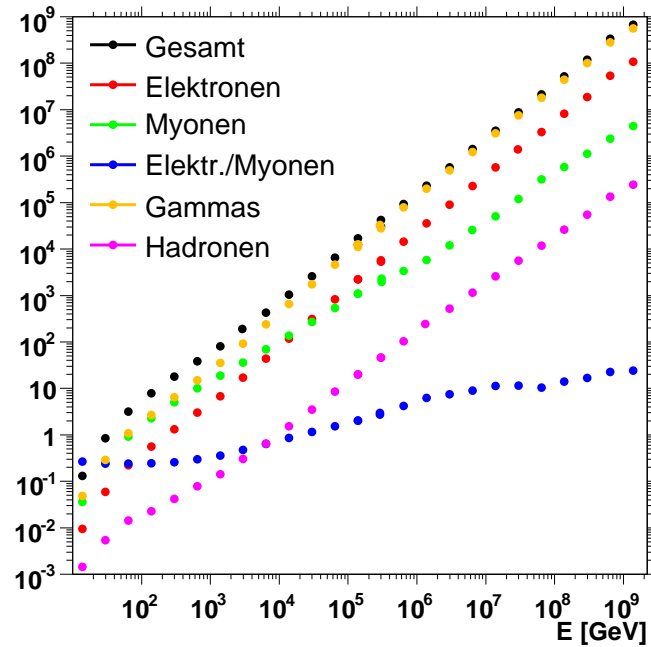


Abbildung 3.14: Logarithmisches Spektrum der kinetischen Energie der Schauerkomponenten auf Erdniveau in zwei Primärenergie-Intervallen nach der Gebäudesimulation. Dargestellt sind die Teilchenzahlen von Photonen, Elektronen, Myonen und Hadronen. Im Gegensatz zu CORSIKA (vgl. Tab. 3.1, Abb. 3.8) werden die Teilchen verfolgt, bis sie gestoppt werden.

a) Ohne Gebäudesimulation



b) Mit Gebäudesimulation

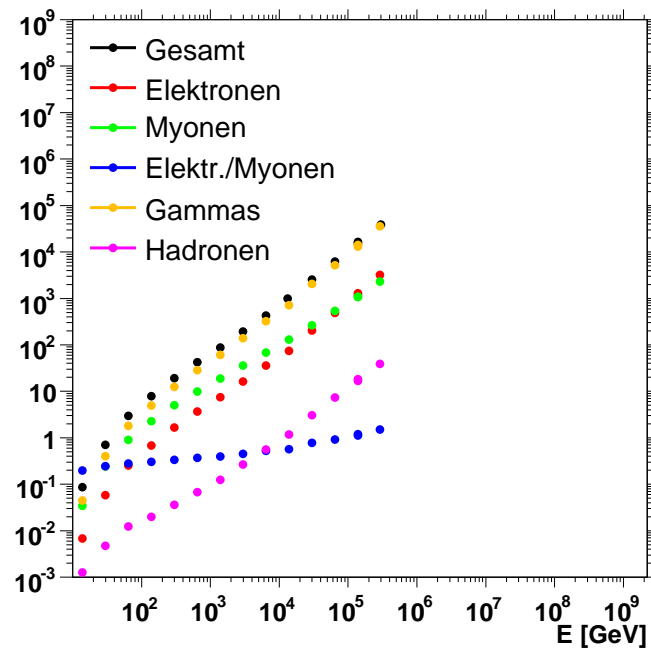


Abbildung 3.15: Mittlere Teilchenzahl auf Erdniveau pro Primärenergie-Intervall. Die statistischen Poisson-Fehler sind eingetragen, werden jedoch von den Markern überdeckt.

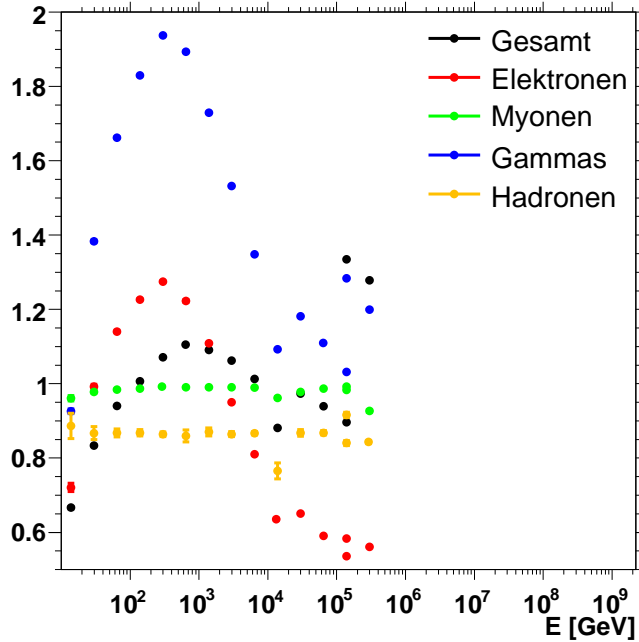


Abbildung 3.16: Quotient der mittleren Teilchenzahl pro Primärenergie-Intervall aus Abb. 3.15b) und a).

gien ≥ 3 MeV gezählt. Zusätzlich eingetragen ist der Quotient aus Elektronen- und Myonenzahl.

Man erkennt, dass die Teilchenzahl auf Erdniveau etwa linear mit der Primärenergie ansteigt. Bei kleinen Energien und sehr schwachen Schauern erreichen hauptsächlich Myonen und niederenergetische Photonen den Boden. Die Myonen erhalten nur durch Ionisation Verluste und erreichen bei Startenergien von einigen GeV nahezu vollzählig den Erdboden. Vom elektromagnetischen Schauer bleiben hauptsächlich niederenergetische Photonen übrig, die ohne den Effekt der Paarerzeugung recht weite Strecken in der Atmosphäre zurücklegen können. Auch der relative Anteil an Hadronen ist deutlich höher.

Für höhere Primärenergien in einem Bereich von $10^4 - 10^5$ GeV überholt die Teilchenzahl der Elektronen die der Myonen, da sich die Maxima der Schauere für höhere Energien in immer tiefere Atmosphärenschichten verschieben. Da die Elektronen insgesamt zu wesentlich größerer Zahl produziert werden, jedoch auch deutlich stärker absorbiert werden, hängt das Verhältnis hauptsächlich von X_{\max} ab. Photonen bleiben über den kompletten Energiebereich ungefähr 10 mal häufiger als Elektronen.

Es soll nun etwas genauer auf die Schauere mit und ohne Gebäudesimulation eingegangen werden. Abb. 3.15a) enthält gleichzeitig Daten aus der kompletten Schauersimulation mit CORSIKA und aus dem Thinning. Der Übergang ist fließend. Die leichte Abweichung im Überlappungsbereich bei 10^5 GeV ist eher auf Schauer-zu-Schauer-Fluktuationen zurückzuführen, da die jeweiligen Datenpunkte im Energie-Intervall auf unterschiedlichen Schauer-Ensembles aufbauen.

Für die Schauerzusammensetzung im Gebäude erhält man auf den ersten Blick sehr ähnliche Verteilungen (vgl. Abb. 3.15b)). Deutlich zu sehen ist lediglich, dass der Photonenanteil relativ gesehen erhöht ist. Daten für Energien oberhalb von $4.6 \cdot 10^5$ GeV konnten nicht berechnet werden. Die Gebäudesimulation mit GEANT4 stößt hier an das gleiche Problem wie CORSIKA selbst: die Teilchenenergien werden teilweise so groß, dass so viele Sekundärteilchen generiert werden, dass der im PC vorhandene Speicher nicht mehr ausreicht, um die Berechnung durchzuführen. Ein dem Thinning ähnlicher Algorithmus ist in GEANT4 nicht implementiert.

Um die Abweichungen zwischen beiden Verteilungen deutlicher zu machen, wurde in Abb. 3.16 der Quotient aus jedem Datenpunkt mit und ohne Gebäudesimulation gebildet. Die so entstehende Verteilung hat einen sehr interessanten Verlauf. Die Myonenzahl bleibt praktisch unverändert. Ein sehr kleiner, etwa konstanter Verlust entsteht durch den Zerfall in Elektronen. Die Verringerung der Zahl der Hadronen ist auf Ionisationsverluste und anschließender Absorption in der Abschirmung zurückzuführen.

Photonen, Elektronen und Gesamtteilchenzahl zeigen jedoch ein Maximum zwischen 10^2 GeV und 10^3 GeV, wobei sogar vorübergehend die Teilchenzahlen ohne Gebäudesimulation überschritten werden. Dieses Hinauswachsen ist auf das Aufschaubern von einzelnen energiereichen Teilchen der elektromagnetischen Komponente zurückzuführen (vgl. Abb. 3.12c)). Der Zuwachs in der Teilchenzahl geht auf Kosten der Energie pro Teilchen. Bei der Interpretation ist jedoch auch zu beachten, dass GEANT4 Teilchen verfolgt, bis sie im Material gestoppt werden und nur auf die Sekundärteilchenproduktion Schwellen legt, während CORSIKA Teilchen unterhalb einer bestimmten kinetischen Energie komplett aus der Simulation entfernt. Würden die gleichen kinetischen Cuts auch auf die Teilchen aus der Gebäudesimulation angewandt, würden die Teilchenzahlen deutlich sinken (vgl. Abb. 3.14).

Integrale Teilchenflüsse von Elektronen und Myonen

Aus den Verteilungen der Teilchenzahlen pro Energie-Intervall lassen sich die integralen Flüsse von Elektronen und Myonen unter freiem Himmel und im Gebäude berechnen. Dazu wurde die mittlere Teilchenzahl in einem Intervall mit dem jeweiligen Primärfluss ϕ_{prim} multipliziert, und das Ergebnis aufsummiert. Für den so berechneten Teilchenfluss der beiden Komponenten auf dem Erdboden fällt das vorzeitige Ende der Kurve in Abb. 3.15b bei $4.6 \cdot 10^5$ GeV nicht so ins Gewicht, da die Beiträge mit zunehmender Primärenergie aufgrund von $\phi_{\text{prim}} \propto E^{-2.7}$ sehr klein werden. Der lineare Anstieg der Größen wird überkompensiert. Ein Beispiel: Im Intervall $(2.2-4.6) \cdot 10^5$ GeV ist der Beitrag zum Elektronenfluss bereits kleiner als 0.2 %.

Die integrierten Flüsse mit ihrem statistischen Fehler und Literatur-Referenzwerte sind in Tab. 3.4 aufgelistet. Im Vergleich zeigen die Schauer mit und ohne Gebäudesimulation fast gleiche Flüsse, die Einflüsse durch Absorption und Bildung von Subschaubern gleichen sich nahezu aus.

Im Vergleich mit den Literaturwerten (nur für die Situation ohne Abschirmung) zeigt sich, dass der Myonenfluss richtig wiedergegeben wird, während der

Quelle	Größe	Wert [$\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$]
CORSIKA	ϕ_e	47.21 ± 0.08
$(3 \text{ MeV} \leq E_{\text{kin}}^e, 300 \text{ MeV} \leq E_{\text{kin}}^\mu)$	ϕ_μ	174.4 ± 0.2
CORSIKA + Gebäudesim.	ϕ_e	48.98 ± 0.07
$(8.1 \text{ keV} \leq E_{\text{kin}}^e, 0 \leq E_{\text{kin}}^\mu)$	ϕ_μ	170.9 ± 0.2
Literaturwerte [1], Meereshöhe, ohne Abschirmung, keine Schwelle angegeben	ϕ_e	70 ± 5
	ϕ_μ	170 ± 5

Tabelle 3.4: Integrale Teilchenflüsse aus den Schauersimulationen mit und ohne Gebäudeabschirmung. Die Fehler der simulierten Flüsse sind rein statistisch. Die angegebenen Schwellen für die Gebäudesimulation gelten nur für die Sekundärproduktion der Teilchen.

Elektronenfluss 30 % unterhalb des Literaturwertes liegt. Dies deutet eventuell darauf hin, dass die Cuts für die Elektronenenergie in CORSIKA zu hoch angesetzt wurden. Da in die Detektorsimulation insbesondere die räumliche Elektronenverteilung eingeht, wird auch sie davon stark betroffen sein.

Im Allgemeinen ist der systematische Fehler einer Observable jedoch nicht einfach auf eine andere zu übertragen, da die einzelnen Observablen durch die Näherungen unterschiedlich stark beeinflusst werden.

Schauerradien

Einen abschätzenden Einblick darüber, wie sich der Radius eines Schauers als Funktion der Primärenergie verhält und wie groß die mittlere Teilchendichte im Schauer ist, gewinnt man durch die Betrachtung von Abb. 3.17. Da ein Schauer keinen festen Rand hat, muss ein Maß für den Radius definiert werden. Gewählt wurde der Radius, für den 90 % der Teilchen innerhalb der Kreisfläche liegen. Mit diesem Radius und der Teilchenzahl lässt sich wiederum eine mittlere Teilchendichte berechnen. Man beachte, dass die Radien mit dieser einfachen Bedingung überschätzt werden, da schräg einfallende, elliptisch geformte Schauer nicht separat berücksichtigt wurden. Bei den kleinen Primärenergien und nur wenigen Teilchen pro Schauer versagt die Methode, da der Radius mit so wenig Teilchen nicht mehr definiert werden kann. Die Datenpunkte mit $E < 4.6 \cdot 10^2 \text{ GeV}$ sind daher mit Vorsicht zu betrachten.

Die große Unstetigkeit bei $10^5 \text{ GeV} \leq E \leq 4.6 \cdot 10^5 \text{ GeV}$ kommt durch den Übergang zum Thinning zustande und ist ein unphysikalisches Artefakt. Eine Hypothese ist, dass das Thinning Teilchen mit großen Divergenzen und im allgemeinen kleinerer Energie am Rand stärker unterdrückt [30]. Der Thinning-Algorithmus erhält durch seine spezielle Gewichtung zwar die deponierte Energiedichte an jedem Ort, nicht jedoch unbedingt die laterale Struktur oder die Teilchenzusammensetzung.

Die Radien im Bereich ohne Thinning stimmen mit der Literaturangabe von typischerweise 10 km überein. Der Plot zeigt zusätzlich, dass der Radius mit steigender Energie sehr leicht abfällt. Dies lässt sich wahrscheinlich auf das

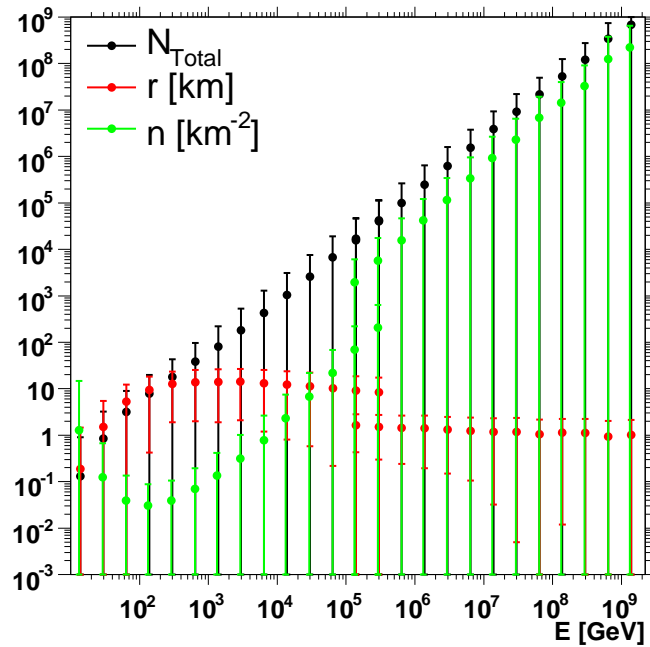


Abbildung 3.17: Mittlerer Radius und Teilchendichte pro Schauer in Abhängigkeit vom Primärenergie-Intervall. Der Radius wird durch einen 90 %-Meridian bestimmt. Die Teilchendichte errechnet sich durch $n = N/(r^2\pi)$. Die eingezeichneten Fehlerbalken berechnen sich hier aus den Schwankungen von Schauer zu Schauer. Sie deuten den Bereich an, indem die Observable über das Ensemble gemittelt variiert.

tiefer liegende Schauermaximum zurückführen.

3.6.5 Bestimmung des Koinzidenzfensters

Diese Analyse soll das beste Zeitfenster t_{Koin} für den koinzidenten Nachweis eines Schauers aufzeigen. Berücksichtigt werden dabei die Myonen und Elektronen des Schauers. Es wurde eine modifizierte Version der Detektorsimulation benutzt. Das Programm teilt den Schauer in Kacheln von der Größe der Detektorfläche ($2 \times 2 \text{ m}^2$) ein und ermittelt für jede Kachel, die mehr als 1 Teilchen enthält, die minimale und maximale Ankunftszeit und bildet daraus die Differenz. Die entstehende Größe wird in ein Histogramm gefüllt. Abb. 3.18 zeigt das Ergebnis der Analyse, angewandt auf die Schauerdateien mit und ohne Gebäudesimulation.

Der Plot zeigt, dass praktisch alle Teilchen in einem Zeitintervall von $\Delta t < 1 \mu\text{s}$ liegen. Für die Zeitdifferenzen mit und ohne Gebäudeabschirmung zeigt sich fast kein Unterschied, sofern der gleiche Primärenergiebereich zugrunde gelegt wird. Bei Schauern größerer Energie wachsen die Ankunftszeitdifferenzen etwas, wie das CORSIKA-Histogramm über den vollen Energiebereich zeigt. Dies hängt mit dem tiefer liegenden Schauermaximum zusammen. Ist der Schauer in seiner Entwicklung noch nicht so weit fortgeschritten, ist die Varianz in den Zeiten relativ zur Schauerfront größer (vgl. Abs. 2.3.3, S. 25).

Für die Detektorsimulation und für das Experiment wird das Koinzidenz-

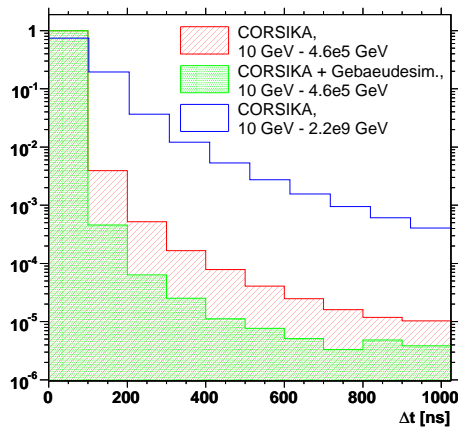


Abbildung 3.18: Histogramme der Ankunftszeitdifferenzen in einer Kachel von $2 \times 2 \text{ m}^2$ ohne und mit Gebäudesimulation. Alle Verteilungen wurden auf 1 normiert. Die einbezogenen Primärenergie-Intervalle für die einzelnen Histogramme sind angegeben. Als Teilchen wurden nur Elektronen und Myonen berücksichtigt.

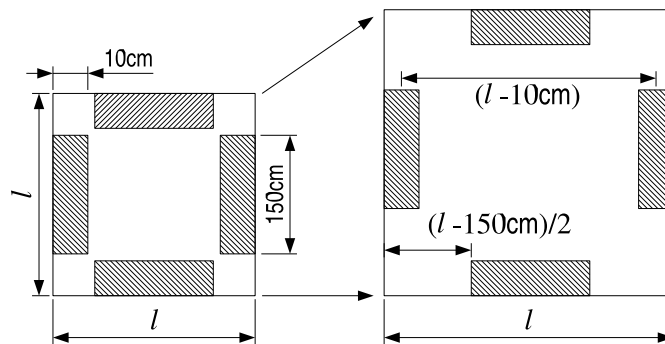


Abbildung 3.19: Zusammenhang zwischen Abstand der Szintillatoren, der Detektorgrundfläche und der Seitenlänge l .

fenster zu $t_{\text{Koin}} = 1 \mu\text{s}$ festgelegt. In keiner der Verteilungen liegen mehr als 0.1 % der Myonen und Elektronen außerhalb dieses Fensters.

3.6.6 Signalrate des Szintillationsdetektormodells

Die Detektorsimulation wurde nun benutzt, um den Szintillationsdetektor zu simulieren, der im experimentellen Teil der Arbeit aufgebaut wurde (vgl. Abs. 4.1, S. 76). Die idealisierte Form des Detektors wurde bereits in Abb. 3.7 dargestellt. Es wurden für verschiedene Abstände der im Quadrat angeordneten Detektorcomponenten die Raten der drei möglichen Luftschauerkoinzidenzen 2of4, 3of4 und 4of4 simuliert. Wie der Abstand der Szintillatoren mit der Seitenlänge der Detektorgrundfläche l zusammenhängt, zeigt Abb. 3.19.

Das zeitliche Koinkidenzfenster wird auf $t_{\text{Koin}} = 1 \mu\text{s}$ gesetzt. Die Nachweiseffizienzen pro Szintillator für Myonen und Elektronen wurden nach den experimentell gemessenen Effizienzen eingestellt, siehe Tab. 4.3. Die Photoneffizienz wurde in Abs. 3.6.3, S. 61 diskutiert und wird für die Detektorsimulation vernachlässigt. Hadronen wurden nicht berücksichtigt.

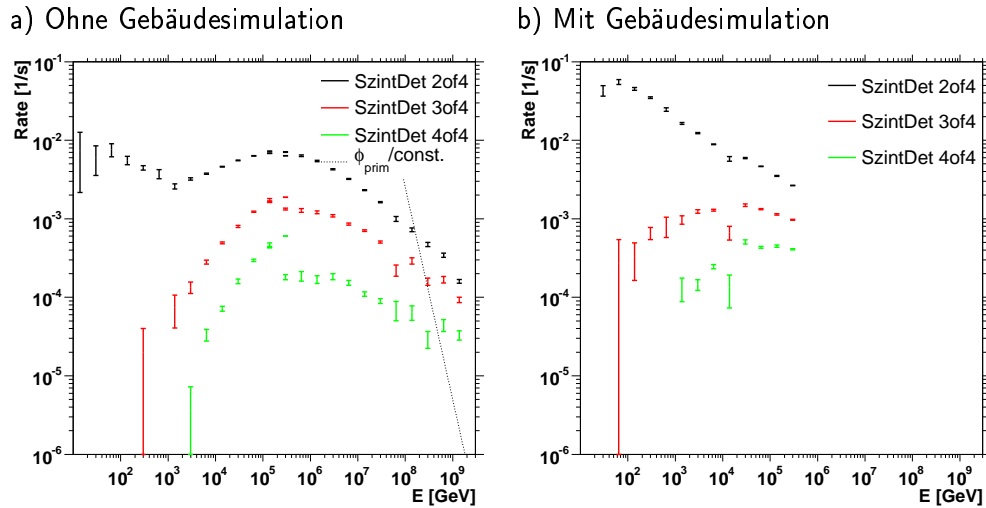


Abbildung 3.20: Koinzidenzrate pro Primärenergie-Intervall für den Szintillationsdetektor, $l = 241$ cm. In a) ist zusätzlich zum Vergleich die Steigung des primären Protonenflusses eingetragen.

Simulation des realen Detektors

Die Seitenlänge der Detektorfläche l wurde auf 241 cm gesetzt, um den realen Abständen am besten zu entsprechen (vgl. Abb. 4.15). Die Detektorsimulation wurde auf die Originaldaten von CORSIKA mit und ohne Thinning sowie auf die mit der Gebäudesimulation umgewandelten Schauer angewendet.

Abb. 3.20 zeigt das Ergebnis. Der Verlauf der Kurven in a) zeigt ein Maximum bei 10^5 GeV, die 2of4-Koinzidenz hat ein zweites Maximum in der Nähe von 10 GeV. Die 2of4-Koinzidenz ist demnach also sowohl für niederenergetische als auch für hochenergetische Schauer sensitiv. Je mehr Treffer gleichzeitig gefordert werden, desto niedriger wird die Wahrscheinlichkeit, einen Schauer zu detektieren, jedoch wird auch die Unterdrückung von niederenergetischen Schauern besser. Für sehr hohe Energien nähern sich die Raten vom Typ 2of4 und 3of4 an. Dort werden die Teilchendichten offenbar so groß, dass der Detektor zunehmend abgesättigt wird. Verglichen mit der Steigung des Primärflusses sieht man jedoch auch, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Schauers auch in diesem Bereich noch wächst.

Die Übereinstimmung zwischen normal simulierten Schauern und gedünnten Schauern ist gut für den Koinzidentyp 2of4; die Typen 3of4 und 4of4 zeigen jedoch leichte und deutliche Abweichungen, die sich gerade im Maximum bemerkbar machen und damit auch auf die aufsummierte Gesamtrate auswirken. Eine Systematik in den Abweichungen wird insbesondere bei Vergrößerung der Detektorfläche sichtbar (Behandlung im nächsten Unterabschnitt).

Die Verteilungen in Abb. 3.20b) zeigen bei niedrigen Energien deutlich größere Beiträge. Bei Energien um 10^5 GeV, wo ohne Abschirmung das Maximum liegt, sind die Werte jedoch geringer. Diese Beobachtung lässt sich direkt mit Abb. 3.15 verknüpfen. Die Erhöhung der Elektronenzahl im Verhältnis zu Schauern ohne Abschirmung ist korreliert mit den zusätzlichen Koinzidenzen. Im Be-

Simulationstyp	$R_{2\text{of}4}$ [1/s]	$R_{3\text{of}4}$ [1/s]	$R_{4\text{of}4}$ [1/s]
CORSIKA	0.100 ± 0.006	0.0131 ± 0.0001	0.00274 ± 0.00005
CORSIKA+Geb.sim.	0.263 ± 0.008	0.0112 ± 0.0005	0.00246 ± 0.00009

Tabelle 3.5: Simulierte Rate der verschiedenen Schauerkoinzidenzen mit und ohne Abschirmung. Angegeben sind die statistischen Fehler.

reich von $10\text{-}10^4$ GeV, wo die Elektronendichte insgesamt noch sehr niedrig ist, werden die Koinzidenzen hauptsächlich durch einzelne lokale Verdichtungen erzeugt, im Fall ohne Abschirmung z. B. durch den bodennahen Zerfall von Myonen, im Fall der Gebäudesimulation durch das Aufschauern einzelner Teilchen. Bei Energien größer als 10^4 GeV werden die Koinzidenzen dagegen zunehmend durch die Ausläufer des Elektronenhalos erzeugt, mit einer insgesamt höheren Elektronendichte. Die granularen Verdichtungen verlieren demgegenüber an Bedeutung. Der überwiegende Teil der Elektronen aus dem Halo ist jedoch niedere energetisch (vgl. Abb. 3.8), und wird in der Abschirmung gut absorbiert. Bei höheren Energien überwiegt offenbar der mindernde Effekt durch die verringerte Teilchendichte den positiven durch die Subschaue, mit dem Resultat, dass die Rate im Verhältnis zum Fall ohne Abschirmung sinkt.

Die aufsummierte Rate zeigt Abb. 3.5. Die systematischen Fehler sind wiederum schwer abzuschätzen, man würde jedoch Fehler im Bereich von 10-40 % erwarten, wie sie im Vergleich der anderen Detektordesigns auftraten (vgl. Abs. 3.6.1, S. 57). In Kap. 5 auf S. 106 wird mit den im Experiment gemessenen Raten verglichen.

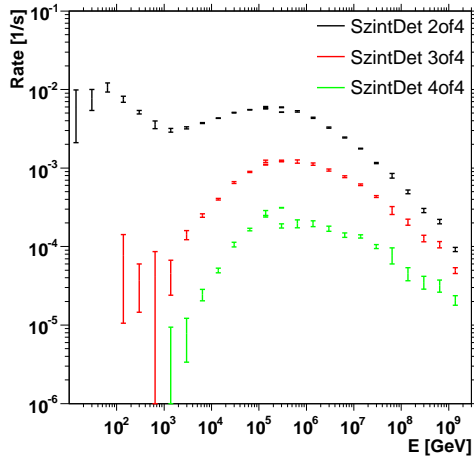
Variation der Abstände zwischen den Detektorkomponenten

Eine Variation der Abstände der Teilszintillatoren über die Seitenlänge der Detektorgrundfläche l in der Simulation gibt Aufschluss über die Abhängigkeit der Rate von diesem Abstand, und über die Qualität des Rekonstruktionsalgorithmus im Verhältnis zu diesem Parameter. Abb. 3.19 zeigt, wie die Abstände der Szintillatoren und die Größe der Detektorgrundfläche mit l zusammenhängen. Physikalisch gesehen erwartet man nur eine schwache Abhängigkeit, hervorgerufen durch die Strukturgröße der Granularität. Um gleiche physikalische Bedingungen zu erhalten, wird das Koinzidenzfenster mit demselben Faktor vergrößert, wie die Seitenlänge der Detektorgrundfläche l , beginnend mit $t_{\text{Koin}} = 1 \mu\text{s}$ bei $l = 200 \text{ m}$.

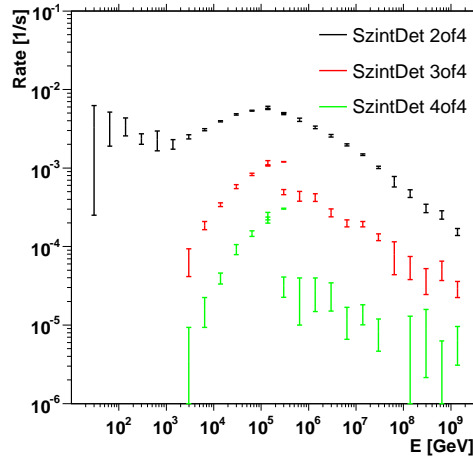
Abb. 3.21 zeigt die erzeugten Verteilungen bei verschiedenen Seitenlängen l der Detektorgrundfläche. Die Qualität der Simulation selbst ist offenbar von der Detektorgrundfläche abhängig. Man sieht, dass die statistischen Fehler bei Erhöhung von l größer werden und die Rekonstruktion der gedünnten Schauer immer stärker zusammenbricht.

Die Vergrößerung der statistischen Fehler ist darauf zurückzuführen, dass mit der Detektorgrundfläche auch die Größe der Gitterzellen wächst, in die der Schauer unterteilt wird. Bei konstanter Größe des Schauers steht also mit größeren Kacheln weniger Statistik zur Verfügung, weil der Schauer einfach nicht

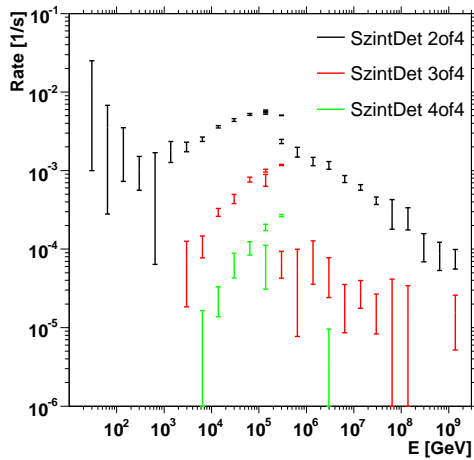
a) $l = 200$ cm



b) $l = 400$ cm



c) $l = 800$ cm



d) $l = 1600$ cm

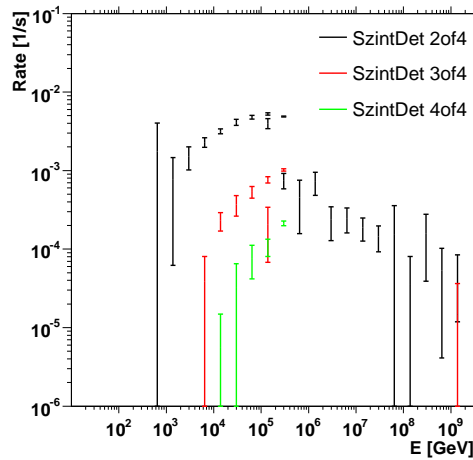


Abbildung 3.21: Koinzidenzrate pro Primärenergie-Intervall für verschieden große Szintillatorabstände/Detektorgrundflächen. Die Detektoren sind wie in Abb. 3.19 angeordnet, l ist die Seitenlänge der Detektorgrundfläche. Der Abstand der Mittelpunkte zweier gegenüberliegender Szintillationszähler beträgt $l - 10$ cm. Schauer aus der Gebäudesimulation wurden nicht verwendet.

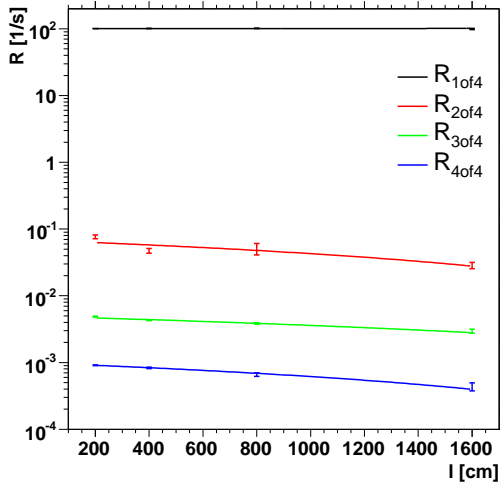


Abbildung 3.22: Simulierte Koinzidenzraten in Abhängigkeit vom Abstand der Teildetektoren. Die Detektoren sind an den Seiten eines Quadrats angeordnet, l ist die Seitenlänge. Der Abstand der Mittelpunkte zweier gegenüberliegender Szintillationszähler beträgt $l - 10$ cm. Den Daten wurden Geraden der Form $y = p_1x + p_0$ angepasst, die Werte sind der Tabelle zu entnehmen.

Koinzidenztyp	p_0 [1/s]	p_1 [1/(m s)]	χ^2/ndf
1of4	100.7 ± 0.3	(0.000 ± 0.001)	1.8/2
2of4	0.068 ± 0.004	$(-2.5 \pm 0.3) \cdot 10^{-5}$	14.4/2
3of4	0.00492 ± 0.00008	$(-1.3 \pm 0.1) \cdot 10^{-6}$	8.6/2
4of4	0.00098 ± 0.00001	$(-3.7 \pm 0.4) \cdot 10^{-7}$	1.2/2

an so vielen Stellen ausgewertet werden kann.

Der Einbruch der Verteilungen mit Schauern aus dem Thinning liegt an der Rekonstruktionsmethode, die in ihrer Qualität von der Größe der Sammelfläche abhängt (vgl. Abs. 3.4.2, S. 46). Die Sammelfläche A_{Sml} wird durch die vergrößerte Grundfläche A_{Det} ebenfalls mit l quadratisch größer. Bereits bei $l = 200$ cm zeigen sich an der 4of4-Rate Abweichungen im Überlapp. Bei größeren Grundflächen brechen auch die anderen Koinzidenzen ein, und zwar umso stärker, je mehr Teildetektoren gleichzeitig angesprochen haben müssen.

Für die höheren Koinzidenzen trägt besonders das Zentrum des Schauers bei, wo die Teilchendichten am größten sind. Eine Mittelung über Kernbereiche mit hoher Dichte und Randbereiche mit geringer Dichte lässt die Teilchendichte im Mittel sinken und dadurch sinkt auch die Rate an Koinzidenzen⁸. Der Effekt trifft 3of4- und 2of4-Koinzidenzen schwächer, da diese Typen im Kernbereich ohnehin schon abgesättigt werden. Für einen korrekten Einbezug der gedünnten Schauer wäre eine verfeinerte Rekonstruktionsroutine notwendig.

Um die aufsummierten Raten vernünftig vergleichen zu können, werden nur Daten ohne Thinning und Rekonstruktion berücksichtigt. Das Ergebnis mit angepassten Geraden ist in Abb. 3.22 zu sehen. Die 1of4-Rate hängt nur vom Teilchenfluss und der sensitiven Fläche ab und sollte vom Abstand l unabhängig sein, was durch den mit Null verträglichen Anstieg bestätigt wird. Die anderen Raten zeigen einen sehr schwachen Abfall für größere Abstände, der jedoch hauptsächlich auf das Fehlen von Datenpunkten aufgrund von zu geringer Statistik zurückzuführen ist. Die physikalischen Koinzidenzraten sind also näherungsweise unabhängig vom Abstand der Teildetektoren.

⁸Die Teilchendichte wächst zum Zentrum hin mit $1/r$.

Abhängigkeit vom Myonen- und Elektronenanteil der Schauer

Es ist interessant, den Einfluss von Myonen und Elektronen auf die Detektorsimulation im Einzelnen zu betrachten. Dazu wurde die Detektorsimulation des Szintillationsdetektors mit $l = 241$ cm zwei weitere Male durchgeführt, wobei einmal nur die Elektronen aus den Schauern berücksichtigt wurden und einmal nur die Myonen.

Das Ergebnis zeigt Abb.3.23. Man sieht deutlich, dass die Koinzidenzen fast nur durch den Elektronenanteil entstehen, die Abweichungen zur Simulation mit Myonen und Elektronen zusammen liegen maximal im einstelligen Prozentbereich. Dies gilt für alle Energie-Intervalle, obwohl die Myonenzahl bei Primärenergien kleiner als 10^4 GeV größer als die der Elektronen ist. Myonen sind jedoch offenbar stärker gestreut, während Elektronen sich zumindest zum Teil an einzelnen Punkten häufen, z.B. wenn sie aus dem Subschauer durch den Zerfall eines Myones nahe über dem Erdboden stammen. Elektronen aus solchen Subschauern sind räumlich und zeitlich stark korreliert und sehr geeignet, Schauer-Koinzidenzen auszulösen.

Myonen dagegen stammen aus hadronischen Reaktionen, die vorwiegend höher in der Atmosphäre ablaufen. Dadurch haben sie mehr Zeit, aus räumlich auseinanderzudriften. Im Gegensatz zu Elektronen werden Myonen im Mesonenzerfall auch immer nur einzeln erzeugt, und es gibt keine Umwandlungsprozesse, mit denen ein Myon in seiner Umgebung weitere Myonen erzeugen kann.

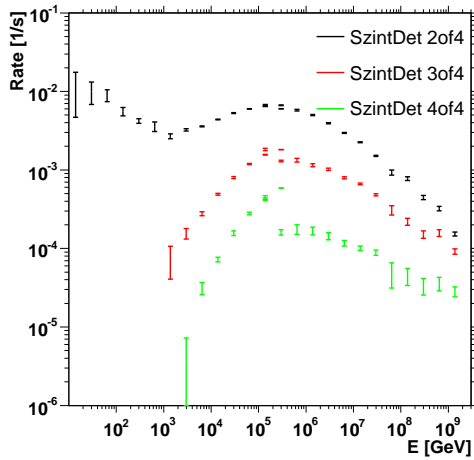
Es bleibt festzuhalten, dass die Myonen den atmosphärischen Teilchenfluss dominieren, während für Schauer-Koinzidenzen jedoch Elektronen entscheidend sind.

3.6.7 Beitrag großer Winkel

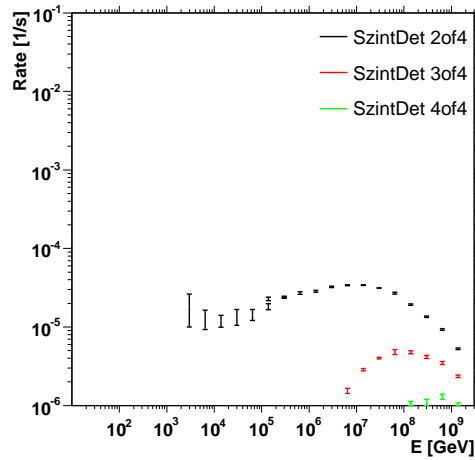
Die Beschränkung des Zenitwinkelbereichs auf $0^\circ < \theta < 70^\circ$ lässt sich auch im Nachhinein rechtfertigen, wenn man zeigen kann, dass Schauer mit größeren Winkeln nur noch einen vernachlässigbaren Beitrag zu den Observablen liefern würden. Dazu kann man beispielsweise den Beitrag im Bereich von 60 - 70° betrachten und das Ergebnis auf Zenitwinkel größer als 70° extrapolieren. Nach der Häufigkeitsverteilung in Abb.3.3 allein ist der Beitrag im Bereich 70 - 90° kleiner als 60 - 70° , hinzu kommen noch physikalischen Effekte, wie die stärkere atmosphärische Absorption.

Die Detektorsimulation mit dem Modell des realen Szintillationsdetektors wurde dazu auf die Schauerbibliothek angewandt, wobei nur solche Schauer mit Zenitwinkeln im Bereich von 60° bis 70° einbezogen wurden. Das unmodifizierte Ergebnis aus der Standardsimulation muss dann noch entsprechend der Zenitwinkelverteilung $dI/d\theta \propto \sin\theta \cos\theta$ neu gewichtet werden, dann kann man mit der Rate über den gesamten Bereich von 0° bis 70° vergleichen. Abb.3.24 zeigt das Ergebnis. Die Beiträge liegen für alle Intervalle bei maximal $\sim 1\%$. Den größte Beitrag erhält der Typ 1of4, hauptsächlich durch langlebige Myonen. Da die Elektronen durch die größere Massenbelegung bei schrägen Schauern viel stärker absorbiert werden, sind die Beiträge zu den Schauer-Koinzidenzen 3of4 und 4of4 verschwindend gering.

a) Nur Elektronen



b) Nur Myonen



	R_{2of4} [1/s]	R_{3of4} [1/s]	R_{4of4} [1/s]
Myonen und Elektr.	0.100 ± 0.006	0.0131 ± 0.0001	0.00274 ± 0.00005
nur Elektr.	0.105 ± 0.007	0.01274 ± 0.0001	0.00256 ± 0.00005
nur Myonen	$(4.0 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$	$(3.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-5}$	$(5.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-6}$

Abbildung 3.23: Koinzidenzrate pro Primärenergie-Intervall, aufgeschlüsselter Beitrag nach Elektronen und Myonen (ohne Gebäudesimulation). Man beachte, dass sich die Rate für Myonen und Elektronen zusammen nicht einfach durch Addition ergibt, da für das gemeinsame Auftreten «Interferenzeffekte» zu berücksichtigen sind. Die aufsummierten Raten der einzelnen Fälle zeigt die Tabelle.

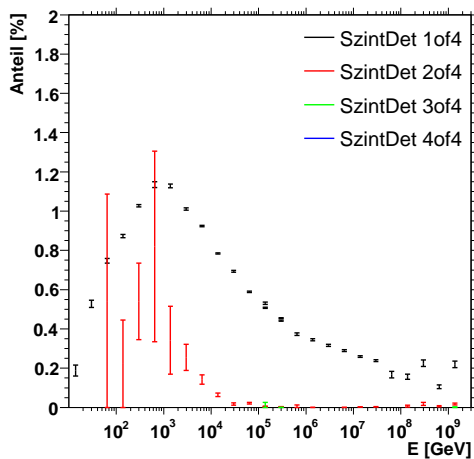


Abbildung 3.24: Beiträge zu den Koinzidenzraten pro Primärenergie-Intervall für $60^\circ < \theta < 70^\circ$ in Prozent. In den Intervallen ohne Datenpunkt für einen bestimmten Koinzidentzyp wurde kein einziges Ereignis gefunden.

Kapitel 4

Experiment

4.1 Aufbau

Der Aufbau des Luftschauerdetektors, zu sehen in Abb. 4.1, folgt dem Konzept in Abs. 3.2, S. 35. Die Komponenten sind vier Szintillationszähler, durchnummeriert mit 001 bis 004. In Abb. 4.3 ist das Schema eines einzelnen Szintillationsdetektors zu sehen. Für die Bauteile wurden ausschließlich alte Lagerbestände des III. Physikalischen Institutes der RWTH-Aachen verwendet. Der Aufbau besteht aus:

- 4 Szintillationsplatten, Maße: 150cm x 10cm x 0.5cm, Material: NE 114 (Plastikszintillator: $n_H/n_C=1.109$, $\rho = 1.032 \text{ g/cm}^3$ [28]). Beidseitig verklebt mit Lichtleitern.
- 4 Photomultiplier der Firma «Electron Tubes Inc.», Typ: EMI 9814KB, linear fokussierend.
- 4 Basen für negative Hochspannung: 3 x Typ B, 1 x Typ A, hergestellt vom III. Phys. Inst. A.
- 4 Klemmringe, Stahlhülsen und Mu-Metalle.
- 4 Holzgestelle für Schutz und Transport.
- 4 40 m Signalkabel mit BNC-Anschlüssen und Lemo-Umsetzern. 4 50 m Hochspannungskabel.
- Silberfolie, Aluminiumfolie, schwarzes Klebeband, Silikonfett.
- 2 NIM-Crates mit Einschüben, kurze Lemo-Kabel, Stoppuhr.
- 1 PC mit Standard-Parallelport.

Die NIM-Crates enthalten als Module:

- 4 Hochspannungsgeneratoren: 3 x C.A.E.N. High Voltage Power Supply, Mod. 126; 1 x Canberra H.V. Power Supply, Mod. 3002D.



Abbildung 4.1: Aufbau des Luftschauerdetektors im Labor. Im Vordergrund auf dem Tisch die Szintillatoren in ihren Halterungen. Jeweils ein rotes Hochspannungskabel und ein schwarzes Signalkabel führen zu den Versorgungs- und Verarbeitungs-Crates.

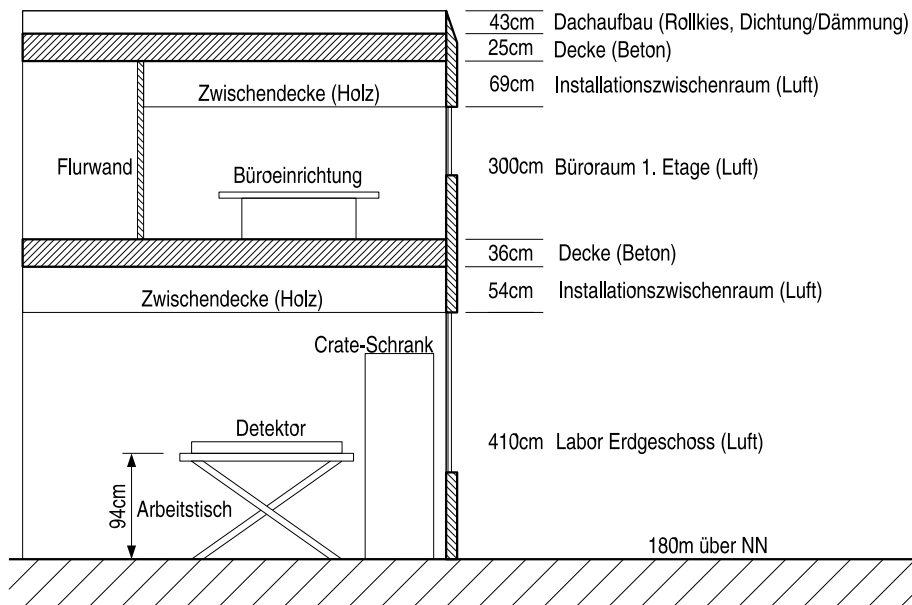


Abbildung 4.2: Geometrische Skizze des Detektorstandortes. Die Darstellung ist nicht maßstäblich (nach [47]).

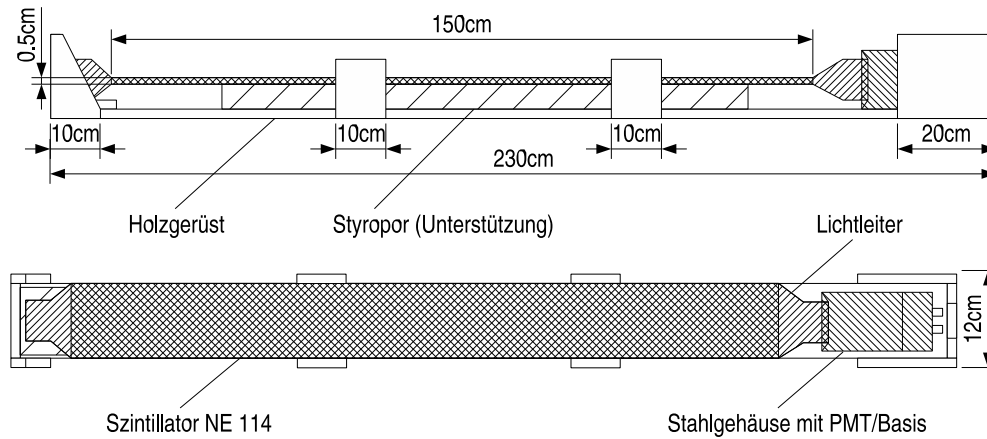


Abbildung 4.3: Schema eines Szintillationsdetektors.

- 2 Diskriminatoren: 1 x LeCroy Octal Discriminator, Mod. 623; 1 x Hexa Discriminator, III. Phys. Inst. A. Der Hexa-Diskriminator wurde modifiziert um Ausgangspulse von $1 \mu\text{s}$ zu erzeugen.
- 2 Fan-In/Fan-Outs: 1 x LeCroy Linear FAN-IN/FAN-OUT, Mod. 428F; 1 x LeCroy LOGIX FAN-IN/FAN-OUT, Mod. 429A.
- 2 Koinzidenzen: 2 x Triple 3-fold Coincidence, III. Phys. Inst. A.
- 2 Dezimalzähler: 2 x Dual Counter 50 MHz, III. Phys. Inst. A.
- 1 logisches OR: Borer+CO Electronics OR 6 Inputs, Mod. N 4132.
- 1 Nof4-Koinzidenz mit NIM- und Parallelportausgang, Spezialanfertigung.

Ort des Detektors

Die gesamte Anordnung steht auf einem Labortisch im Erdgeschoß der Werkstatthalle der Physikalischen Institute der RWTH, welche sich ca. 180 m über dem Meeresspiegel befindet. Über dem Detektor befinden sich noch ein weiterer Stock mit Büroräumen und das Dach (vgl. Abb. 4.2). Die Betondecken machen zusammen 5.7 elektromagnetische Strahlungslängen aus, durch die Dachabdeckung und die Zwischenwände kommt noch ein unbestimmter Teil dazu, die Luft kann dagegen vernachlässigt werden, man erhält also schätzungsweise $\sim 6 - 7$ Strahlungslängen an Abschirmung über dem Detektor. Der Laborraum ist mit einer herunterfahrbaren Jalousie und einem lichtdichten Vorhang komplett verdunkelbar.

Szintillatoren

Der Plastikszintillator aus dem Material NE 114 ist in drei Schichten umhüllt. Die innerste Schicht besteht aus lose umwickelter Aluminiumfolie, die einen

Spalt Luft zum Szintillatormaterial lässt. Sie wird von einer darüberliegenden Schicht aus grüner Plastikfolie gehalten. Den Abschluss bildet lichtdichtes, schwarzes Klebeband, mit dem der Szintillator komplett umklebt ist.

Für den ursprünglichen Verwendungszweck wurde der Plastiksintillator auf beiden Enden fest mit jeweils einem Lichtleiter verklebt. Um den Detektor einfach und kosteneffizient zu halten, wird der Szintillator jedoch nur auf einer Seite ausgelesen. Das andere Ende wurde entsprechend mit versilberter Plastikfolie und schwarzem Klebeband reflektierend und lichtdicht verschlossen.

Um die biegsamen Szintillatoren bei Transport und Bewegung zu schützen, ruhen sie in speziell durch die Mechanik-Werkstatt des III. Phys. Institutes angefertigten Halterungen aus Holz. Sie können beliebig zueinander positioniert und gestapelt werden.

Photomultiplier und Basen

Szintillator, Photomultiplier und Basis bilden über die Stahlhülse und einen am Lichtleiter angebrachten Klemmring eine mechanisch verschraubte Einheit. Für eine gute Nachweis-Effizienz müssen alle drei Bauteile auf einander abgestimmt sein. NE 114 hat ein ähnliches Spektrum wie NE 110 und zeigt eine gute Übereinstimmung mit der Absorptionskurve des Photomultipliers (vgl. Abb. 2.13 und Anhang C, S. 132). Um die Reflektion an der Stirnfläche zwischen Lichtleiter und Photomultiplier gering zu halten, wird die Kontaktstelle mit Silikonfett überzogen. Dies ist ein Gel mit einem Brechungsindex ähnlich dem von Glas, so dass ein sanfter Übergang der Brechungsindizes von Lichtleiter zu Photomultiplier gewährleistet wird. Ein Mu-Metall in der Stahlröhre schirmt den Photomultiplier vor äußeren Magnetfeldern, insbesondere dem Erdmagnetfeld ab.

Die beiden verwendeten Basis-Typen unterscheiden sich durch die Art der Spannungsteilung. Beim Typ B werden die Widerstände an den letzten Dynoden größer und der Spannungsabfall wird zusätzlich mit Kondensatoren und Zenerdioden stabil gehalten. Dieser Typ arbeitet auch bei hohen Pulsdichten noch linear. Typ A enthält dagegen eine lineare Widerstandskette ohne Zener-Dioden. Da Zenerdioden einen festen Spannungsabfall an einer Dynode erzeugen, unabhängig von der angelegten Hochspannung, erreicht man durch Widerstände allein eine bessere Skalierung der Verstärkung mit der angelegten Hochspannung. Vom Typ A wurde nur eine Basis zu Test- und Vergleichszwecken angefertigt. Tests ergaben, dass sie sich für die Anwendung jedoch besser eignet als der Typ B (vgl. Abs. 4.2.1, S. 80).

Das Signal lässt sich bei beiden Basen als negative Spannung direkt von der Anode (A-Ausgang), oder unabhängig davon als positive Spannung über einen Koppelkondensator von der letzten Dynode abgreifen (D-Ausgang). Standardmäßig wurde für alle Messungen der A-Ausgang verwendet. Die Schaltpläne der beiden Basen findet sich in Anhang B, S. 129.

Crates

Jede Basis wird individuell über die Module im Crate mit einer eigenen Hochspannung versorgt. Die negativen Spannungspulse aus den Basen werden nach

der analogen Übertragung im Signalkabel über Diskriminatormodule im Crate in NIM-Normpulse mit fester Länge umgewandelt, wenn eine festgelegte Spannungsschwelle unterschritten wird. Die Normpulse können dann auf die Koinzidenzmodule geleitet oder direkt gezählt werden. Der LeCroy-Diskriminator wird für Effizienz- und Kalibrierungsmessungen an den Szintillatoren jeweils einzeln eingesetzt. Der zweite, modifizierte Diskriminator wird in der eigentlichen Luftschauerkoinzidenz verwendet. Beide erlauben individuelle Schwellen und Pulslängen für jeden Szintillator. Die Fan-In/Fan-Outs werden benutzt, um die logischen NIM-Signale aus den Diskriminatoren für den gleichzeitigen Betrieb mehrerer Koinzidenzen und Zähler zu vervielfachen. Die Zähler erlauben zusammen mit einer Zeitmessung auch die Aufnahme einer Rate.

Die Nof4-Koinzidenz wurde im Rahmen der Diplomarbeit in Zusammenarbeit mit der Elektronikwerkstatt des III. Phys. Inst. A angefertigt. Sie hat vier Eingänge für die einzelnen Szintillatoren und vier Ausgangsstufen, so dass gleichzeitig alle vier Koinzidentypen der Form $kof4$ mit $k = 1, \dots, 4$ weiterverarbeitet werden können. Gleichzeitig bietet das Modul eine Computeranbindung über den Standard-Parallelport an. Der PC kann darüber die Koinzidenzsignale empfangen, sie zählen oder zeitlich analysieren. Eine detaillierte Beschreibung des Moduls befindet sich in Anhang A, S. 112.

Kabel

Um die Zähler mit den Crates zu verbinden, werden Signalkabel mit BNC-Anschlüssen von 40 m Länge und Standard-Hochspannungskabel von 50 m Länge verwendet. Die BNC-Anschlüsse werden jeweils über einen Umsetzer mit den Lemo-Buchsen der Geräte verbunden.

Wäre nur im Labor gemessen worden, wären lange Kabel nicht notwendig und auch nicht wünschenswert gewesen, da die Dämpfung des Signals mit der Länge zunimmt. Die Länge wurde jedoch benötigt, um mit dem Experiment außerhalb des Gebäudes zu messen, ohne die empfindlichen Crates der äußeren Witterung auszusetzen. Statt der sonst üblichen Lemo-Kabel wurden daher BNC-Kabel zur Signalübertragung gewählt, die mechanisch robuster sind und eine größere Querschnittsfläche haben, was die Dämpfung herabsetzt. Um ein einheitlich kalibriertes System zu erhalten, wurden die BNC-Kabel auch für die Messungen im Labor verwendet.

4.2 Vorbereitung der Szintillationszähler

Vor der Verwendung im Luftschauerdetektor mussten die Bauteile der vier Szintillationszähler auf eventuelle Fehler getestet werden. Da es sich um alte und lang gelagerte Bauteile handelte, waren ausführliche Funktionstests von entscheidender Wichtigkeit.

4.2.1 Qualitätstest von Photomultiplier und Basen

Photomultiplier gleichen Typs altern je nach Behandlung stark durch zu hohe Spannungen und Ströme. Ähnliches gilt für die Basen, deren Kondensatoren

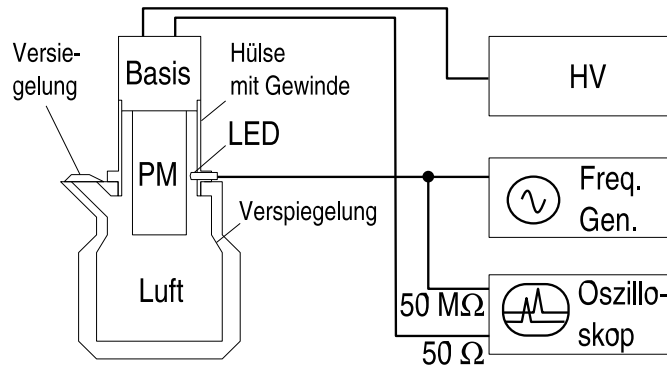


Abbildung 4.4: Schematischer Aufbau des Teststandes für Photomultiplier und Basen. Die LED strahlt in den verspiegelten Hohlraum. Der A-Ausgang der Basis wird mit $50\ \Omega$ terminiert und mit dem Oszilloskop verbunden. Der Frequenzgenerator treibt die Diode. Das Oszilloskop wird über einen $50\ M\Omega$ Widerstand nahezu verlustfrei eingekoppelt, um auf den LED-Puls zu triggern.

beispielsweise mit der Zeit ihre Kapazität einbüßen. Folgeerscheinungen sind geringere Verstärkungsfaktoren. Um eine gute Effizienz der Szintillatoren bei nicht zu hohen Spannungen zu erreichen ist ein höher Grad an Verstärkung entscheidend. Aufgrund ihrer ungewissen Vorgeschichte mussten sich alle verwendeten Einheiten vor dem Einbau eines Qualitätstests unterziehen.

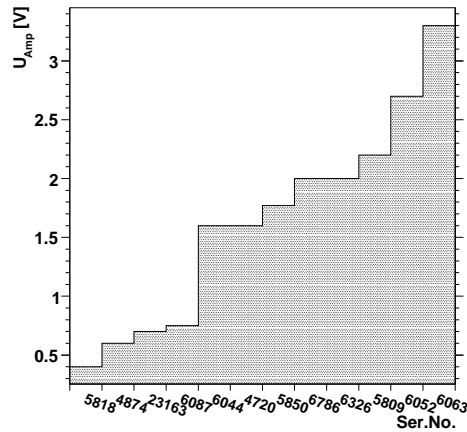
Um die relative Verstärkung zu messen, reicht es, die Signalamplitude einer Kombination von PMT und Basis unter dem Einfall eines Normlichtpulses zu bestimmen. Dazu wurde ein kleiner Teststand benutzt, der in Abb. 4.4 zu sehen ist, und im Rahmen der Diplomarbeit von A. Oebel erstellt wurde.

Der Aufbau besteht aus einer umgebauten «Kamikanne», ein Versuchsaufbau der Uni Mainz [43]. Eine «Kamikanne» ist eine normale Kaffeekanne, deren Ausgussöffnung lichtdicht versiegelt ist und die einen Aufsatz für einen Photomultiplier mit Basis enthält. Für diese spezielle Kanne wurde von der Werkstatt des III. Phys. Inst. ein anderer Aufsatz gebaut, der mit den Photomultipliern und Basen aus den Lagern des Institutes kompatibel ist.

Seitlich nahe der Öffnung der Kanne ist in diesen Aufsatz zusätzlich eine Leuchtdiode eingelassen, die in den verspiegelten und lichtdichten Hohlraum der Kaffeekanne strahlen kann. Mit Hilfe eines geeigneten Frequenzgenerators lassen sich mit der Diode sehr kurze, schwache und stabile Lichtpulse erzeugen, die – einmal eingestellt – eine exzellente Normquelle darstellen. Das verstärkte Signal am A-Ausgang der Basis wird mit einem Oszilloskop gemessen, welches auf das Eingangssignal an der Leuchtdiode triggert.

Ein Reproduzieren der gleichen Lichtmenge anhand der notierten Einstellungen am verwendeten Frequenzgenerator ist zwischen zwei Messreihen nicht möglich, da die LED in diesem Betrieb extrem empfindlich auf Amplitude, Breite und Form des angelegten Spannungspulses reagiert und diese Werte mit einem Oszilloskop selbst auf der ns-Skala nicht genügend genau gemessen werden können. Es ist jedoch möglich, unter Verwendung einer vertrauenswürdigen Normkombination aus PMT und Basis die Parameter so feinzustimmen, dass man die

a) PMTs, Typ EMK 9814BK



b) Basen, Typ B, III. Phys. Inst. A

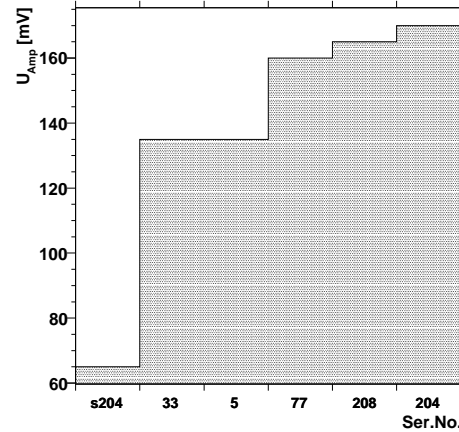


Abbildung 4.5: Ausgangsamplitude von versch. PMTs und Basen bei gleichem Normpuls. Spannungspuls an der Diode: trapezförmig, Ampl. 2.72 V, Breite Basis 4 ns, Breite Spitze 3 ns. a) Gemeinsame Basis: Typ A, Ser.No. 174(A). Hochspannung: $U_{HV} = 1550$ V. b) Gemeinsamer PMT: Typ EMK 9814BK, Ser.No. 6326. Hochspannung: $U_{HV} = 1800$ V.

gleiche Ausgangsamplitude erhält.

Die Ergebnisse zu den entsprechenden Ausgangsparametern zeigt Abb. 4.5. Es soll nicht überraschen, dass die Amplituden im Fall a) um einen Faktor 10 größer sind bei gleichzeitig geringerer Hochspannung, da die Basis 174(A) durch die lineare Widerstandskette eine deutlich größere Verstärkung erzielt als der Standard-Typ B aus dem Lager. Aus dem gleichen Grund wurde 174(A) auch nicht noch einmal in den Vergleich von b) eingefügt: die Amplitude würde die Skala weit übersteigen.

PMT 6063 wurde trotz seiner guten Verstärkung nicht benutzt, da der Amplitudenverlauf in einem zweiten Test mit gleicher Basis aber höherer Versorgungsspannung von $U_{HV} = 1800$ V ein unruhiges Bild zeigte. Abgesehen davon wurden die Einheiten mit der höchsten Verstärkung ausgewählt. Es ergaben sich die folgenden Kombinationen:

- Szintillator 001: PMT 6786, Basis 204(B).
- Szintillator 002: PMT 6367, Basis 8(B).
- Szintillator 003: PMT 5809, Basis 208(B).
- Szintillator 004: PMT 6052, Basis 174(A).

Trotz der besseren Ergebnisse der Typ A Basis wurden nicht alle Basen auf den Typ A umgebaut. Das neuere Design sollte sich erst in der Anwendung bewähren.

4.2.2 Lichtlecks

Die äußere Klebebandschicht der Szintillatoren (vgl. Abs. 4.1, S. 78), die zur Isolierung des Szintillators von äußerem Licht dient, kann durch Alterung und Transport insbesondere an den Kanten und Ecken beschädigt werden. Derartige «Lichtlecks» äußern sich je nach Lichteinfall durch ein starkes Rauschen im normalen Betrieb. Um die Untergrundrate in Gl. 3.1 zu minimieren ist es nötig, solche Lecks zu finden und zu schließen.

Diese Prozedur musste bei jedem Szintillator vor der Verwendung durchgeführt werden.

1. Der Szintillationszähler wird komplett montiert und sein Ausgangssignal über einen Diskriminator mit niedriger¹ Schwelle mit einem Zähler verbunden. Die Hochspannung wird erhöht, bis eine deutliche Rate am Zähler zu sehen ist ($U_{HV} \sim 1500 \dots 2000 \text{ V}$, $U_D \sim -30 \text{ mV}$).
2. In erster Test ist, ob sich die Rate sichtbar ändert, wenn der Raum verdunkelt wird. Ist keine Änderung mit dem bloßen Auge zu erkennen, muss eine Messung der Rate über einen statistisch signifikanten Zeitraum gemacht werden. Das Rauschen darf nicht vom Umgebungslicht abhängen.
3. Wird ein Lichtleck beobachtet, muss gezielt nach der Bruchstelle gesucht werden. Es empfehlen sich 2 Methoden, die in der Praxis ineinandergreifen:
 - (a) Der Raum ist hell beleuchtet. Die Änderung der Rate wird beobachtet, indem Teile des Szintillators mit einem lichtundurchlässigen Tuch abgedeckt werden. Manchmal reicht es schon, an verdächtigen Stellen mit der Hand entlangzustreifen. Vorteil: Das Leck kann eindeutig lokalisiert werden. Nachteil: Bei kleinen Lecks ist der Unterschied in der Rate mit dem bloßen Auge nicht zu erkennen.
 - (b) Der Raum ist schwach beleuchtet oder abgedunkelt. Der Szintillator wird mit einer starken Lampe abgefahren. Vorteil: Eine ungerichtete Lichtquelle hilft, ein Leck schnell zu finden, da die Rate bei Annäherung deutlich mit $1/r^2$ ansteigt, was an der Reaktion des Zählers deutlich erkennbar ist. Nachteil: Manche Lecks beruhen darauf, dass das Klebeband sich an den Rändern ablöst. Dies erzeugt einen seitlichen Keil, durch den Licht eindringen kann. Solche Stellen zeigen keine Reaktion, wenn die Lampe direkt über ihnen ist, aber dann, wenn das Licht aus größerer Ferne in einem flachen Winkel einfällt. Dies führt leicht zu Fehlschlüssen.
4. Gefundene Lecks werden mit lichtdichtem Klebeband geschlossen. Beim Verkleben ist darauf zu achten, dass das Klebeband sich selbst entsprechend gegensichert, z.B. durch leicht seitlich versetztes Umwickeln, damit es sich nach einiger Zeit nicht wieder an den Seiten aufrollt.

In den folgenden Versuchen wurde mit lichtdichten Szintillatoren gearbeitet.

¹Im Folgenden sei vereinbart: Begriffe wie «Niedrig» und «Hoch» beziehen sich immer auf den Betrag der Schwelle.

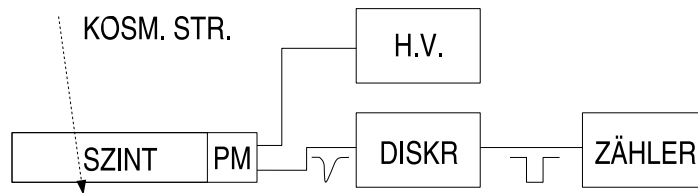


Abbildung 4.6: Aufbau für die Plateaumessung mit kosmischer Strahlung.

4.3 Kalibration von Hochspannung und Schwellspannung

Damit der Szintillationsdetektor in seinen Zähleigenschaften über einen langen Zeitraum stabil bleibt und eine optimale Nachweiseffizienz aufweist, müssen geeignete Arbeitswerte für die Hochspannung U_{HV} an der Basis und die Schwellspannung U_D am Diskriminator gefunden werden. Dies wird über sogenannte Plateaumessungen erreicht.

Die Hochspannung steuert die Verstärkung. Eine zu geringe Verstärkung hebt das Signal nicht über die Diskriminatorschwelle, eine zu hohe Spannung bewirkt die Häufung von Regenerationseffekten in der Röhre, wie Nachpulse durch herausgeschlagene Ionen an den Dynoden oder Entladungen. Diese Störungen erzeugen ein Rauschen, welches die Signalrate überdeckt und für sehr hohe Spannungen exponentiell wächst. Es muss jedoch einen Plateaubereich geben, indem das Signal ausreichend verstärkt wird, aber die negativen Effekte noch nicht dominant werden. In die Mitte dieses Plateaus wird vorzugsweise der Arbeitspunkt der Hochspannung gesetzt, um ein konstantes Verhalten des Zählers zu garantieren, auch wenn Umgebungseffekte oder Spannungsdrifts die Verstärkung leicht ändern.

Der Arbeitspunkt ist jedoch auch von der Schwelle am Diskriminator abhängig. Wenn die mittlere Amplitude einer Rauschquelle kleiner ist als das Signal, lässt sich mit der Diskriminatorschwelle ein Teil des Rauschens unterdrücken. Gleichzeitig erfordert eine höhere Schwelle aber auch eine größere Verstärkung, damit das Signal im Mittel über der Schwelle bleibt. Die richtige Kombination aus Verstärkung und Schwelle zu finden wird dadurch verkompliziert, dass ein Teil der Rauschquellen mitverstärkt wird (Lichtlecks, Photomultiplerrauschen, ...), ein anderer Teil nicht (elektromagnetische Störungen in den Kabeln, in der Base, ...).

Es wurden drei Methoden zum Auffinden des Arbeitspunktes getestet. Die besten Ergebnisse lieferte die dritte Methode: die Koinzidenzmessung. Mit ihr wurden die Arbeitspunkte bestimmt.

4.3.1 Messung über die Rate der kosmischen Strahlung

Da die Lichtproduktion im Szintillator abhängig von Art und Energie des Teilchens ist (vgl. Abs. 2.5.1, S.28), wird man als erstes versuchen, das Plateau mit der gleichen Quelle zu vermessen, die später auch in der Anwendung benutzt wird. Der Szintillator wird also der kosmischen Strahlung ausgesetzt und

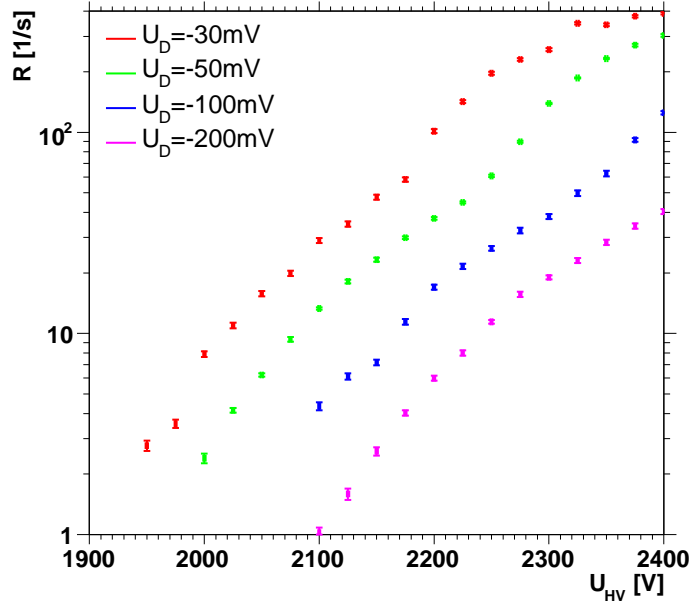


Abbildung 4.7: Szint. 001: Plateaumessung mit kosmischer Strahlung, Rate in Abhängigkeit von Hochspannung und verschiedenen Schwellspannungen.

die Signalarate bestimmt, indem die Pulse hinter dem Diskriminator über einen Zeitraum gezählt und dann durch die verstrichene Zeit geteilt werden (vgl. Abb. 4.6). Die Zahl der einfallenden kosmischen Strahlen pro Zeiteinheit ist Poisson-verteilt, so dass sich für den relativen statistischen Fehler der Rate ergibt:

$$\frac{\Delta R}{R} = \sqrt{\frac{N}{N^2} + \left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2} \approx \frac{1}{\sqrt{N}}, \quad (4.1)$$

Der Messfehler in der Zeitmessung ist im allgemeinen viel kleiner und kann vernachlässigt werden.

Diese Messung für Szintillator 001 zeigt Abb. 4.7. Die maximale Spannung wurde auf $U_{HV} = 2400 \text{ V}$ begrenzt, obwohl laut dem Datenblatt der PM mit 2700 V zwischen Anode und Kathode belegt werden kann. Ab einer Hochspannung von 2400 V häufen sich jedoch *falsche Signale* an den Ausgängen der Diskriminatoren. Man erkennt das Problem durch ein simultanes Auslösen aller Diskriminatorausgänge eines einzelnen Einschubes, auch derjenigen, deren Eingänge gar nicht angeschlossen oder sogar mit 50 Ohm terminiert sind. Dieses Fehlverhalten des Diskriminators wird durch einzelne hohe Spannungsspitzen aus den Photomultipliern ausgelöst, die über 10 V erreichen und offenbar die elektronische Dimensionierung des Diskriminators überlasten. Die Eingangsstufen des gleichen Diskriminatormoduls sehen dann falsche Signale, die durch Leitungsinduktion oder ein Überlasten der gemeinsamen Erdung übertragen werden.

Die Messkurve wird für größere Schwellen einfach zu höherer Hochspannung und damit zu größerer Verstärkung verschoben. Ein Plateau, dass das

Signal vor dem Untergrund auszeichnen würde, ist nicht zu erkennen. Die einzige Struktur ist eine schwach ausgebildete Stufe bei $U_D = -30 \text{ mV}$ und $U_{HV} = 2200 \dots 2250 \text{ V}$.

Für eine weitere Analyse ist es sinnvoll, die Messung mit der erwarteten Rate zu vergleichen. Nimmt man die Summe der Flüsse von Elektronen und Myonen aus den Schauern nach der Gebäudesimulation (vgl. Tab. 3.4) und schätzt den Szintillationszähler zu 100 % effizient ein, so lässt mit den Abmessungen des Szintillationsmaterials eine erwartete Signalrate von

$$\begin{aligned} \phi_{\mu}^{\text{Geb.Sim.}} + \phi_e^{\text{Geb.Sim.}} &\simeq 220 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \\ \rightarrow R_{\mu,e} = A_{\text{Szintillator}} \cdot \phi_{\mu,e} &\simeq 33 \text{ s}^{-1} \end{aligned} \quad (4.2)$$

bestimmen.

Die Rate des internen Rauschens des Photomultipliers wird im Datenblatt dagegen mit $R_{\text{Dark Noise}} \sim 300 \text{ s}^{-1}$ angegeben (keine Angabe der Schwelle), was der gemessenen Rate bei großer Hochspannung und niedriger Schwelle entspricht.

Ein Plateau kann mit dieser Methode also nicht zweifelsfrei identifiziert werden, da die Signalrate vom Photomultiplerrauschen überdeckt wird. Das Signal lässt sich durch eine höhere Schwelle nicht vom Rauschen diskriminieren. Dies lässt den Schluss zu, dass die Signalamplitude sehr klein ist, im Szintillator durch die kosmischen Teilchen im Mittel also nur wenig Licht produziert wird.

4.3.2 Messung über die Rate einer radioaktiven Quelle

Da das Photomultiplerrauschen durch den Diskriminator nicht zu eliminieren ist, kann man eine andere Quelle wählen, deren Signalrate so groß ist, dass die Rate des Rauschens dagegen vernachlässigt werden kann, und so das Plateau beobachten. Dies wird durch eine radioaktive Probe des β^- -Strahlers Sr^{90} erreicht. Die Probe emittiert Elektronen mit einer kinetischen Energie von $E = 0.546 \text{ MeV}$, ihre Aktivität liegt bei $10 \mu\text{C} = 3.7 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$. Die Signalrate der Probe liegt also um einen Faktor 100 höher als die des Rauschens. Die reale Rate an β -Strahlen im Szintillator wird aufgrund verschiedener unbestimmter Verluste (Absorption im Probenmaterial, der Umhüllung der Probe, in der Luft und in den Materialien der Abdichtung des Szintillators) etwas kleiner ausfallen, jedoch ist dies genug, um das Rauschen zu überdecken. Eine Effizienz des Szintillationszählers lässt sich mit dieser Methode aufgrund der Verluste jedoch nicht abschätzen.

Abb. 4.8 zeigt den modifizierten Aufbau. Aufgrund der Lichtabsorption im Szintillationsmaterial ist das gemessene Plateau abhängig von x , dem Abstand der Quelle relativ zum PM-nahen Ende des Szintillators. Für diesen Versuch wurde grob die Mitte des Szintillators als Referenzpunkt gewählt: $x = 80 \text{ cm}$.

Abb. 4.9 zeigt das Ergebnis der Messung, diesmal für den Szintillator 002. Für $U_D = -30 \text{ mV}$ wurde trotz der beschriebenen negativen Effekte in der Elektronik einmalig bis $U_{HV} = 2700 \text{ V}$ gemessen. Man erkennt so deutlich den ersten Anstieg der Rate, dann das Plateau, und den zweiten Anstieg durch Regenerationseffekte. Es lässt sich auch hiermit feststellen, dass das Plateau für eine

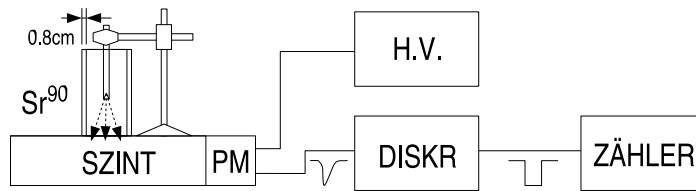


Abbildung 4.8: Aufbau für die Plateaumessung mit Sr^{90} . Die Probe ist in einem Aluminiumstab eingelassen und mit einer dünnen Schicht Germanium versiegelt. Der Probenstab wird mit einer Greifhalterung auf den Szintillator gerichtet. Der Experimentator wird durch einen Aluminiumzylinder vor der Probe geschützt. Der Abstand zwischen Quelle und PM-seitigen Ende des Szintillators beträgt $x = 80$ cm.

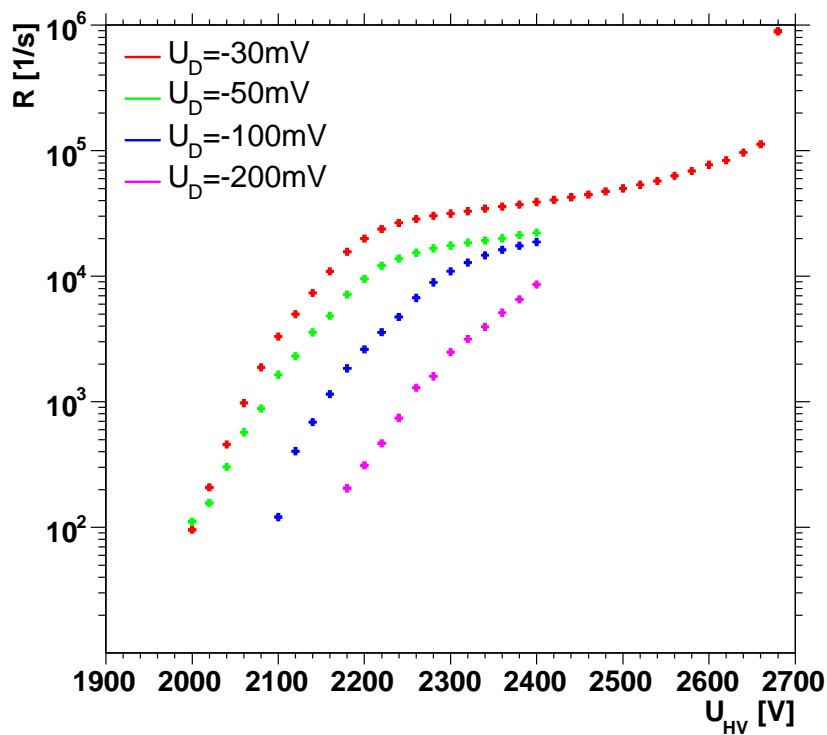


Abbildung 4.9: Szint. 002: Plateaumessung mit Sr^{90} , Rate in Abhängigkeit von Hochspannung und verschiedenen Schwellspannungen. Die Fehlerbalken werden durch die Markierungen überdeckt.

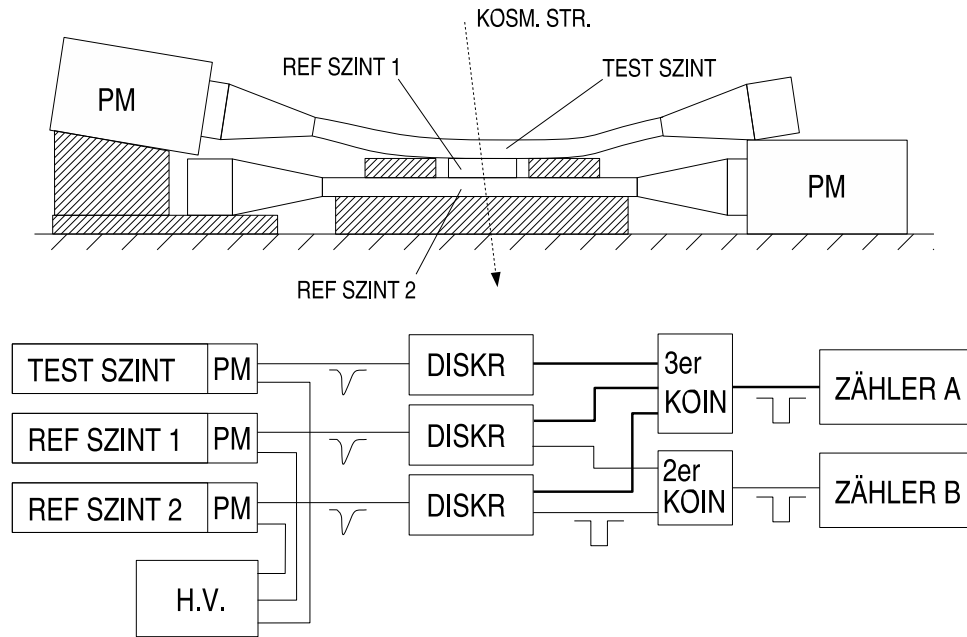


Abbildung 4.10: Aufbau und Schaltung für die Effizienzmessung. Die beiden Referenz-Szintillationszähler sind rechtwinklig gekreuzt (Referenzszintillator 1 ist nur im Querschnitt zu sehen).

Schwelle von $U_D = -30 \text{ mV}$ bei $U_{HV} = 2200 \text{ V}$ beginnt. Ab einer Schwellspannung von $U_D = -100 \text{ mV}$ wandert das Plateau bereits außerhalb des zulässigen Hochspannungsbereichs.

Das Plateau lässt sich auf diese Art eindeutig messen. Ein Nachteil ist, dass nicht auf das Teilchengemisch der kosmischen Strahlung kalibriert wird, sondern auf die β^- -Strahlung des Präparats.

4.3.3 Messung über die Effizienz mit kosmischer Strahlung

Eine dritte Möglichkeit den Arbeitspunkt mit kosmischer Strahlung direkt zu bestimmen, liefert eine koinzidente Messung, siehe Abb. 4.10.

Die Signale der Referenzszintillatoren werden innerhalb eines schmalen Zeitfensters von $t_{\text{Koin}} = 40 \text{ ns}$ koinzident gezählt, man erhält N_B . Dies unterdrückt das Rauschen und selektiert Teilchen aus der kosmischen Strahlung, die gerade die gekreuzte Fläche $A_{\text{Koin}} = 10 \times 10 \text{ cm}^2$ durchqueren. Die Strahlung erfolgt von oben nach unten, so dass bei einem Teilchennachweis in den Referenzszintillatoren auch der Test-Szintillator durchquert worden sein muss. Sein Signal wird zur Unterdrückung des Rauschens in Koinzidenz mit den beiden Referenzsignalen gezählt, man erhält N_A . Die gemessene Effizienz ergibt sich dann als $\epsilon = N_A/N_B$.

Bei diesem Aufbau ist sehr wichtig, dass die drei Szintillatoren möglichst dicht aufeinander liegen, da sonst schräg einfallende Teilchen die Chance bekommen, nur die Referenzszintillatoren zu treffen und nicht den Testszintillator. Um ein direktes Aufliegen zu erreichen, wurde ausgenutzt, dass die Plas-

tikszintillatoren eine gewisse Biegsamkeit besitzen (wie in Abb. 4.10 übertrieben dargestellt).

Die Plateaumessungen sind wie im vorigen Abschnitt vom Abstand x der «Quelle» abhängig. Da die Quelle in Form der Koinzidenzfläche ausgedehnt ist, wird x bis zum Mittelpunkt dieser Fläche gemessen. Es wurde wieder auf die Mitte der Szintillatoren kalibriert. Szint. 001 wurde in zwei Abständen vermessen, um den Einfluss der Lichtabsorption auf das Plateau deutlich zu machen. Dazu wurden zwei quer liegende Referenzszintillatoren simultan benutzt. Die Schaltung in Abb. 4.10 verdoppelt sich entsprechend.

Für die beiden Referenzszintillatoren ist es im ersten Schritt nicht notwendig, auf dem optimalen Arbeitspunkt betrieben zu werden, solange die Zähleigenschaften über die Messdauer konstant bleiben und die Koinzidenzrate beider in der Nähe der erwarteten Rate $R_A \approx 2.2 \text{ s}^{-1}$ liegt (berechnet aus dem Elektronen- und Myonenfluss laut Literatur, bei einer Koinzidenzfläche von $A_{\text{Koin}} = 10 \times 10 \text{ cm}^2$ und 100 % Effizienz). Eine kurze Überlegung zeigt, dass die Rate an zufälligen Koinzidenzen die Messung nicht stören kann: Mit Gl. 3.1 berechnet sich für ein durchschnittliches Rauschen der Zähler von 300 s^{-1} , dem verwendeten Koinzidenzfenster von $\Delta t = 40 \text{ ns}$ und der erwarteten Signalarate ein Anteil an Zufalls-Koinzidenzen von 0.2 % und ist vernachlässigbar.

Aufgrund der kleinen Signalamplituden wurde bei der Kalibrationsmessung erst bei kleiner Diskriminatorschwelle von -50 mV ein Plateau für die Hochspannung gesucht (vgl. Abb. 4.11). Der Arbeitspunkt der Hochspannung wurde an den Anfang des Plateaus gesetzt, um Problemen mit der Elektronik bei zu hohen Spitzenamplituden aus dem Weg zu gehen. Eine maximale Spannung von $U_{\text{HV}} = 2400 \text{ V}$ war hierbei wieder die obere Grenze. Die bereits beschriebenen Überlastungs-Störungen im Diskriminator sind insbesondere in dieser Messung problematisch, da das simultane Aufblitzen aller Diskriminatorstufen eine falsche Koinzidenz vortäuscht und dadurch die gemessene Effizienz scheinbar weiter steigen lässt.

Im zweiten Schritt wurde bei fester Hochspannung das Absinken der Effizienz bei Erhöhung der Diskriminatorschwelle beobachtet (vgl. Abb. 4.12). Im Zweifelsfall wurde auf Kosten eines höheren Rauschens für die Diskriminatorschwelle ein eher niedrigerer Wert gewählt, um die Effizienz auch bei geringen Schwankungen der Verstärkung konstant zu halten. Das höhere Rauschen als Nachteil ist vertretbar, da es durch die Koinzidenzschaltung in der späteren Anwendung noch unterdrückt wird. Tab. 4.2 fasst die festgelegten Werte zusammen.

Für die statistische Fehlerberechnung ist zu beachten, dass die Effizienz einer Binomial-Verteilung gehorcht. Der Fehler berechnet sich dadurch zu:

$$\Delta\epsilon = \frac{\sqrt{(1-\bar{\epsilon})\bar{\epsilon}}}{\sqrt{N_B}}. \quad (4.3)$$

An Szint. 002 wurde die Hochspannungsmessung mit einer höheren Schwelle von -100 mV betrieben. Man erkennt, dass sich bereits bei $U_D = -100 \text{ mV}$ der Anfang des Plateaus fast an die maximale Spannung schiebt. Dass der gewählte Arbeitspunkt von $U_{\text{HV}}^{002} = 2300 \text{ V}$ vernünftig ist, zeigt die Stabilität der Effizienz bei Verkleinerung der Schwelle.

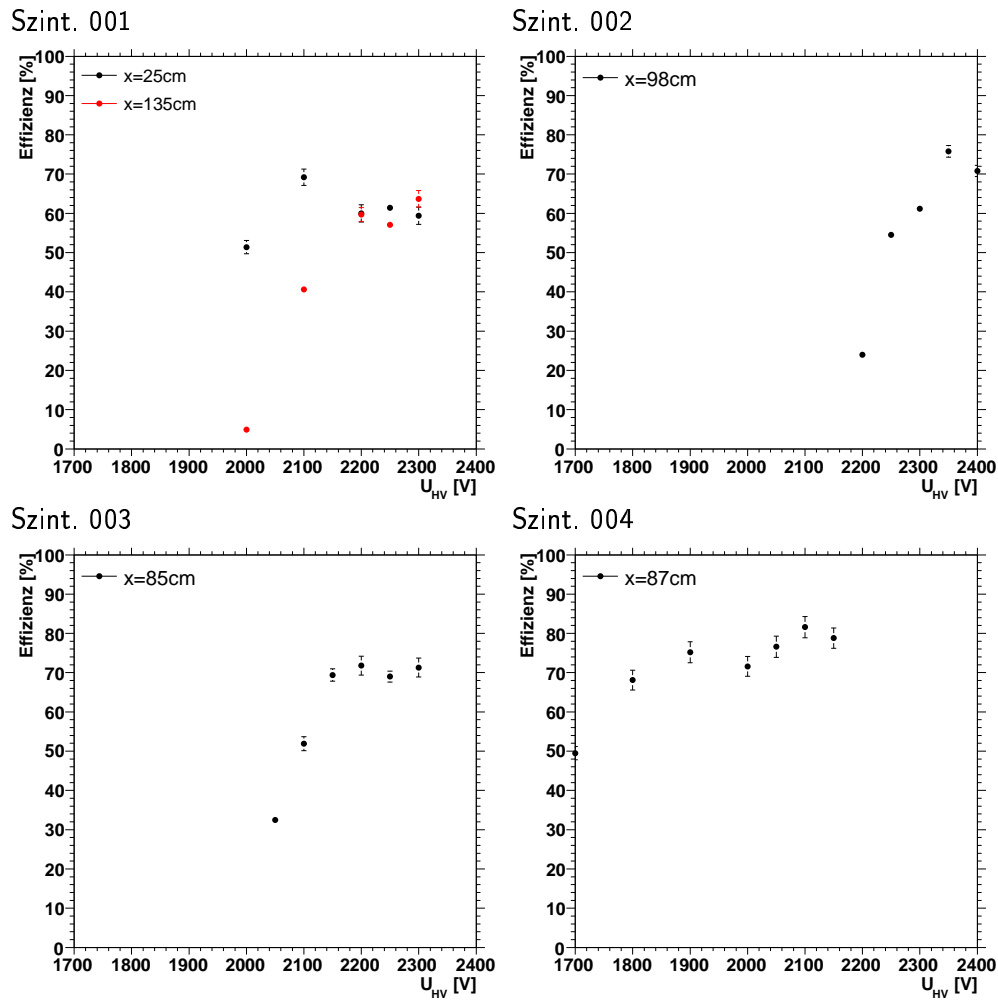


Abbildung 4.11: Effizienzmessung bei verschiedenen Hochspannungen. x ist der Abstand des Mittelpunktes der Referenzfläche vom PM-seitigen Ende des Szintillators. Die Einstellungen der Referenzszintillatoren zeigt Tab. 4.1.

Szint.	U_D bei HV-Messg. [mV]	U_{HV} bei D-Messg. [V]	Referenz-Szint.	U_{HV} [V]	U_D [mV]
001	-50	2200	004 (25 cm)	2100	-100
			003 (135 cm)	2200	-30
			002	2230	-50
002	-100	2300	003	2250	-100
			004	2050	-100
003	-50	2200	002	2300	-50
			004	2100	-100
004	-50	2100	002	2300	-50
			003	2250	-100

Tabelle 4.1: Angelegte Hochspannungen und Schwellen während der Kalibrationsmessungen.

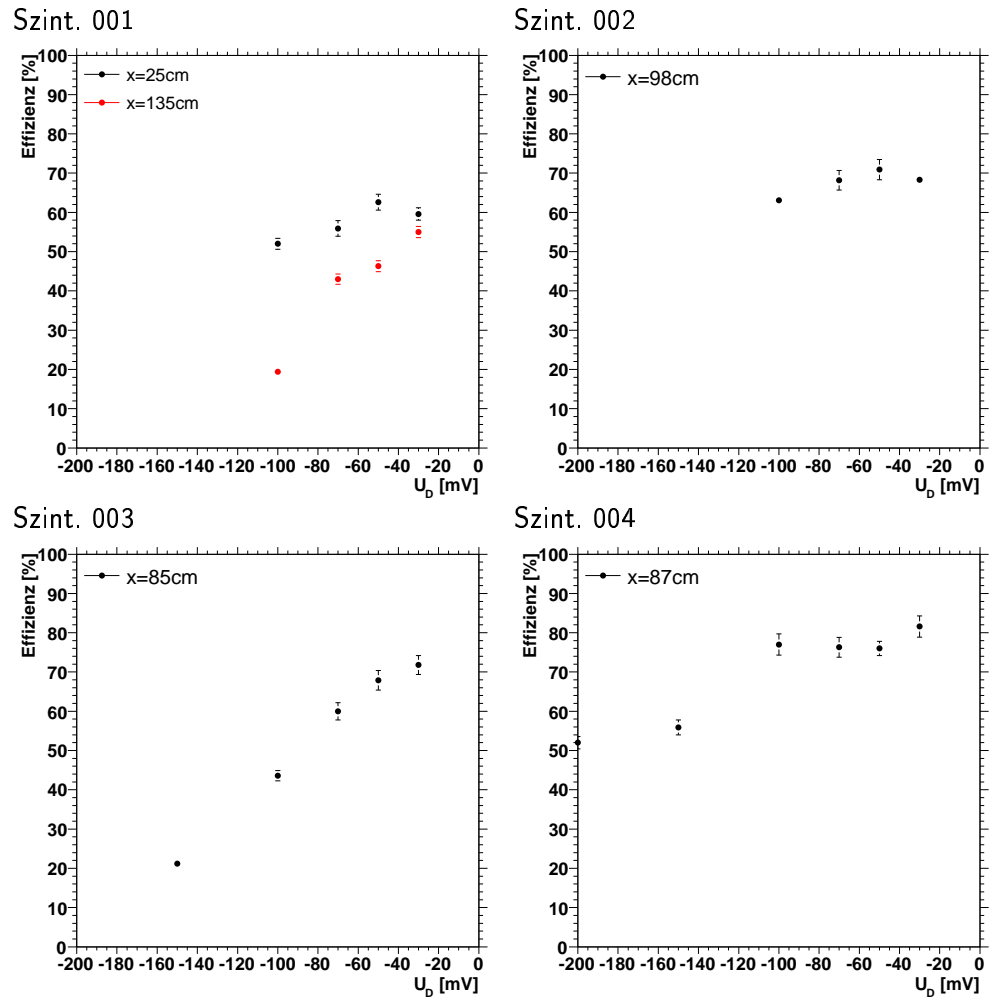


Abbildung 4.12: Effizienzmessung bei verschiedenen Schwellspannungen. x ist der Abstand des Mittelpunktes der Referenzfläche vom PM-seitigen Ende des Szintillators. Die Einstellungen der Referenzszintillatoren zeigt Tab. 4.1.

Szint.	U_{HV} [V]	U_D [mV]
001	2200	-50
002	2300	-40
003	2200	-30
004	2100	-100

Tabelle 4.2: Arbeitspunkte der Hochspannung und Schwellspannung.

Der Einfluss der Absorption im Szintillationsmaterial ist bei Szint. 001 zu sehen. In großem Abstand zum Photomultiplier beginnt das Hochspannungsplateau später und die Effizienz bricht bei Erhöhung der Schwelle früher zusammen. Die Lichtmenge ist also im Mittel kleiner. Jedoch wird auch in großem Abstand bei entsprechender Verstärkung die gleiche Effizienz erreicht. Es gehen durch die Absorption also keine Pulse insgesamt verloren.

Die breiten Plateaus bei Szint. 004 sind auf die umgebaute Basis Typ A zurückzuführen. Man sieht, dass die größere Verstärkungsleistung im Vergleich zum Typ B einen deutlichen Vorteil erzielt.

Insgesamt erreichen alle Szintillatoren trotz der Kalibration auf Plateaus nur mittelmäßige Effizienzen von 60-80 %. Eine Simulationsanalyse des geometrischen Aufbaus zeigt, dass schräg einfallende Teilchen die gemessene Effizienz künstlich etwas verkleinern (um ca. 6 %). Da die Plateaumessung jedoch nur auf die relativen Werte angewiesen ist, ist eine Korrektur hier nicht entscheidend, sie wird aber bei der expliziten Messung der Effizienzen berücksichtigt (mehr in Abs. 4.4.1, S. 92). Nach [26] beträgt die Nachweiseffizienz von Plastikszintillatoren für Elektronen nahezu 100 %, für minimalionisierende Myonen sollte die Effizienz ähnlich ausfallen. Die niedrigen beobachteten Effizienzen könnten durch das Alter der Bauteile verursacht werden. Ein Einfluss des Zeitfensters der Koinzidenz t_{Koin} konnte dagegen ausgeschlossen werden.

Eine Überprüfung dieser Effizienzmessung mit der Sr^{90} -Quelle und einem reinen Elektronenspektrum ist leider nicht möglich, da die Elektronen der Quelle zu niederenergetisch sind, um zwei Szintillatorschichten zu durchqueren: für 1.0 cm NE 114 (2 Schichten) benötigen die Elektronen eine Mindestenergie $\gtrsim 2$ MeV (nach [49]). Betrachtet man die Messungen an Szint. 002 als repräsentativ, so lässt sich nur sagen, dass die Hochspannungs-Plateaus für ein reines Elektronenspektrum und das Teilchengemisch der kosmischen Strahlung etwa gleich liegen.

Im Folgenden wird immer auf den gefundenen Arbeitspunkten gemessen.

4.4 Messungen mit den Komponenten der Detektorstation

Mit den kalibrierten Zählern wurden verschiedene Messungen gemacht, um ihre Eigenschaften besser zu charakterisieren. Als wichtigstes Resultat wurde der totale Fluss an geladenen kosmischen Teilchen im Labor gemessen.

4.4.1 Ortsaufgelöste Effizienz entlang der Szintillatorlänge

Um eine mittlere Effizienz pro Szintillator angeben zu können und um die Güte der Kalibration zu überprüfen, ist es interessant, die Effizienz der Szintillatoren ortsaufgelöst über die Länge des Szintillators zu messen. Als Variable dient der bereits definierte Abstand x . Der Aufbau dieses Versuches entspricht Abb. 4.10, jedoch wurde simultan mit zwei quer liegenden Referenzzählern gemessen, analog zum Vorgehen bei Szint. 001 im vorigen Abschnitt.

Der Bereich nahe am Rand $x < 30$ cm und $x > 130$ cm wurde aufgrund der Krümmung des Test-Szintillators nicht vermessen, da der Test-Szintillator

Szint.	mittlere Effizienz [%]
001	69.1 ± 7.2
002	75.7 ± 8.5
003	75.2 ± 7.8
004	80.9 ± 9.2

Tabelle 4.3: Mittlere Effizienzen der Szintillationszähler.

an diesen Stellen nicht mehr direkt auf den Referenz-Szintillatoren aufliegt. Die gemessene Effizienz wird durch einen größeren Abstand der Szintillatoren verfälscht, da es für schräg einfallende Schauerteilchen wahrscheinlicher wird, nur die Referenzszintillatoren zu treffen, ohne den Test-Szintillator zu durchqueren.

Trotz des maximalen Kontaktes der Szintillatoren zeigt eine Simulation, dass noch eine Korrektur auf die gemessene Effizienz angewendet werden muss. Dazu wurde eine geometrische Simulation des Aufbaus durchgeführt, mit Hilfe einer abgewandelten Variante der Detektorsimulationssoftware. Die Simulation bildet die dreidimensionale Geometrie des Aufbaus in Abb. 4.10 nach, vernachlässigt jedoch die Krümmung der Szintillatorflächen. Dann werden Myonen und Elektronen aus den Luftschauern entsprechend ihrer Einfallsrichtung hindurchgeschickt. Verwendet wurden die Schauer aus der Gebäudesimulation. Das Ergebnis der Simulation ist, dass selbst bei aufliegenden Szintillatoren in $p = 5.9 \pm 0.4\%$ der Fälle eine Koinzidenz durch ein schräg einfallendes Teilchen nur in den Referenzszintillatoren ausgelöst wird, ohne dass das Teilchen dabei auch den Test-Szintillator durchquert. Diese Zahl ist konstant in den einzelnen Energieintervallen. $(1 - p)$ ist demnach die scheinbare maximale Effizienz, die erreicht werden kann. Um die wahren Effizienzen zu erhalten, müssen die gemessenen Effizienzen durch $(1 - p)$ geteilt werden.

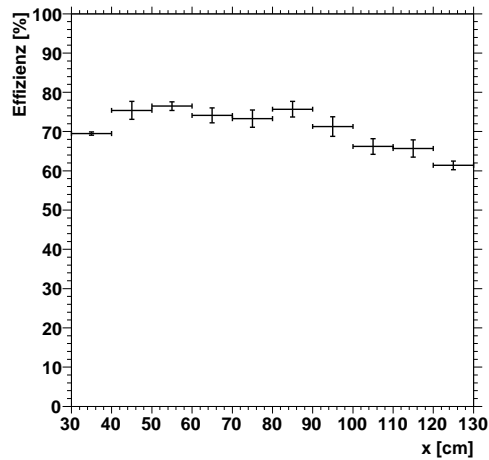
Das so korrigierte Messergebnis zeigt Abb. 4.13. Alle Szintillatoren zeigen einen leichten Abfall der Effizienz um 15-30 % zum PM-fernen Ende hin. Bei Szint. 001 deuten die Daten einen Abfall der Effizienz bei $x = 35$ cm an, der nicht mit statistischen Fehlern erklärt werden kann. Ein örtlicher Fehler in der äußeren Reflektionsschicht ist denkbar. Lichtstrahlen aus größerer Entfernung treffen an dieser Stelle in flacheren Winkeln ein und die Totalreflektion des Szintillatormaterials schließt sie gut ein. Ein Treffer in unmittelbarer Nähe erzeugt jedoch viele Strahlen, die in spitzen Winkeln auf die Übergangsfläche fallen. Diese Strahlen werden normalerweise durch die Aluminiumfolie aufgefangen und in den Szintillator zurückgeworfen. Wenn die Aluminiumfolie dort beschädigt ist, geht statt dessen je nach Größe der Beschädigung ein Teil des Lichtes verloren. Die Beschädigung müsste jedoch großflächig sein, um stärker ins Gewicht zu fallen als der Vorteil, dass PM-nahe Treffer einen größeren Abstrahlungswinkel direkt auf den Lichtleiterquerschnitt haben und dabei nahezu keine Absorption erleiden.

Szint. 004 zeigt einen zweiten Anstieg bei $x < 50$ cm. Bei $x = 35$ cm erreicht dieser Zähler die insgesamt höchste Effizienz aller Zähler von $\epsilon \approx 100\%$. Bei Szint. 002 deutet sich ein ähnlicher Anstieg an.

Die mittlere Effizienz pro Szintillator ist in Tab. 4.3 aufgeführt. Die Konstanz

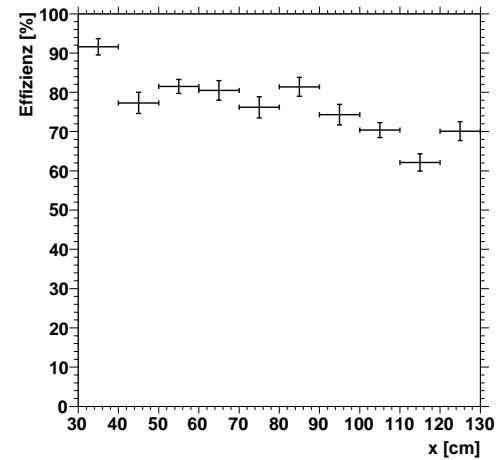
Szint. 001

Referenzszint.: 004, 003 (mitte),
002 (unten)



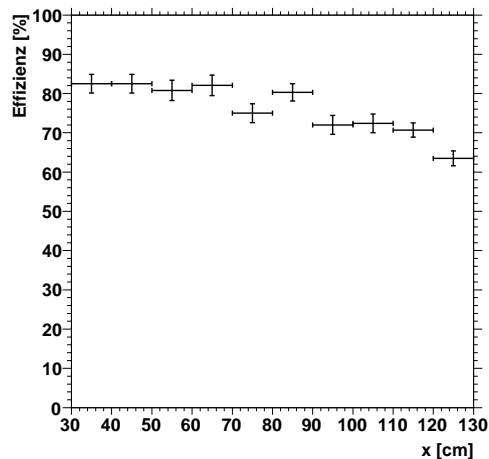
Szint. 002

Referenzszint.: 003, 001 (mitte),
004 (unten)



Szint. 003

Referenzszint.: 001, 004 (mitte),
002 (unten)



Szint. 004

Referenzszint.: 001, 003 (mitte),
002 (unten)

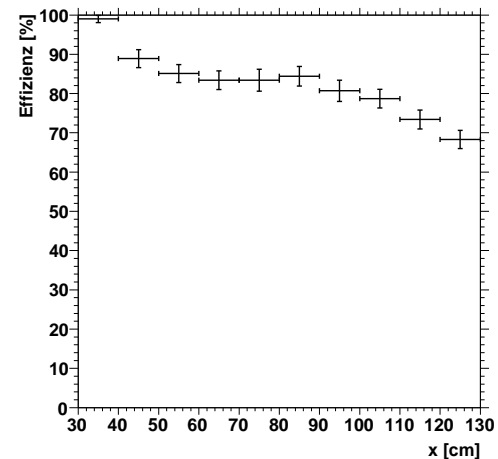


Abbildung 4.13: Effizienzmessung bei verschiedenen Abständen. x ist der Abstand der Mitte der Referenzfläche vom PM-seitigen Ende des Szintillators, die Fehlerbalken in x -Richtung entsprechen der Ausdehnung der Referenzszintillatoren. Die Reihenfolge der Referenzszint. entspricht PM-naher und PM-ferner Position. Die Szintillatoren verwenden die gefundenen Arbeitspunkte in Tab. 4.2.

Szint. 1, x_1 [cm]	Eff. ϵ_1 [%]	Szint. 2, x_2 [cm]	Eff. ϵ_2 [%]	R [1/s]	$R_{\text{korrr.}}$ [1/s]
001, 105	66.2 ± 2.0	004, 75	83.4 ± 2.8	1.517 ± 0.005	2.75 ± 0.12
001, 105	66.2 ± 2.0	002, 85	81.4 ± 2.4	1.391 ± 0.005	2.58 ± 0.11
003, 105	72.4 ± 2.4	004, 95	80.7 ± 2.7	1.495 ± 0.005	2.56 ± 0.12
003, 105	72.4 ± 2.4	002, 65	80.5 ± 2.5	1.564 ± 0.005	2.68 ± 0.12

Tabelle 4.4: Messung der Rate der kosmischen Strahlung über 2er-Koinzidenzen. Es gilt: $R_{\text{korrr.}} = R/(\epsilon_1\epsilon_2)$.

der Effizienz über die Länge der Szintillatoren ist zufriedenstellend. Es lässt sich also schließen, dass bei entsprechend gewählten Arbeitspunkten die Auslese mit einem einzelnen Photomultiplier pro Szintillator ausreichend ist.

4.4.2 Fluss der kosmischen Strahlung im Gebäude

Mit Hilfe der bekannten orts aufgelösten Effizienzen lässt sich die Rate der kosmischen Strahlung aus mehreren Messungen ermitteln. Dazu wurden jeweils zwei der Szintillatoren bei bestimmten Abständen x gekreuzt und die Rate in 2er-Koinzidenz über einen Tag gemessen. Anschließend kann die gemessene Rate mit den bekannten Effizienzen korrigiert werden. Die entsprechenden Kombinationen und gemessenen Werte zeigt Tab.4.4. Die Rate dividiert durch die Koinzidenzfläche $A_{\text{Koin}} = 10 \times 10 \text{ cm}^2$ ergibt den Fluss. Gemittelt über alle so gewonnene Werte erhält man für den totalen Fluss aus Myonen und Elektronen durch eine horizontale Fläche im Labor:

$$\phi_{e,\mu}^{\text{Labor}} = 264 \pm 6 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}. \quad (4.4)$$

Dies liegt etwas über den Wert aus der Simulation für das Gebäude und über dem Literaturwert unter freiem Himmel (vgl. Tab.3.4):

$$\begin{aligned} \phi_{e,\mu}^{\text{Labor}} &= 219.9 \pm 11 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \\ \phi_{e,\mu}^{\text{Lit.}} &= 240 \pm 10 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}. \end{aligned}$$

4.4.3 Einzelrate in Abhängigkeit von der Temperatur

Während der Messungen am Detektor wurde beobachtet, dass die gemessenen Raten der Szintillationszähler, dominiert durch die Rate des Rauschens, abhängig von der Umgebungstemperatur sind. Dies ist nicht unerwartet, da insbesondere das Photomultiplierrauschen temperaturabhängig ist (vgl. Abs. 2.5.2, S.33). Die genaue Temperatur des im Stahlrohr versiegelten Photomultipliers konnte mit dem Aufbau nicht vermessen werden. Sie liegt jedoch höher als die Umgebung, da sich die Kombination Photomultiplier/Basis durch ohmsche Verluste zusätzlich erwärmt. Die Leistungsaufnahme eines Szintillationszählers beträgt etwa 4-5 W, was ausreichend ist, um die Erwärmung der Oberfläche der

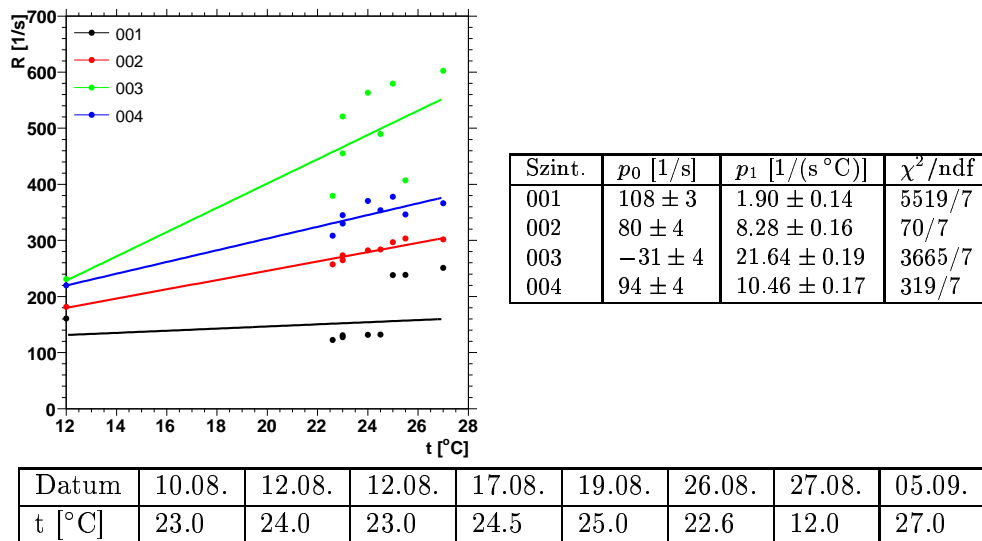


Abbildung 4.14: Rauschen von Szint. 001-004 in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur. Die Werte wurden bei abgedunkeltem Raum an verschiedenen Tagen aufgenommen, der Wert von 12.0 °C nachts während der 2. Außenmessung unter freiem Himmel (vgl. Abs. 4.5.3, S. 101). Das Ergebnis des linearen Fits $y = p_1 x + p_0$ zeigt die Tabelle.

Stahlhülsen mit der Hand fühlbar zu machen. Die aufgenommenen Daten beziehen sich daher explizit nur auf den Zusammenhang mit der Umgebungstemperatur.

Man beachte, dass mit einem bekannten kosmischen Teilchenfluss (aus voriger Messung oder Simulation) die gemessene Rate auf das reine Rauschen korrigiert werden kann. Diese Korrektur wird jedoch nicht durchgeführt, da in den späteren Koinzidenzmessungen zur Untergrundberechnung die Kenntnis der kompletten Einzelrate benötigt wird. Zum Untergrund trägt die komplette Einzelrate bei, abzüglich des kleinen Anteils $\lesssim 1\%$, der von ausgedehnten Luftschauern stammt, und im Folgenden vernachlässigt wird.

Um den Zusammenhang zwischen Einzelrate und Temperatur zu messen, wurden beide Werte über den Verlauf von mehreren Wochen an verschiedenen Tagen gemessen. Die aufgenommenen Daten zeigt Abb. 4.14. Alle Einheiten zeigen einen schwachen Anstieg mit der Temperatur. Der Anstieg beruht hauptsächlich auf der Erhöhung der termischen Emissionsrate der Photokathode und der Dynoden des Photomultipliers (vgl. Abs. 2.5.2, S. 33).

Man sieht in den Daten jedoch auch starke Sprünge bei Szint. 001 und Szint. 003. Die Schwankungen bei Szint. 003 lassen keine eindeutige Aussage zu, der auffällige Sprung zwischen 24.5 und 25.0 °C bei Szint. 001 dagegen zeigt klar zwei stabile Zustände. Die Punkte liegen jeweils deutlich auf einer Geraden, die zu einem gemeinsamen Schnittpunkt bei tiefen Temperaturen hinzeigt. Der Sprung ist nicht auf eine absolute zeitliche Veränderung des Zählers zurückzuführen, wie die Kontrolle des zeitlichen Verlaufs der Aufnahmen zeigt.

Ein linearer Fit aller Punkte als Näherung für den funktionalen Zusammen-

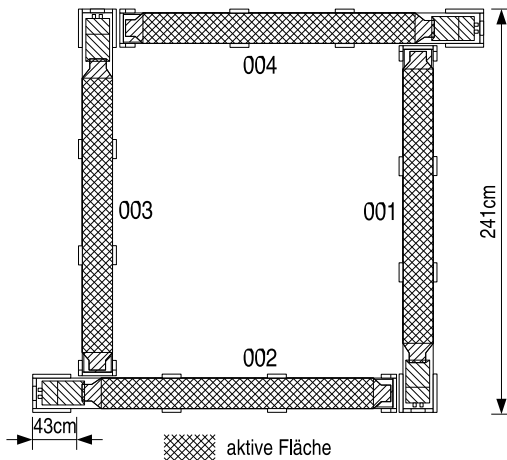


Abbildung 4.15: Detektoranordnung für die Schauermessung.

hang in diesem Bereich ergibt für Szint. 002 und 004 gute Ergebnisse. Eine klare Identifikation von Ausreißern für Szint. 001 und Szint. 003 ist nicht möglich, so dass der Fit dort entsprechend ungenau ausfällt. Die Ergebnisse der Fits sind in Abb. 4.14 angegeben.

4.5 Messungen mit der gesamten Detektorstation

Die folgenden Messungen wurden mit der Detektorstation als Ganzes gemacht. Die Diskriminatoren wurden so umgestellt, dass sie NIM-Pulse mit einer Länge von $t_{\text{Koin}} = 1 \mu\text{s}$ liefern (vgl. Abs. 3.6.5, S. 68). Die Szintillationszähler wurden so angeordnet, wie in Abb. 4.15 dargestellt. Vgl. auch Abb. 4.1.

Gemessen wurde mit diesem Aufbau die Rate der durch Schauer ausgelösten Nof4-Koinzidenzen, jeweils im Gebäude und im Freien. Eine zeitliche Analyse der Koinzidenz-Ereignisse bestätigt, dass die Koinzidenzrate einer Poisson-Verteilung unterliegt.

4.5.1 Statistische Analyse der Zeitverteilung der Koinzidenz-Ereignisse

Mit Hilfe der Computeranbindung des Nof4-Moduls ist es möglich, Zeitdifferenzen zwischen zwei Koinzidenzen automatisiert und mit einer Genauigkeit im Mikrosekunden-Bereich zu messen. Wenn ein physikalischer Prozess den Bedingungen eines Poisson-Prozesses genügt, die Zahl der Ereignisse in einem Zeitintervall also einer Poisson-Verteilung entspricht, dann genügen auch die Zeitdifferenzen aufeinanderfolgender Ereignisse einer Exponential-Verteilung. Die umgekehrte Herleitung findet man beispielsweise in [50]. Das Eintreffen von kosmischen Schauern in einer begrenzten Fläche ist so ein Prozess. Man erwartet also eine Exponential-Verteilung der Zeitdifferenzen.

Im Labor wurde daher der Detektor an das Nof4-Koinzidenzmodul angeschlossen. Die Zeitdifferenzen der Koinzidenz-Ereignisse für die Typen 2of4, 3of4 und 4of4 wurden über mehrere Tage mit dem PC gemessen. Die verwendete Software wurde dazu unter Linux in C geschrieben. Von den beiden angebotenen

Übertragungsmodi des Koinzidenzmoduls wurde der kontinuierliche Modus gewählt. Um die Zeitdifferenzen nicht zu verfälschen, ist es wichtig, dass der PC eine konstante Abtastrate des Parallelports beibehält. Dies lässt sich mit einem Standard-Linux-Kernel nicht garantieren, aber zumindest optimieren, indem sichergestellt wird, dass nur eine minimale Anzahl von anderen Prozessen und das Messprogramm mit der höchsten verfügbaren Priorität läuft.

Das Programm erkennt nun die Startflanken der Koinzidenzsignale und misst jeweils mit Hilfe des internen Zeitgebers² die Zeitdifferenz zweier aufeinander folgender Flanken. Die Differenzwerte werden zunächst im Speicher gesammelt (praktisch keine Zeitverzögerung) und dann nach einer gewissen Anzahl von Ereignissen zur späteren Analyse auf die Festplatte geschrieben (große Zeitverzögerung). Immer, wenn das Programm auf die Festplatte schreiben muss, wird die aktuelle Differenz verworfen, da das Schreiben in eine Datei verhältnismäßig lange dauert und zwischendurch auftretende Ereignisse nicht erkannt werden.

Das Ergebnis dieser Messung zeigt Abb. 4.16. Die Übereinstimmung der Daten mit der Erwartung ist bei allen Koinzidenzen nahezu perfekt.

4.5.2 Koinzidenzraten im Gebäude: Langzeitmessung

Um die Langzeitstabilität des Detektors zu prüfen, wurden die verschiedenen Koinzidenzraten über einen längeren Zeitraum im Gebäude vermessen. Die 3of4-Koinzidenz wurde besonders lange untersucht, da sie Ausfallsicherheit mit einer guten Rauschunterdrückung kombiniert, und damit der bevorzugte Koinzidenztyp zur Luftschauerdetektion ist.

Da die Nof4-Koinzidenz aufgrund von internen Umbauten nicht die ganze Zeit verfügbar war, wurde die 3of4-Koinzidenz durch vier einzelne 3er-Koinzidenzen ersetzt, deren Signale einzeln gezählt wurden (vgl. Abb. 4.17). Dies ergibt den Vorteil, dass man Veränderungen in einem einzelnen Teildetektor auffinden kann. Da im statistischen Mittel die Zähler A-D die gleichen Raten R_{234} bis R_{123} messen müssen (entsprechend der aufmultiplizierten Effizienz dieser Dreier-Kombinationen). Veränderungen in einem einzelnen Teildetektor würden sich in Zuwachs oder Abfall der Teilraten derjenigen Koinzidenzen zeigen, in denen der Detektor enthalten ist, während die Teilrate ohne ihn konstant bleibt.

Man muss jedoch beachten, dass die Teilraten durch Addition nicht sofort die wahre Rate R_{3of4} ergeben. Dies liegt daran, dass ein gleichzeitiger Treffer aller 4 Szintillatoren mit 4 getrennten Zählern 4-mal gezählt wird, da jeder der Zähler eine 4of4-Koinzidenz für sich mitzählt. Für die aufsummierte Rate gilt:

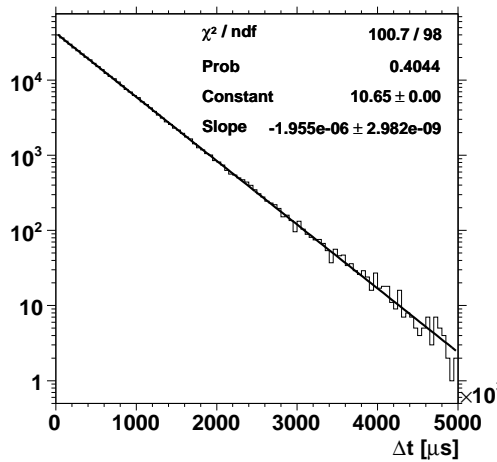
$$R_{3of4}^{\Sigma} = R_{234} + R_{234} + R_{234} + R_{234} = R_{3of4} + 3R_{4of4}. \quad (4.5)$$

Um die Rate R_{3of4} zu bestimmen wird also noch die Kenntnis von R_{4of4} benötigt.

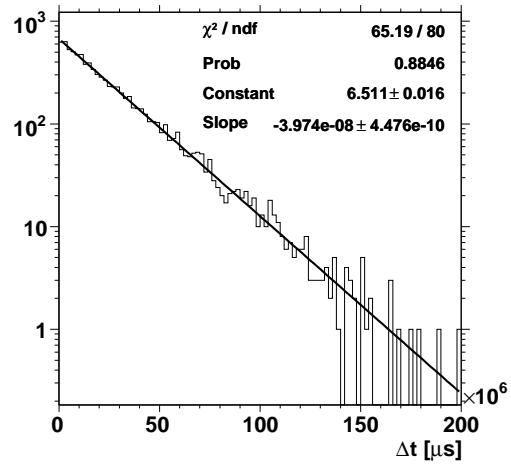
Die 4of4-Koinzidenzrate wurde zusammen mit der 2of4-Rate dazu später vermessen, als Nof4-Modul wieder verfügbar war. Die Ergebnisse dieser beiden Koinzidenzen sind in Abb. 4.19 dargestellt. Für die 2of4-Koinzidenzrate ist eine Untergrundkorrektur zwingend notwendig, bei der 4of4-Koinzidenz dagegen ist

²Die interne Uhr hat eine Genauigkeit von etwa $1 \mu\text{s}$.

a) 2of4-Koinzidenz



b) 3of4-Koinzidenz



c) 4of4-Koinzidenz

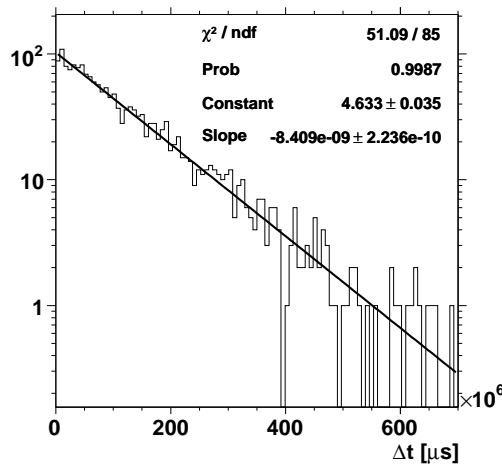


Abbildung 4.16: Analyse der zeitlichen Ereignis-Intervalle für die Koinzidententypen 2of4,3of4 und 4of4. Den Histogrammen ist jeweils eine Exponentialfunktion angepasst worden. **Prob** gibt an, wie wahrscheinlich die Exponentialkurve als Beschreibung der Daten ist.

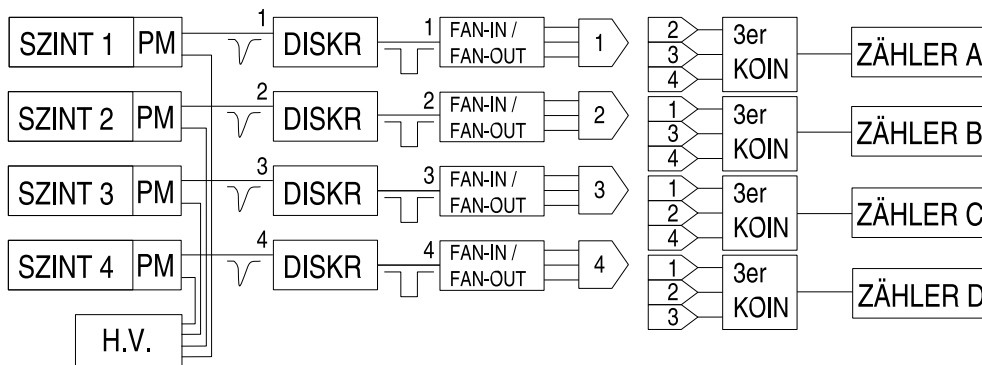


Abbildung 4.17: Schaltung für die Langzeitmessung der 3of4-Koinzidenzrate. Die Kabelführung zu den Koinzidenzstufen ist mit den nummerierten Labels angedeutet.

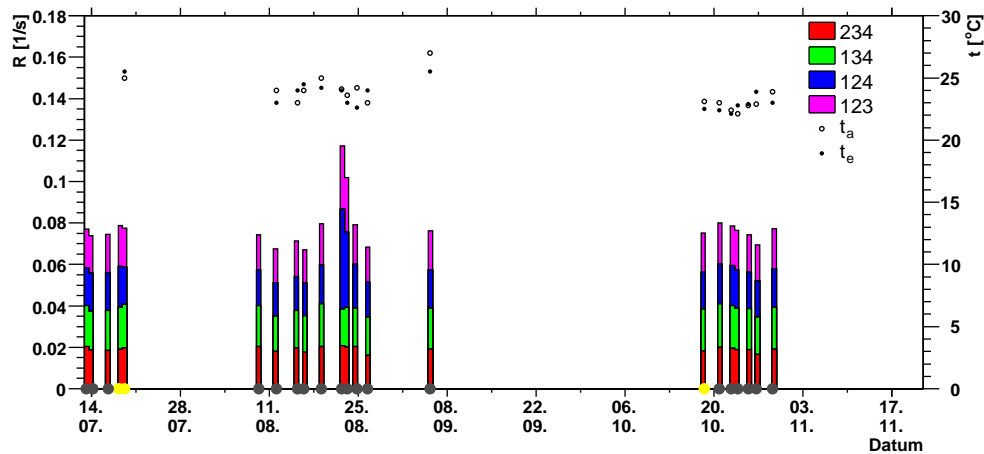


Abbildung 4.18: Langzeitmessung der Teilraten R_{234} bis R_{123} (für die Benennung vgl. Abb. 4.17). Eingetragen sind zusätzlich die jeweiligen Raumtemperaturen im Labor zu Beginn und zum Ende der Messung. Da meistens über einen oder mehrere Tage gemessen wurde, können die Temperaturen nur als grober Schätzwert für die mittlere Raumtemperatur verstanden werden. Ebenfalls indiziert ist mit einem gelben oder braunen Punkt auf der Abszisse, ob der Raum während der Messung beleuchtet war, oder nicht. Auf Fehlerbalken wurde zugunsten der Übersichtlichkeit in dieser Grafik verzichtet. Der Fehler der Temperaturmessung beträgt $\pm 0.2^\circ\text{C}$.

der Untergrund zu vernachlässigen. Für die 2of4-Koinzidenz wird der Untergrund analog zu Gl. 3.1 berechnet, wobei die Einzelrate pro Teildetektor über die Raumtemperatur nach den Werten in Abb. 4.14 berechnet wird.

Abb. 4.18 zeigt und erklärt die aufgenommenen Daten der Teilraten für die Rate der 3of4-Koinzidenz. Licht und Temperatur zeigen keine erkennbaren Einflüsse auf den Detektor. Bis auf zwei Ausnahmen streut die Gesamtrate um einen konstanten Wert. Die Abweichungen sind im Allgemeinen größer als die reinen statistischen Poisson-Fehler ($\Delta R_i < 0.002 \text{ s}^{-1}$). Die zusätzlichen Schwankungen lassen sich physikalisch durch Veränderungen des Atmosphärendrucks und damit der Schauerausbildung, oder durch Schwankungen der Messapparatur erklären.

Für den Peak am 22. und 23. August 2005 gibt es keine offensichtliche Erklärung. Wie man dem Plot entnehmen kann, ist die Teilrate R_{124} für den Peak ausschlaggebend, etwas weniger stark erhöht ist R_{123} . R_{234} und R_{134} zeigen dagegen keine signifikante Abweichung. Daraus kann man nun die Hypothese ableiten, dass Szint. 001 und Szint. 002 ein stark erhöhtes Rauschen erfuhren und die betroffenen Teilraten durch Zufallskoinzidenzen erhöht wurden.

Die Möglichkeit lässt sich mit einer Abschätzung untersuchen. Das Rauschen der Szintillatoren bei 25°C beträgt etwa $R_{\text{Noise}} \approx 300 \text{ s}^{-1}$, das Koinzidenzfenster ist $t_{\text{Koin}} = 1 \mu\text{s}$. Nimmt man vereinfacht an, dass die beiden betroffenen Zähler die gleiche stark erhöhte Rauschrate x hatten, dann folgen mit den gemessenen Abweichungen folgende Bedingungen:

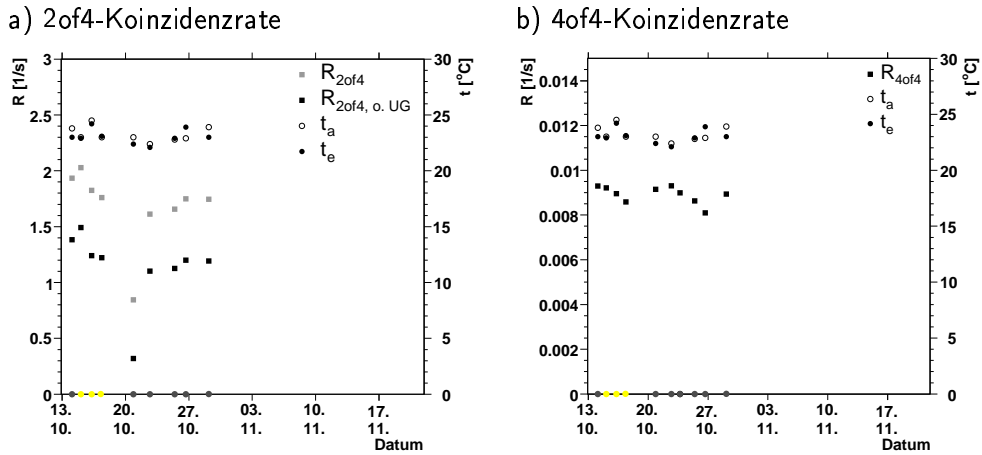


Abbildung 4.19: Langzeitmessung der 2of4- und 4of4-Koinzidenzrate. Die Messung erfolgte über das Nof4-Modul und die Computeranbindung. In a) sind zusätzlich die Temperaturen zu Beginn und Ende der Messung eingetragen und die Rate nach Abzug des Untergrundes. Der Untergrund wurde dazu jeweils für beide Temperaturen berechnet und gemittelt.

1. Der Zuwachs von R_{234} soll kleiner als 0.002 sein:

$$\begin{aligned} (300 \text{ s}^{-1})^2 \cdot (1 \mu\text{s})^2 \cdot x &\lesssim 0.002 \\ x &\lesssim 23000 \text{ s}^{-1} \end{aligned} \quad (4.6)$$

2. Die Abweichung von R_{124} soll 0.02 betragen:

$$\begin{aligned} (300 \text{ s}^{-1}) \cdot (1 \mu\text{s})^2 \cdot x^2 &\approx 0.02 \\ x &\approx 8100 \text{ s}^{-1} \end{aligned} \quad (4.7)$$

Es gibt also einen erlaubten Bereich für x , allerdings muss dafür das normale Rauschen um einen Faktor 10-100 steigen. Starke Lichtlecks erreichen diese Bedingung, es wurden jedoch keine festgestellt und der Raum war abgedunkelt. Die Erklärung bleibt also unklar.

Für die Berechnung des Mittelwertes der 3of4-Rate wurden die Ausreißer herausgenommen, und der Mittelwert der 4of4-Rate entsprechend Gl. 4.5 abgezogen. Tab. 4.5 zeigt die Endresultate der Messungen. Für die 2of4-Rate wurden jeweils die gemessenen und die um den Untergrund reduzierten Werte einzeln gemittelt. Da für die 3of4-Rate nicht über den gesamten Zeitraum Temperaturen gemessen wurde, wurde lediglich ein mittlerer Untergrund aus den vorhandenen Temperaturen berechnet, und vom Mittelwert der Rate abgezogen. Da der Einfluss des Untergrundes sehr klein ist ($< 0.3\%$), ist dieses Vorgehen im Rahmen der resultierenden Unsicherheiten ausreichend.

4.5.3 Koinzidenzraten unter freiem Himmel

An zwei Nächten im Sommer, am 03.07.05 und am 27.08.05, wurden die Szintillationszähler auf dem Parkplatz des Physikalischen Institutes der RWTH-Aachen

Koinzidenztyp	Rate [1/s]
2of4	1.559 ± 0.001
2of4 o. UG	1.116 ± 0.004
Σ 3of4	0.0754 ± 0.0002
3of4 korr./o. UG	0.0484 ± 0.0003
4of4	0.00895 ± 0.00008

Tabelle 4.5: Ergebnisse der Langzeitmessung der 3of4-Rate. Σ 3of4 ist die Summe der



Abbildung 4.20: Aufbau des Luftschauerdetektors auf dem Parkplatz des Physikalischen Institutes. Zu sehen sind die vier Szintillatoren in ihren Holzhalterungen auf der Palette, die die stabile Unterlage bildet. Im Vordergrund liegt ein Ausschnitt der roten Hochspannungskabel, die in die Labore der Werkstatthalle führen (im Hintergrund hell zu erkennen).

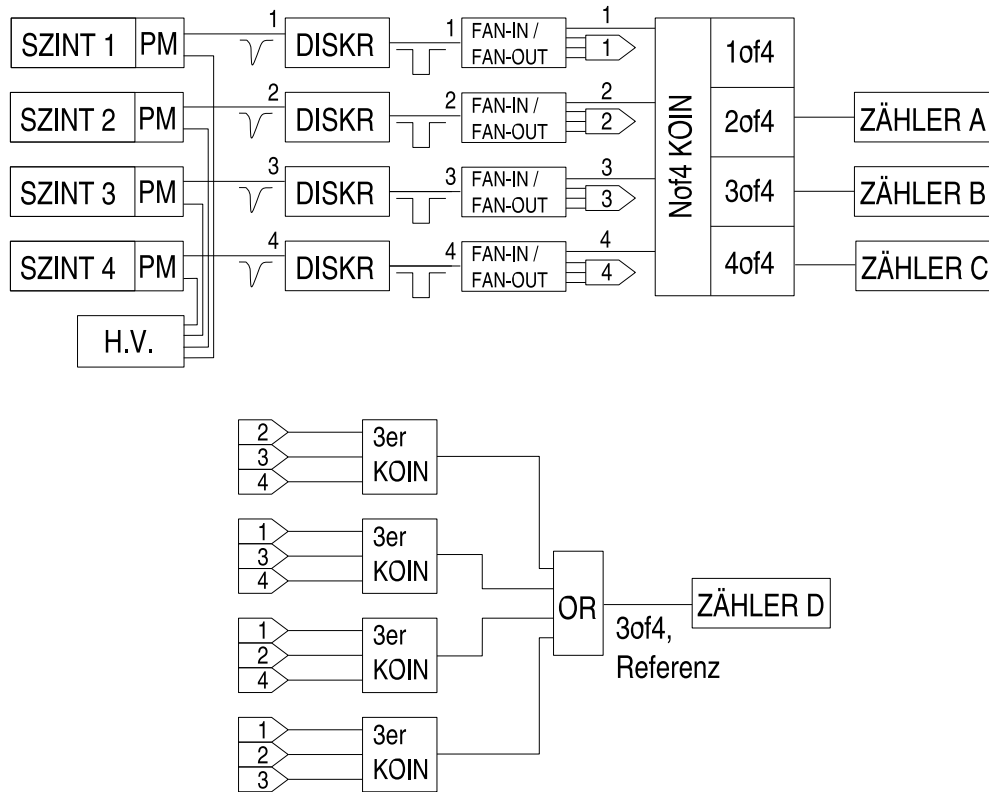


Abbildung 4.21: Schaltung für die Messung der Koinzidenzraten mit dem Nof4-Modul und Kontrollmessung der 3of4-Koinzidenz.

auf einer Holzpalette aufgebaut (vgl. Abb. 4.20). Da die Szintillationszähler nicht vor Witterung geschützt sind, mussten Nächte abgewartet werden, die Trockenheit versprachen. Die Messung bei Nacht hat zwei Vorteile: 1) Unentdeckte Lichtlecks werden kompensiert, 2) heizen sich die Szintillatoren nicht so sehr auf. Durch ihre dunkle bis schwarze Oberfläche werden die Szintillatoren bei ungeschützter Sonneneinstrahlung schnell sehr warm, was das temperaturabhängige Rauschen in die Höhe treibt und den Kleber der äußeren Schutzschicht aus Klebeband aufweicht. Dadurch lösen sich eventuell Teile des Klebebands und erzeugen neue Lichtlecks.

Die Detektoren wurden bei dieser Messung genauso angeordnet, wie im Gebäude auf dem Arbeitstisch (vgl. Abb. 4.15). Die Signal- und Hochspannungskabel wurden ins Gebäude geführt und dort an die Crates angeschlossen. Um die verschiedenen Koinzidenzraten zu messen, wurde das Nof4-Modul benutzt. Die 3of4-Rate wurde zusätzlich parallel mit den einzelnen 3er-Koinzidenzen vermessen. Die Schaltung dazu zeigt Abb. 4.21. Um den Untergrund später abziehen zu können, wurden jeweils vor der Hauptmessung die aktuellen Einzelraten der Szintillationszähler bestimmt.

Das Ergebnis der beiden Messungen ist in Abb. 4.22 zu sehen. Der starke Unterschied in den Raten der Teildetektoren zwischen beiden Messungen ist auf

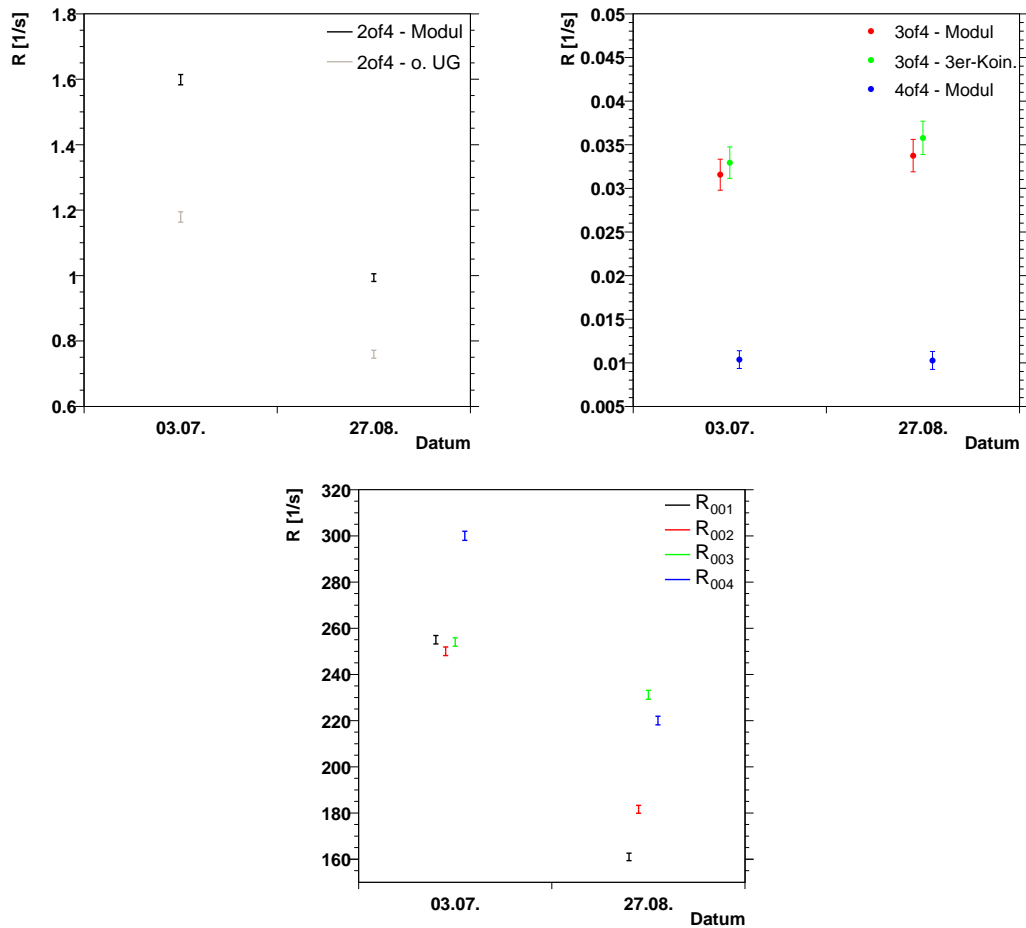


Abbildung 4.22: Gemessene Raten im Freien. Dargestellt sind die Koinzidenzraten mit $k \geq 2$, die über die 3er-Koinzidenzen gewonnene alternative 3of4-Rate und die Raten der einzelnen Zähler R_{001} - R_{004} . Für die 2of4-Rate ist der gemessene Wert und der um den Untergrund korrigierte Wert eingezeichnet. Für die höheren Koinzidenzen ist der Untergrund vernachlässigbar klein.

Koinzidenz- typ	Größe	Wert
2of4	R [1/s]	1.3 ± 0.3
2of4 o. UG	R [1/s]	1.0 ± 0.2
3of4	R [1/s]	0.033 ± 0.001
3of4 mit 3er-Koin.	R [1/s]	0.034 ± 0.001
3of4	$p_{\text{Verl.}}$ [%]	4.7 ± 0.3
4of4	R [1/s]	0.0103 ± 0.0007

Tabelle 4.6: Mittelwerte aus der Messung im Freien. Die 2of4-Rate ist mit und ohne Untergrund eingetragen, die 3of4-Rate in ihren beiden Messvarianten. Der Prozentwert gibt den Verlust an 3of4-Koinzidenzen des Nof4-Moduls relativ zur Referenzschaltung wieder.

die Temperaturabhängigkeit zurückzuführen. Die Aussentemperatur betrug bei der ersten Messung 20°C , bei der zweiten nur 12°C . Aus diesen Raten wurden die Untergründe der einzelnen Koinzidenztypen analog zu Gl. 3.1 berechnet – jedoch ohne die Näherung eines mittleren Rauschens. Eine Korrektur ist jedoch nur bei der 2of4-Rate notwendig, die Korrekturen der höheren Koinzidenzen können im Verhältnis zur statistischen Unsicherheit vernachlässigt werden.

Vergleicht man die beiden Tage weiter, so sieht man, dass die Koinzidenzen 3of4 und 4of4 innerhalb der statistischen Unsicherheiten beste Übereinstimmung zeigen. Die Abweichung zwischen den beiden 2of4-Raten ist jedoch signifikant, wenn auch der Abstand zwischen beiden durch die Untergrund-Korrektur kleiner wird. Da sich die Effizienz des Detektors zwischen beiden Messungen nicht geändert hat, ist eine mögliche Hypothese, dass die 2of4-Koinzidenzrate stärker vom Rauschen beeinflusst wird als durch die Untergrundformel vorhersagt, das hieße z.B., dass ein Teil des Rauschens nicht gleichverteilt ist. Für die Abweichung kommen jedoch auch andere, trivialere Ursachen in Frage, wie Ablesefehler. Aus zwei Messwerten lässt keine Aussage ableiten.

Der systematische Unterschied in der auf zwei Arten gemessenen 3of4-Rate lässt sich dagegen erklären und liegt in der schlechteren zeitlichen Auflösung des Nof4-Moduls begründet. Die Überlappung zweier Pulse muss für die langsameren TTL-Bausteine mindestens 40 ns betragen, um eine Koinzidenz auszulösen, während bei den 3er-Koinzidenzen mit ECL-Bausteinen ein Überlapp von 3 ns ausreicht. Der so entstehende Verlust wurde über beide Wertepaare gemittelt und ist in Prozent mit den Mittelwerten der Koinzidenzraten in Tab. 4.6 angegeben. Der Verlust lässt sich leider mathematisch von der 3of4-Koinzidenz nicht leicht auf die anderen Koinzidenzen übertragen.

Kapitel 5

Vergleich von Experiment- und Simulationsdaten

Nachdem die Ergebnisse aus Simulation und Experiment einzeln vorgestellt wurden, sollen die Resultate hier nochmal zusammengefasst und mit einander verglichen werden.

Abb. 5.1 stellt die Schauerkoinzidenzraten der Simulation (vgl. Tab. 3.5) und des Experimentes (vgl. Tab. 4.5, Tab. 4.6) einander gegenüber. Man beachte die besonderen Einschränkungen, die zu den einzelnen Werten aufgeführt werden. Die zusätzliche Abschirmung führt nicht zu einer drastischen Verringerung der Koinzidenzraten, dies zeigen sowohl Experiment als auch Simulation. Die gemessene 3of4-Rate im Gebäude übersteigt sogar ihren Wert von außerhalb. In der Simulation gilt das gleiche für die 2of4-Rate. Die Auswertung der Simulation zeigt, dass der Effekt der Absorption von niederenergetischen Schauerpartikeln durch das Aufschauern von einzelnen hochenergetischen Teilchen zum Teil kompensiert wird. Insbesondere niederenergetische Schauer geben dadurch einen größeren Beitrag zu den Schauerkoinzidenzen.

Die Abweichungen zwischen Experiment und Theorie müssen jedoch etwas diskutiert werden. Da die Simulation so eingestellt wurde, dass sie die experimentellen Raten reproduzieren sollte, sollen die Abweichungen der Simulation vom Standpunkt des Experimentes aus bewertet werden.

Für die Simulation spricht, dass sie die Größenordnungen der einzelnen Koinzidenzraten richtig wieder gibt. Es zeigt sich jedoch eine deutliche Systematik darin, dass die Werte in allen Bereichen hinter den experimentell gemessenen zurückfallen. Die relative Abweichung ist dabei bei allen Koinzidentypen ähnlich und liegt etwa bei einem Faktor von 5. Eine Ausnahme bilden die ohne Abschirmung gemessenen 2of4- und 3of4-Raten, die Abweichung erster ist etwas größer, die der zweiten etwas kleiner als der Schnitt. Die genauen Werte enthält zum Vergleich Tab. 5.1.

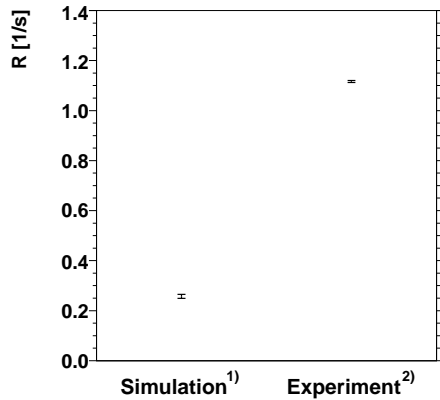
5.1 Simulation und Experiment ohne Abschirmung

In die Simulation gehen nur die CORSIKA-generierten Luftschauer ohne Gebäudesimulation ein. Die Systematik der zu kleinen Simulationsraten reiht sich

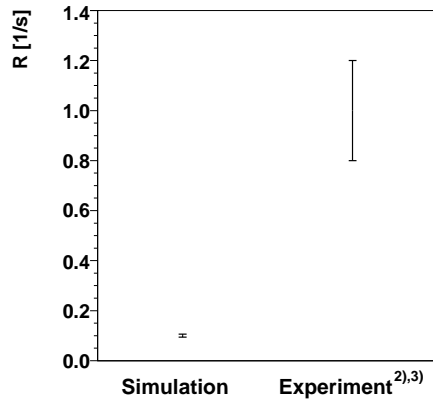
a) Im Gebäude

b) Im Freien

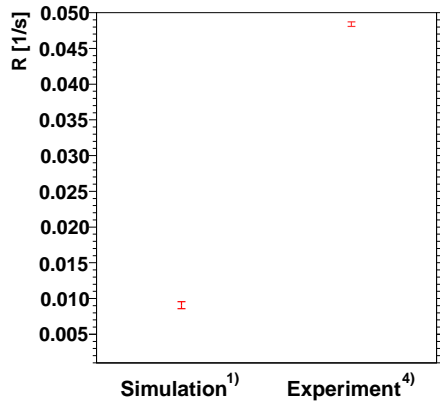
2of4



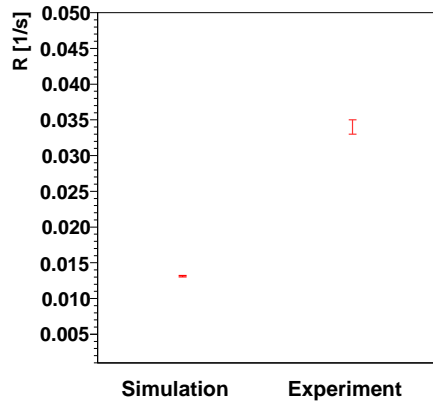
2of4



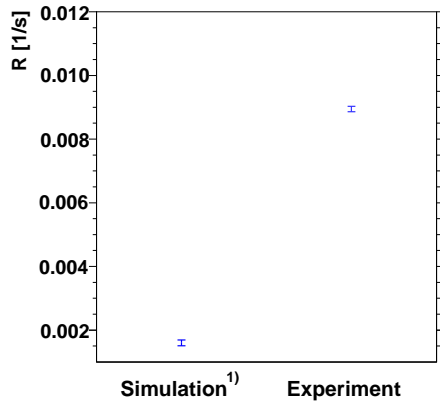
3of4



3of4



4of4



4of4

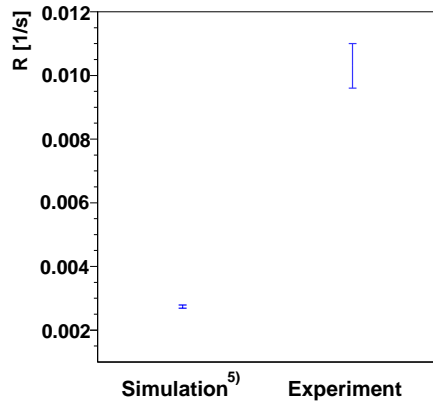


Abbildung 5.1: Luftschauerkoinkidenzen, simulierte und gemessene Raten im Vergleich. Einschränkungen: In allen Simulationenwerten fehlen systematische Fehlerangaben. ¹⁾Nur Primärenergien im Bereich $10 \text{ GeV} \leq E \leq 4.6 \cdot 10^5 \text{ GeV}$. ²⁾Stark vom Untergrund abhängig. ³⁾Mittelwert aus zwei stark abweichenden Größen. ⁴⁾Implizite Abhängigkeit von der 4of4-Rate. ⁵⁾Zu niedrige Beiträge im Bereich $4.6 \cdot 10^5 \text{ GeV} \leq E \leq 2.2 \cdot 10^9 \text{ GeV}$.

in die Beobachtung ein, dass die generierten Luftschauer den Elektronenfluss auf Erdoberfläche nicht korrekt wiedergeben (vgl. Tab. 3.4), der nach den Ergebnissen der Simulation jedoch für die Koinzidenzraten die Hauptrolle spielt.

In der Simulation wurden verschiedene Näherungen gemacht. Die meisten davon begünstigen einen höheren Elektronenfluss und damit größere Koinzidenzraten als in der Realität: die Begrenzung des Primärspektrums auf reine Proton-Schauer und die Beschränkung des Zenitwinkels auf $\theta < 70^\circ$. Letzteres hat jedoch nachweislich einen vernachlässigbaren Einfluss (vgl. Abb. 3.24). Die Verwendung des spektralen Index von $\alpha = -2.7$ über 10^5 GeV lässt auch höhere simulierte Raten erwarten, für den Elektronenfluss ist der spektrale Index oberhalb von 10^5 GeV dagegen nicht mehr entscheidend, da die Hauptbeiträge aus niedrigeren Primärenergie-Intervallen stammen.

Ein Grund für den geringen Elektronenfluss kann man nach diesem Wissensstand nur in der Wahl der niederenergetischen Cuts in CORSIKA oder in der Wahl der hadronischen Wechselwirkungsmodelle suchen. Das hadronische Wechselwirkungsmodell hat insbesondere Einfluss auf die durchschnittliche Tiefe des Schauermaximums [51], was sich auch auf die Elektronendichte auf Erdoberfläche auswirken kann.

Zu hoch gewählte Cuts können sowohl einen zu kleinen Elektronenfluss als auch eine zu kleine Koinzidenzrate erklären. Die Schwelle auf die kinetische Energie der Elektronen und der Photonen wurde in der Standardeinstellung auf > 3 MeV gesetzt. Elektronen und Photonen dieser Energie sind jedoch in der Lage, noch eine weitere Schauer-Generation zu erzeugen, was einer Multiplikation der Teilchenzahlen der elektromagnetischen Komponente mit einem Faktor zwischen 1 und 2 gleichkommt. Ein Vergleich der Literatur zeigt, dass der simulierte Elektronenfluss um einen Faktor von ~ 1.4 zu klein ist.

Abgesehen von der reinen Dichte an Elektronen sind gerade niederenergetische Teilchen aus den letzten Entwicklungsstufen eines Schauers räumlich und zeitlich eng korreliert und damit insbesondere geeignet, Koinzidenzen im Detektor auszulösen. Ein Einschnitt in diese Teilchen kann einen Einschnitt in den Raten bedeuten. Die Hypothese ließe sich überprüfen, indem man einen Satz von Schauern mit anderen Cuts oder anderen Wechselwirkungsmodellen generiert, und dann die Ergebnisse der Detektorsimulationen vergleicht.

Für den 3of4- und 4of4-Typ fehlen zusätzlich Beiträge aus dem Thinning, wo die Rekonstruktionsroutine der Detektorsimulation die Schauerstruktur zu sehr verfälscht (vgl. Abb. 3.20). Extrapoliert man den Verlauf der Kurve heuristisch vom Bereich der ungedünnten Schauer aus, so erscheint ein Zuwachs von maximal 100 % möglich, was nicht ausreicht, um die Lücke zum experimentellen Ergebnis zu schließen.

5.2 Simulation und Experiment mit Abschirmung

Durch die zusätzliche Abschirmung haben die CORSIKA-Cuts auf die Simulation mit den fortgesetzten Schauern weniger Einfluss, da niederenergetische elektromagnetische Teilchen ohnehin absorbiert werden würden. Darüber hinaus enthält die Simulation im Gebäude jedoch mehr Fehlerquellen als die Simulation

$R_{\text{Exp}}/R_{\text{Sim}}$	2of4	3of4	4of4
Im Gebäude	0.8	0.8	0.8
Im Freien	0.93	0.6	0.7

Tabelle 5.1: Abweichung von Simulation und Experiment, bezogen auf das Experiment.

ohne Abschirmung: die Beschreibung der Geometrie, die fehlenden hadronischen Wechselwirkungen und die fehlenden Schauerbeiträge oberhalb von $4.6 \cdot 10^5$ GeV.

Die Gebäudegeometrie ist stark vereinfacht worden. Seitenwände und Materialien abgesehen von Beton fehlen in der Beschreibung. Schräg durch Fenster oder Außenwände einfallende Schauerteilchen durchqueren unter Umständen deutlich weniger Material. Ob die simulierte Rate einer Koinzidenz dadurch zu groß oder zu klein ausfällt, ist jedoch nicht so leicht abzuschätzen.

Eine eindeutige Verringerung der Raten kommt dagegen durch die Vernachlässigung der hadronischen Subschauer zustande. Hadronen sind im Schauer nicht sehr zahlreich ($\sim 2\%$ des Myonflusses), lösen jedoch auf der anderen Seite sehr wahrscheinlich weitere Subschauer in der Abschirmung aus. Dies könnte die Rate gerade bei niedrigen Energien in die Höhe treiben, ähnlich wie es schon jetzt durch die elektromagnetische Komponente geschieht.

Weiterhin fehlen Beiträge für Schauer mit $E > 4.6 \cdot 10^5$ GeV. Es ist unklar, ob oberhalb dieser Energie noch wesentliche Beiträge hinzukommen. Eine Extrapolation der Verteilungen ist aufgrund der vorhandenen Daten praktisch nicht möglich. Die 3of4- und 4of4-Rate sollten von diesem Effekt stärker betroffen sein. Die 2of4-Rate dagegen hat ihr ausgeprägtes Maximum schon bei kleineren Energien. Betrachtet man die relativen Abweichungen zur experimentellen Rate, zeichnet sich die 2of4-Rate jedoch nicht durch eine bessere Übereinstimmung aus.

Es muss also noch andere Gründe für die Abweichungen geben.

Kapitel 6

Abschluss

6.1 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde ein Luftschauerdetektor aus Szintillatoren simuliert, aufgebaut und betrieben.

Für die Simulation wurde eine große Bibliothek an Luftschauern mit dem Programm CORSIKA generiert, die sowohl vollständige als auch ausgedünnte Schauer enthält. Es wurde ein Detektorsimulationsprogramm geschrieben, welches auf diesen Schauerdaten operiert und die Signalraten verschiedener Detektor- und Koinzidenzdesigns berechnet (Funktion mit gedünnten Schauern nur eingeschränkt). Zusätzlich wurde eine Gebäudesimulation geschrieben, welche mit Hilfe von GEANT4-Routinen die Schauer durch zwei parallele Betondecken fortsetzt (unter Vernachlässigung von hadronischen Wechselwirkungen). Ein Teil der Schauerbibliothek wurde auf diese Weise konvertiert und ist mit der Detektorsimulation verwendbar.

Der Luftschauerdetektor selbst wurde kostengünstig aus gebrauchten Lager teilen des III. Physikalischen Institutes der RWTH-Aachen gebaut. Der Aufbau wurde mit verschiedenen Methoden für den Gebrauch als Luftschauerdetektor kalibriert und liefert zuverlässige, stabile Ergebnisse. Um die Koinzidenztypen 1of4, 2of4, 3of4 und 4of4 herzustellen, wurde ein NIM-Modul gebaut, welches seine Ausgangssignale über normale NIM-Buchsen und über ein Computerinterface per Parallelport zur Weiterverarbeitung anbietet. Mit dem fertigen Detektor wurden die Raten der einzelnen Schauerkoinzidenzen im Gebäude und an zwei Gelegenheiten auch im Freien vermessen.

6.2 Ausblick: Mögliche Verbesserungen des Detektors

Der Basis-Typ A hat sich in der Praxis bewährt, und bietet gegenüber dem im Lager vorhandenen Typ B deutliche Vorteile beim Nachweis von Luftschauer teilchen, wie bessere Verstärkung bei gleichzeitig niedrigerer angelegter Hochspannungen. Ein Umbau einer alten Typ B Basis ist unkompliziert. Es sollten daher in Zukunft nur Typ A-Basen verwendet werden.

Für den Einsatz des Detektors außerhalb eines Gebäudes fehlt ein wetterfester Schutz. Dieser sollte vor Feuchtigkeit schützen, jedoch auch vor Sonnenein-

strahlung, da sich das Rauschen der einzelnen Teildetektoren mit dem Anstieg der Temperatur deutlich erhöht.

Die Auswerteelektronik aus Diskriminator- und Koinzidenzmodul in einem Standard-Crate ist nicht sehr mobil und ungeeignet für den Außeneinsatz. Der Betrieb des Detektors über eine Kabellänge von 40 m hat sich als erfolgreich erwiesen, jedoch wäre eine komplette Hardware-Lösung auf einem mobilen Board, welches zur Versorgung nur eine Batteriespannung benötigt, optimal. Ebenfalls interessant zu prüfen wäre der Einsatz von Photodioden statt Photomultipliern zur Lichtwandlung, z.B. in Form von APDs.

Die Gewinnung weiterer Messgrößen kann mit dem Aufbau angestrebt werden. Neben der reinen Zeitinformation wäre beim Eintreten einer Schauerkoinzidenz auch das Auslesen der integrierten Lichtmenge interessant, die eine Bestimmung der lokalen Teilchendichte des Schauers erlaubt. Durch eine Vergrößerung der Teildetektorabstände oder die gleichzeitige Verwendung von mehreren Detektorstationen ließe sich durch einen präzisen Vergleich der Ankunftszeiten der Einfallswinkel eines Schauers rekonstruieren.

Anhang A

Nof4-Koinzidenz

Das Nof4-Koinzidenz Modul wurde speziell für den Luftschauerdetektor in Zusammenarbeit mit der Elektronikwerkstatt des III. Phys. Inst. A der RWTH-Aachen angefertigt. Das Modul gehorcht in Bauform und logischen Pegeln dem NIM-Standard, d.h. logisch 0 = 0 V, logisch 1 = -0.8 V. **Nicht erfüllt** wird der NIM-Standard in der Anforderung an die An- und Abstiegszeiten von 1.5 ns, und die Detektierbarkeit von minimal 5 ns langen Pulsen. Die minimal detektierbare Pulslänge am Eingang und intern liegt bei ca. 40 ns.

Das Modul verwendet intern die TTL-Logik. Der Vorteil der TTL-Logik im Vergleich zur schnelleren ECL-Logik liegt bei der exzellenten Verfügbarkeit der preiswerten Bausteine. Der Nachteil der längeren Schaltzeiten wird durch den speziellen Verwendungszweck aufgehoben. Die Eingangspulse sind mit 1 μ s deutlich länger als 40 ns, so dass mit einem ausreichenden zeitlichen Überlapp gerechnet werden kann.

A.1 Frontplatte und Rückplatte

Vgl. Abb. A.1. Die Frontplatte enthält:

- 4 Eingänge. Die Eingänge akzeptieren NIM-Signale mit einer Mindestbreite von ca. 40 ns.
- 1 abschaltbares Gate. Ist es eingeschaltet, so werden Signale an den Eingängen nur akzeptiert, wenn gleichzeitig am Gate eine logische 1 anliegt. Dies ermöglicht das An- und Abschalten der Messung per Zeitsteuerung oder Rechner.
- 4 Ausgangspaare mit jeweils einem Satz von 2 normalen Ausgängen, 1 invertierten und 1 linearen Ausgang, für jeweils einen der kof4-Koinzidenztypen mit $k = 1, \dots, 4$. Der lineare Ausgang enthält als Information den zeitlichen Überlapp der jeweiligen Koinzidenz.

Rote LEDs für jeden Ein- und Ausgang auf der Frontplatte zeigen Aktivität an. Die grüne LED leuchtet auf, wenn das Gate eingeschaltet ist.

Die Rückplatte enthält:

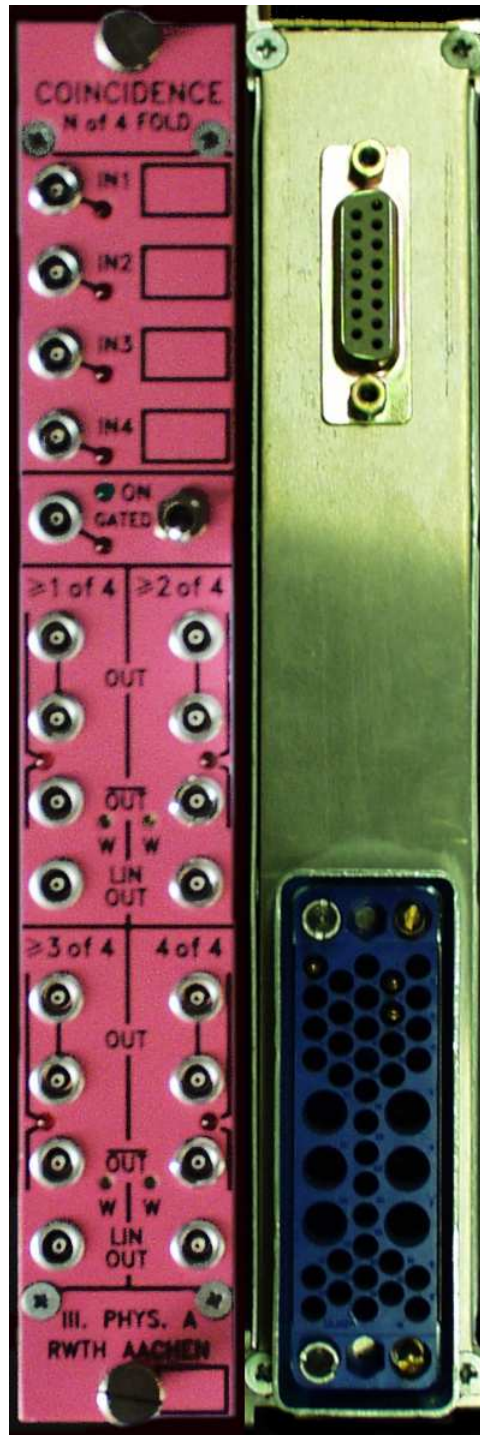


Abbildung A.1: Front- und Rückseite der Nof4-Koinzidenz.

Pin 15-polig	Pin 25-polig	PC Zugriff	Beschreibung	Verwendung
1	2	Schreibend	Data 0	PC→Reset
6	10	Lesend	$\overline{\text{ACK}}$	Interrupt→PC
1	11	Lesend	Busy	Koinzidenz 1 aus 4
2	12	Lesend	Paper Empty	Koinzidenz 2 aus 4
3	13	Lesend	Select	Koinzidenz 3 aus 4
4	15	Lesend	$\overline{\text{Error}}$	Koinzidenz 4 aus 4
9-15	18-25	–	Ground	gemeinsame Erdung

Tabelle A.1: Pinbelegungen und Bit-Zustände im PC.

- 1 15-poligen SUB-D-Stecker. Dieser wird mit einem speziellen Kabel auf einen 25-poligen SUB-D-Stecker überführt, der an den Parallelport eines Computers angeschlossen werden kann. Die Pinbelegungen sind in Tab. A.1 aufgeführt.
- 1 Standardversorgungsanschluss für NIM-Crates.

A.2 Funktionsweise

Das Modul nimmt 4 Eingangssignale an. An den jeweiligen Ausgangsstufen können 4 Koinzidentypen gleichzeitig abgegriffen werden. Der Koinzidentyp k of4 mit $k = 1, \dots, 4$ tritt genau dann ein, wenn an $n \geq k$ Eingängen gleichzeitig ein Signal anliegt. Es ist dabei egal, welche Eingänge es sind. Beispiele:

- An den Eingängen liegt gleichzeitig 1 Signal an. Die 1of4-Koinzidenz wird ausgelöst.
- An den Eingängen liegen gleichzeitig 3 Signale an. Die 1of4-, die 2of4- und die 3of4-Koinzidenz werden ausgelöst.

Über den Parallelport können die Koinzidenzsignale auch simultan mit einem PC ausgelesen werden. An den Pins liegt dabei dieselbe Information an, die auch an den NIM-Ausgängen abgegriffen werden kann, lediglich die 1of4-Koinzidenz wird nicht an den PC geleitet, dies ist jedoch leicht auf der Platine änderbar. Auf dem PC muss entsprechende Software laufen, die die Signale erkennt und verarbeitet. Implementiert wurden ein Programm zur Messung der Rate und ein Programm zur Messung von Zeitdifferenzen zweier Koinzidenzereignisse.

A.3 Arbeitsmodi der Computeranbindung

Das Koinzidenzmodul kann den Parallelport in zwei Arbeitsmodi betreiben. Man schaltet zwischen den beiden Modi um, indem man den Dreifach-Jumper K8 auf der Parallelportplatine umsetzt.

1. *Kontinuierlicher Modus* (Jumper auf 3-2): Die Signale der Koinzidenzen werden über Monoflops zeitverlängert direkt auf die Pins des Parallelports gelegt. In diesem Modus überprüft der Computer periodisch das Bitsignal der Pins, bei einem Sprung von 0 auf 1 wird gezählt. Die Signallänge muss daher mit Hilfe der Monoflops größer als eine Taktlänge des Computers eingestellt werden, damit der Computer das Signal auf jeden Fall erkennt. Dies ist die einfachste Art der Auslese, belastet die CPU des Computers jedoch zu 100 %. In einem modernen Multi-Tasking-Betriebssystem sollte dem überwachenden Prozess eine sehr hohe Priorität gegeben werden, damit gleichzeitig laufende Prozesse die Messung nicht unterbrechen.
2. *Hand-Shake-Verfahren* (Jumper auf 2-1): Wird eine Koinzidenzen mit $k \geq 2$ ausgelöst, so wird das Koinzidenzsignal fest in einem Flip-Flop gespeichert. Gleichzeitig wird dem Computer über Pin 10 des Parallelports ein Hardware-Interrupt gesendet. Der Computer wartet auf den Interrupt und startet bei Erhalt die Auslese des Bitzustands auf dem Parallelport. Ist das Auslesen abgeschlossen, gibt der Computer abschließend ein Signal auf Pin 2 zurück, das den Eingang des Flip-Flops wieder öffnet. Dieser Betriebsmodus ist der Arbeitsweise eines modernen Multi-Tasking-Betriebssystems besser angepasst und belastet die CPU kaum, ist jedoch in Hard- und Software komplizierter zu verwirklichen.

A.4 Schaltung

Die Arbeitsweise wird anhand der Schaltpläne auf S. 119ff beschrieben. Wo Teile der Schaltung in mehrfacher Ausführung vorliegen, wird der Signalverlauf exemplarisch erklärt. Es ist zu beachten, dass einige Logik-Bausteine ihre Ausgangsspannung selbst erzeugen, während andere Open-Collector-Ausgänge haben, die von außen mit einer Spannung belegt werden müssen.

A.4.1 Hauptplatine

1. Eingänge (Blatt 1): An der Lemo-Buchse BU1 wird ein NIM-Signal entgegengenommen, dessen Pegel sich zwischen 0 V und -0.8 V, entsprechend den logischen Zuständen 0 und 1, bewegt. Die beiden Widerstände R5 und R6 bieten zusammen einen Abschlußwiderstand für das Signal von 50Ω . Der Transistor T2 verschiebt das Signal auf ECL-Level, mit -0.8 V und -1.6 V für 0 und 1, welches der MC10125-Baustein IC1 in einen Standard-TTL-Puls umwandeln kann. Die Rollen von hoher und tiefer Spannung werden dabei im Verhältnis zu ECL vertauscht, da im Folgenden +5 V für logisch 1 und 0 V für logisch 0 steht. Das Signal wird als nächstes nach einer Invertierung mit IC13c an den Treiber der LED übergeben, danach wird die Invertierung mit IC5f sofort wieder rückgängig gemacht.
2. LED-Treiber (Blatt 1): Dieser Teil des Schaltplans ist für alle LEDs an allen Ein- und Ausgängen identisch. Dadurch, dass das Signal invertiert ist, wird der Monoflop IC2a über den A-Eingang auf die negative Flanke

getriggert. Da keine Eingänge offen bleiben dürfen, wird der B-Eingang auf konstante +5 V gelegt. Dieser Typ eines Monoflops wird extern mit einem RC-Glied beschaltet, welches die Zeitkonstante für das Umschalten liefert. Das AND-Gatter IC3a mit Open-Collector-Ausgang liefert im signallosen Fall +5 V am Ausgang: die LED D1 ist aus. Kommt ein invertiertes Signal am Eingang an, zieht das AND seinen Ausgang auf 0 V, zunächst prompt durch das Eingangssignal, dann verlängert durch das invertierte Signal aus dem Monoflop; die Leuchtdiode leuchtet auf. Der Monoflop dient hier dazu, dass Aufblinken der Leuchtdiode solange zu verzögern, bis es für das Auge wahrnehmbar geworden ist.

3. Gate-Schaltung (Blatt 1): Der Gate-Eingang Bu5 entspricht in der ersten Stufe einem normalen Signaleingang. Ob das Signal weitergeleitet wird, hängt jedoch dem AND-Baustein IC22c mit Open-Collector-Ausgang ab und der Stellung des gekoppelten Doppelschalters SCHVPOL 2. Ist der Schalter in der *rechten Position*, wird der untere Eingang des AND auf 0 V gezogen, gleichzeitig führt der Open-Collector-Ausgang ins Leere. Das Signal wird nicht weitergeleitet und die nachfolgende Leitung E liegt durch die Spannungsversorgung auf +5 V. Die grüne LED D6 bleibt durch den Invertierer IC20f dunkel.

Ist der Schalter in der *linken Position*, liegt am unteren Eingang des AND IC22c stets +5 V an und das Gate-Signal wird durchgeleitet. Gleichzeitig liegt nun der Eingang des Inverters IC20f vor der Diode auf +5 V und die grüne LED leuchtet.

4. Koinzidenzschaltungen (Blatt 2): Die einzelnen Koinzidenzlogiken werden auf diesem Blatt komplett mit NANDs verwirklicht. Dies ist möglich, da ein NAND für invertierte Signale wie ein OR wirkt¹. Die letzte Stufe der Logik IC11a-d berücksichtigt das Gate-Signal. Man beachte, dass die eingehenden Signale nicht invertiert sind, die ausgehenden Signale das Blatt jedoch invertiert verlassen. Um gleiche Laufzeiten zu erhalten, wurde für jede Stufe die gleiche Zahl an Bausteinen verwendet.
5. Ausgänge (Blatt 3-6): Das eingehende invertierte Signal triggert den Monoflop IC19a über die negative Flanke, der das negative Signal entsprechend einer Zeitkonstante verlängert, die am verstellbaren Widerstand R56 des RC-Glieds justiert werden kann. Das invertierte Ausgangssignal mit fester Länge steuert die Ausgangs-Leuchtdiode (Schaltung identisch wie bei den Eingängen), gleichzeitig wird mit dem MC10124-Baustein IC18 von TTL-Logik wieder auf ECL-Logik umgesetzt. Der Baustein hat einen invertierten und einen nicht-invertierten Ausgang, deren Signale jeweils über einen Differenzverstärker (z.B. T6, T7, R34-R37) aus zwei entsprechend dimensionierten Transistoren auf NIM-Pegel gesetzt und auf die Ausgangsbuchsen Bu6-9 geleitet werden. Der lineare Ausgang funktioniert identisch, nur wird der Monoflop übersprungen. Die Ausgänge sind durch den Differenzverstärker kurzschluss- und spannungsfest.

¹Man überzeuge sich mit einer Wahrheitstabelle davon.

A.4.2 PC-Platine

Die PC-Platine ist eine zweite Platine, die in dem Modulgehäuse untergebracht ist. Sie wurde nachgerüstet, um den Anschluss an den PC zu ermöglichen.

1. Setzen und Löschen des SET-Signals (Blatt 1): Das invertierte Signal der Koinzidenzstufen wird von der Hauptplatine abgegriffen. Um diesen Teil der PC-Platine unabhängig davon zu machen, ob anderswo mit invertierten oder nicht-invertierten Signalen gearbeitet wird, kann jedes von diesem Blatt ein- und ausgehende Signal individuell über einen XOR-Baustein IC9a-d mit Hilfe eines Jumpers (K5, K6, ...) invertiert werden. Liegt durch die Jumper am zweiten Eingang des XOR +5 V an, invertiert der Baustein, liegt 0 V an, bleibt das Signal unverändert.

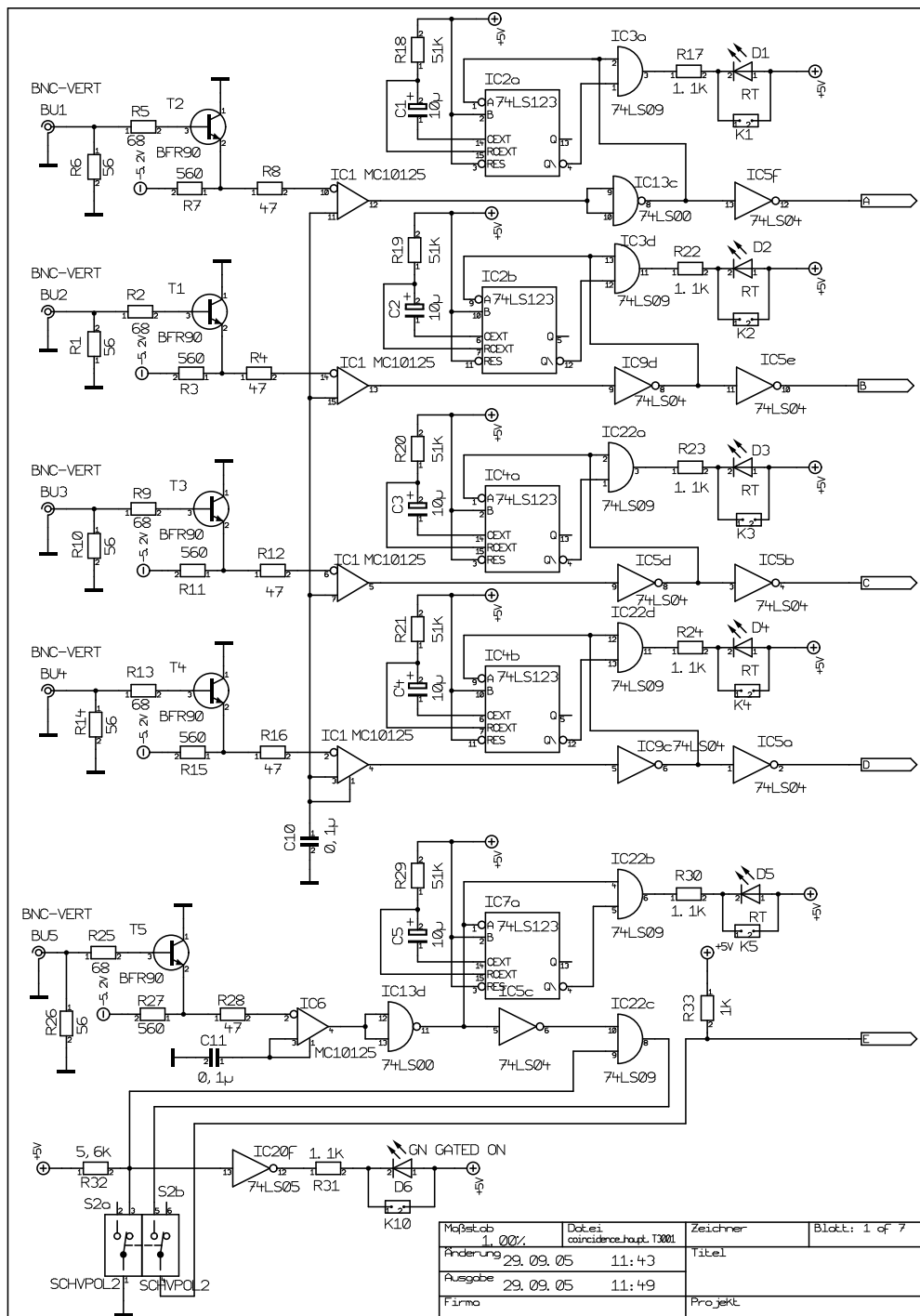
Das NAND IC8a wirkt als OR für die invertierten Signale. Eine logische +5 V wird weitergegeben, wenn eine der Koinzidenzen auslöst. Von dort aus wird das Signal einmal auf den Pin AUSG_1-4 herausgeführt und einmal an eine Stufe aus Invertierer IC1a, Kondensator C1 und NAND IC3b weitergeleitet. Diese Schaltung erzeugt einen sehr kurzen Puls: Im Normalfall liegt hinter dem Inverter +5 V an und der Kondensator ist geladen. Kommt ein Signal, schaltet der Inverter auf 0 V und der Kondensator entlädt sich. Für jeweils einen kurzen Moment liegen am NAND IC3b überall +5 V an, dies erzeugt am Ausgang einen sehr kurzen invertierten Puls.

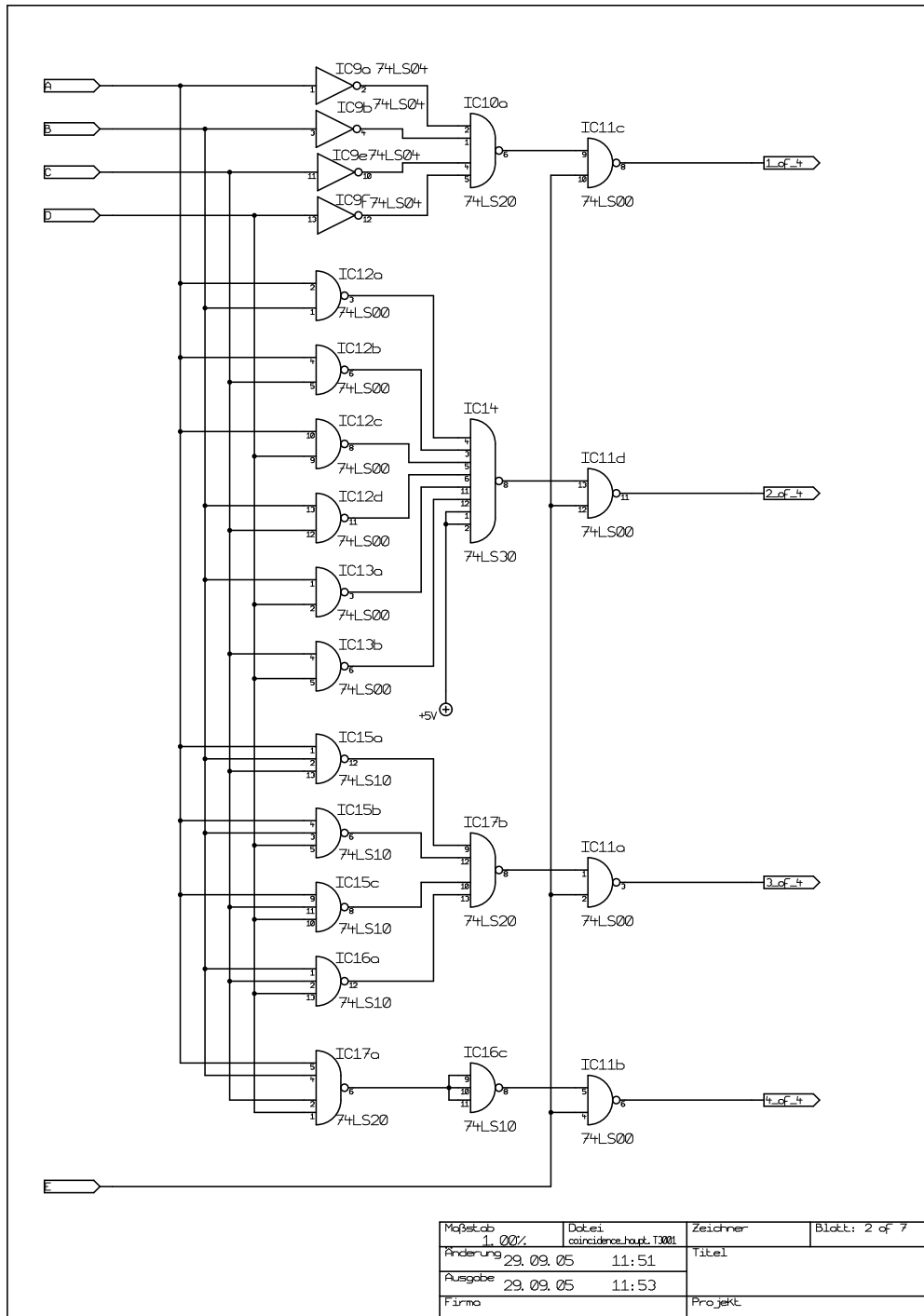
Die gekoppelten NANDS IC3a und IC3c im nächsten Schritt bilden einen zurücksetzbaren Schalter, wie man auf dem Papier mit einer Logiktafel nachvollziehen kann. Damit der Schalter funktioniert, müssen das zu speichernde Signal und das RESET-Signal invertiert sein. Dann aber schaltet der Schalter bei Eintreffen eines Signalpulses von 0 V am Ausgang um auf +5 V, solange, bis ein RESET-Puls ihn wieder zurücksetzt. Die Zenerdiode D1 am unteren NAND dient dabei zur definierten Initialisierung des Schalters in den geöffneten Zustand beim Einschalten des Moduls. Sie wirkt als kleine Kapazität: nach dem Einschalten liegt am Eingang für eine kurze Zeit 0 V an, dann dauerhaft +5 V. Um mit dem Flip-Flop richtig zu funktionieren, muss mit Hilfe des XORs IC2a das SET-Signal noch einmal invertiert werden.

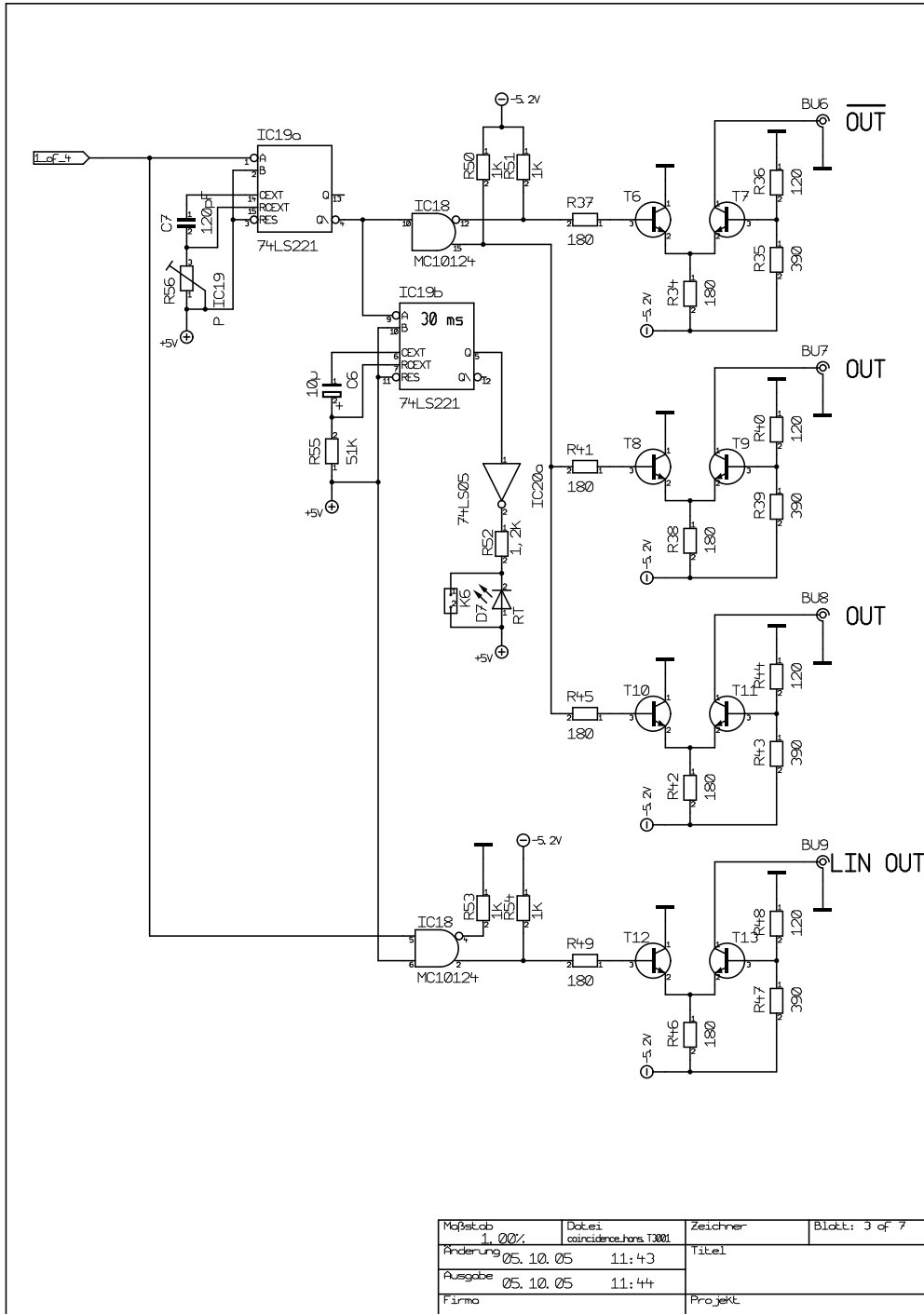
2. Flip-Flop, Ein- und Ausgänge (Blatt 2): Eine Stufe von Monoflops (IC5a-b, IC6a-b) verlängern das invertierte Signal der Koinzidenzstufen auf die gewünschte Pulsbreite, die mit Hilfe der variablen Widerstände R4-R7 auf der Platine eingestellt werden kann. Falls im kontinuierlichen Modus gearbeitet wird, sollten die Monoflops Pulsbreiten von mehreren Mikrosekunden liefern, da jeder Zugriff des PCs auf den Parallelport etwa eine Mikrosekunde dauert, bei einem Multi-Tasking-Betriebssystem kann das kontrollierende Programm außerdem noch längere Pausen durch den Wechsel der gerade aktiven Prozesse erfahren (der verfügbare Rechner zeigte gute Ergebnisse mit Pulslängen von $\sim 40\mu s$). In diesem Modus liegen die Eingänge CLK1/2 und CLK3/4 des Flip-Flops IC4 in der Mitte des Blattes auf +5 V und die Eingangssignale werden direkt durchgeleitet. Die Pins des

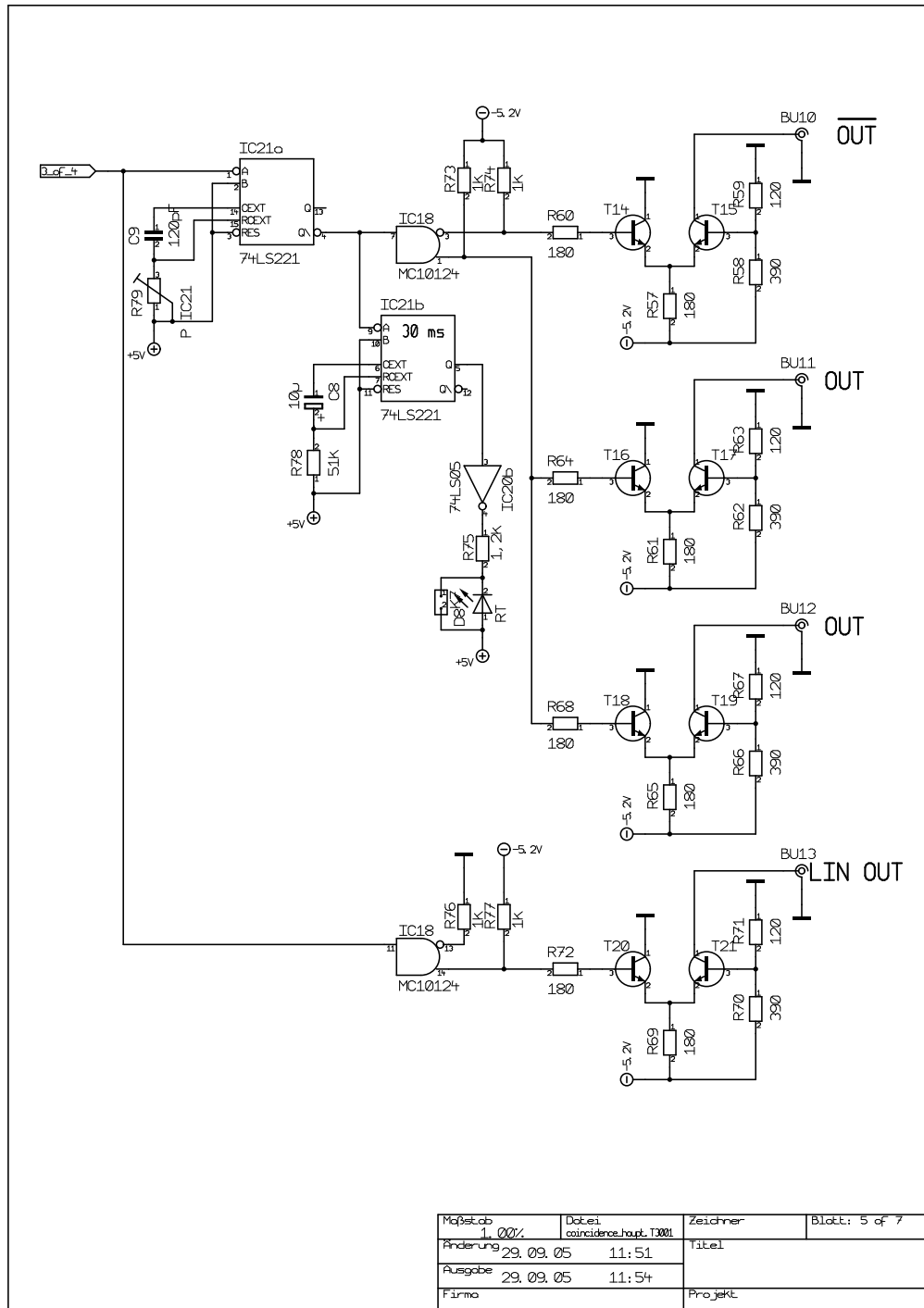
Ausgangssteckern zum PC werden über eine Stufe von Treibern (IC10a-d) mit Open-Collector-Ausgängen und der externen +5 V-Spannung versorgt. Durch die doppelte Invertierung liegt an den Pins zum PC ein normales Signal an. Die $1\text{ k}\Omega$ -Widerstände R8-R11 dienen zur Strombegrenzung.

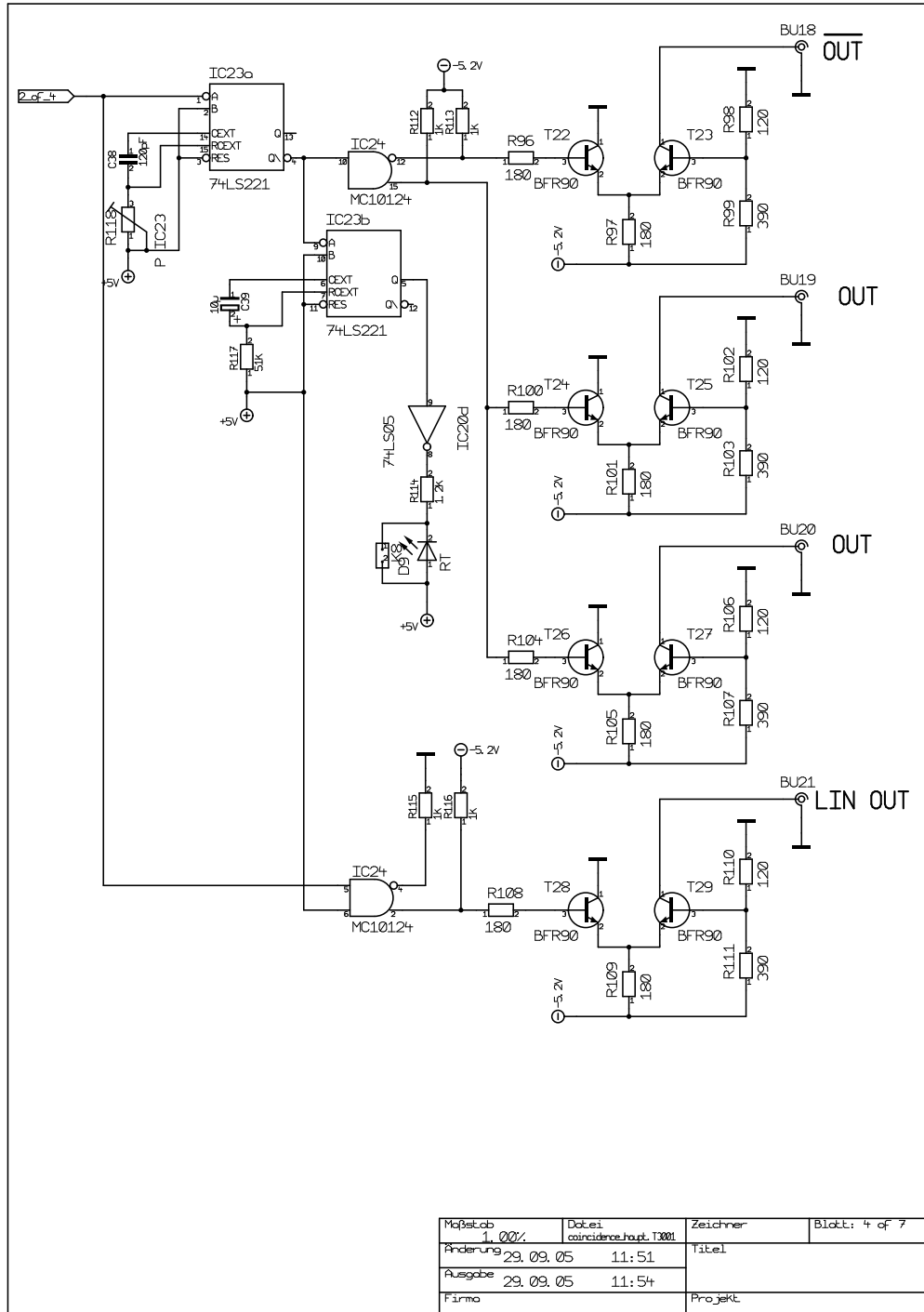
Im Betrieb mit Hand-Shake-Verfahren liegt am Flip-Flop IC4 das SET-Signal an. Lässt ein Signal von einer der Koinzidenzen mit $k \geq 2$ den Level von SET auf 0 V fallen, hält dies den Zustand im Flip-Flop fest. Der aktuelle Bitzustand liegt dann an den Ausgängen an, bis ein RESET-Signal des PCs den Level wieder auf +5 V setzt und der Flip-Flop wieder geöffnet wird.

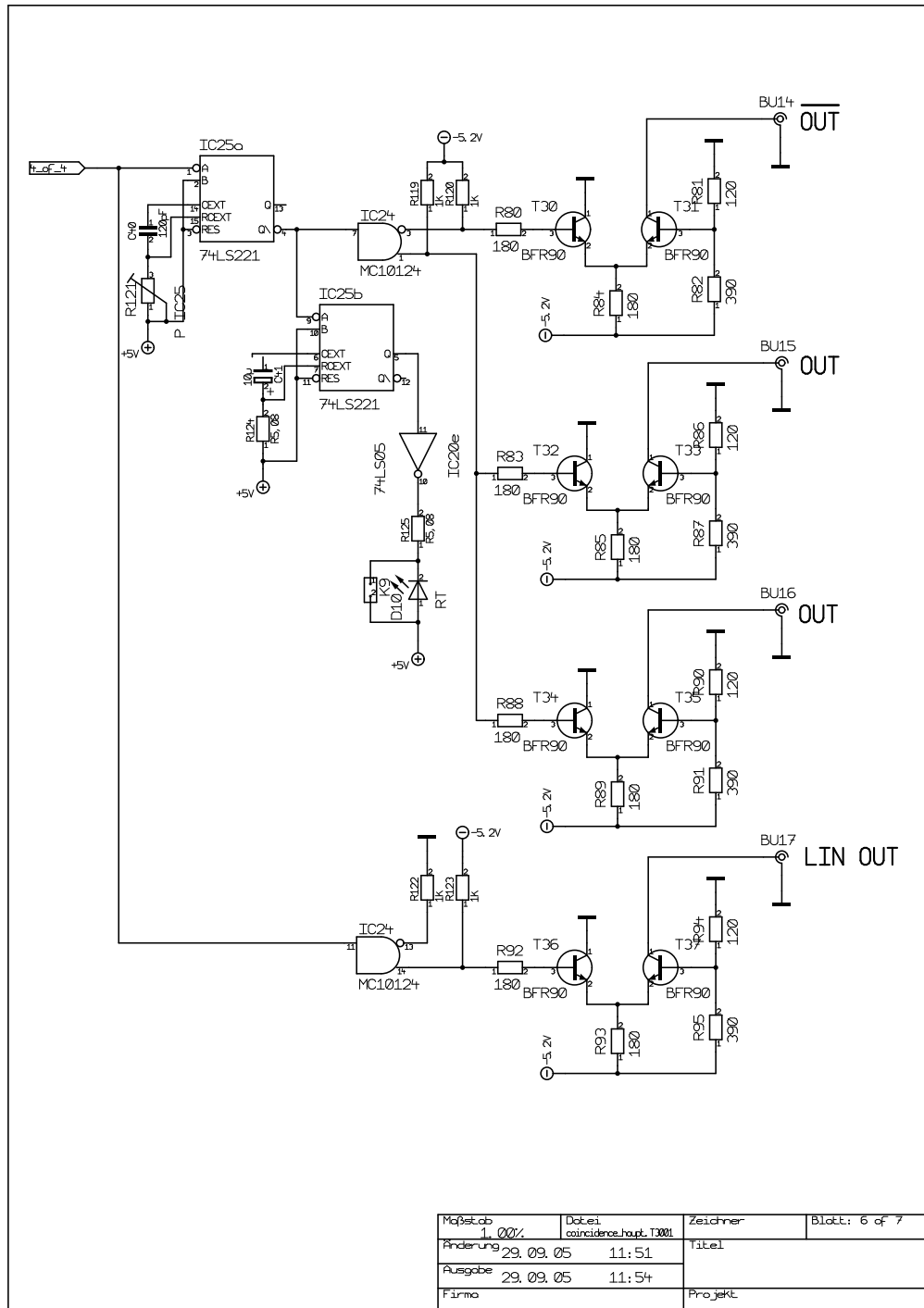


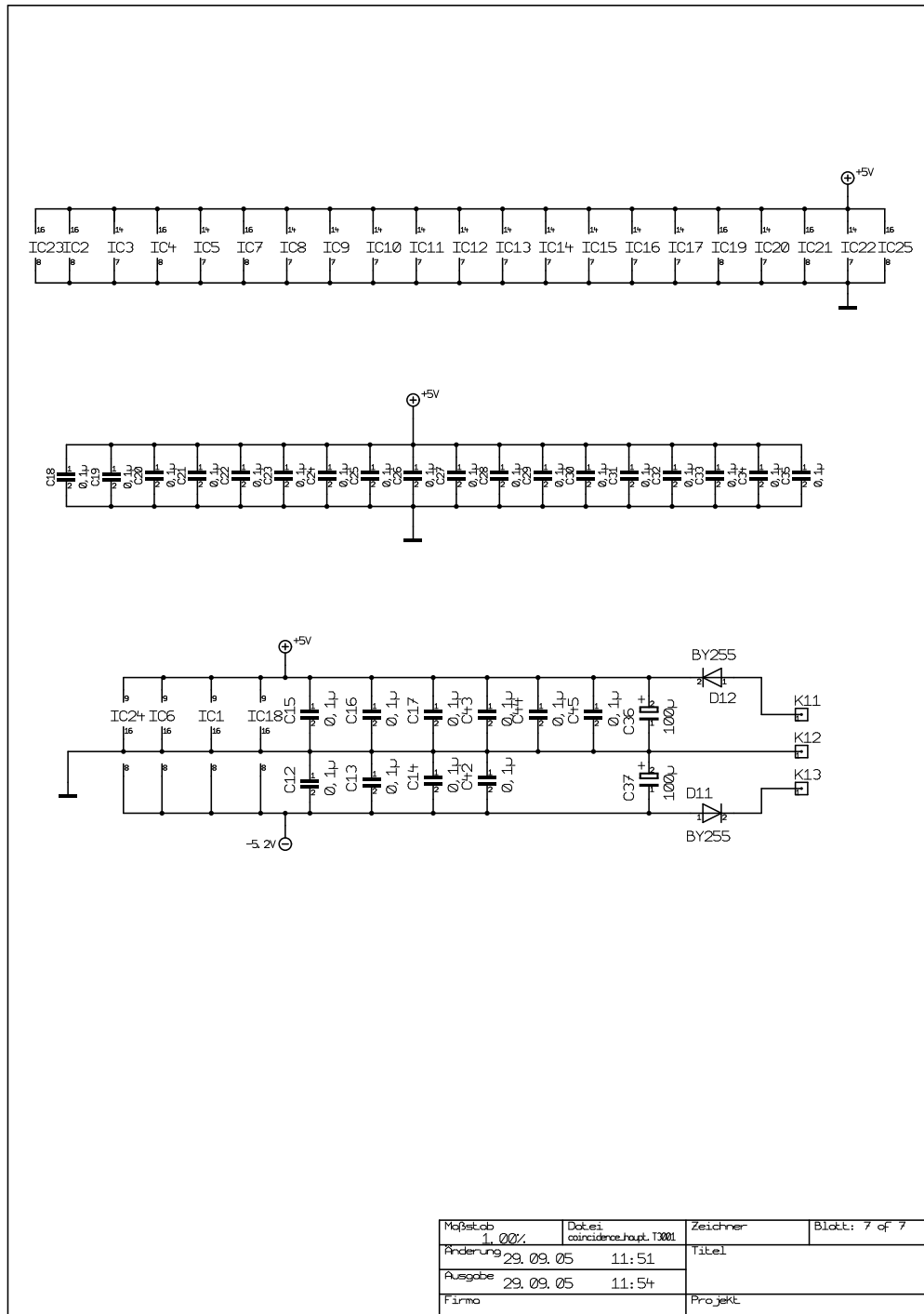




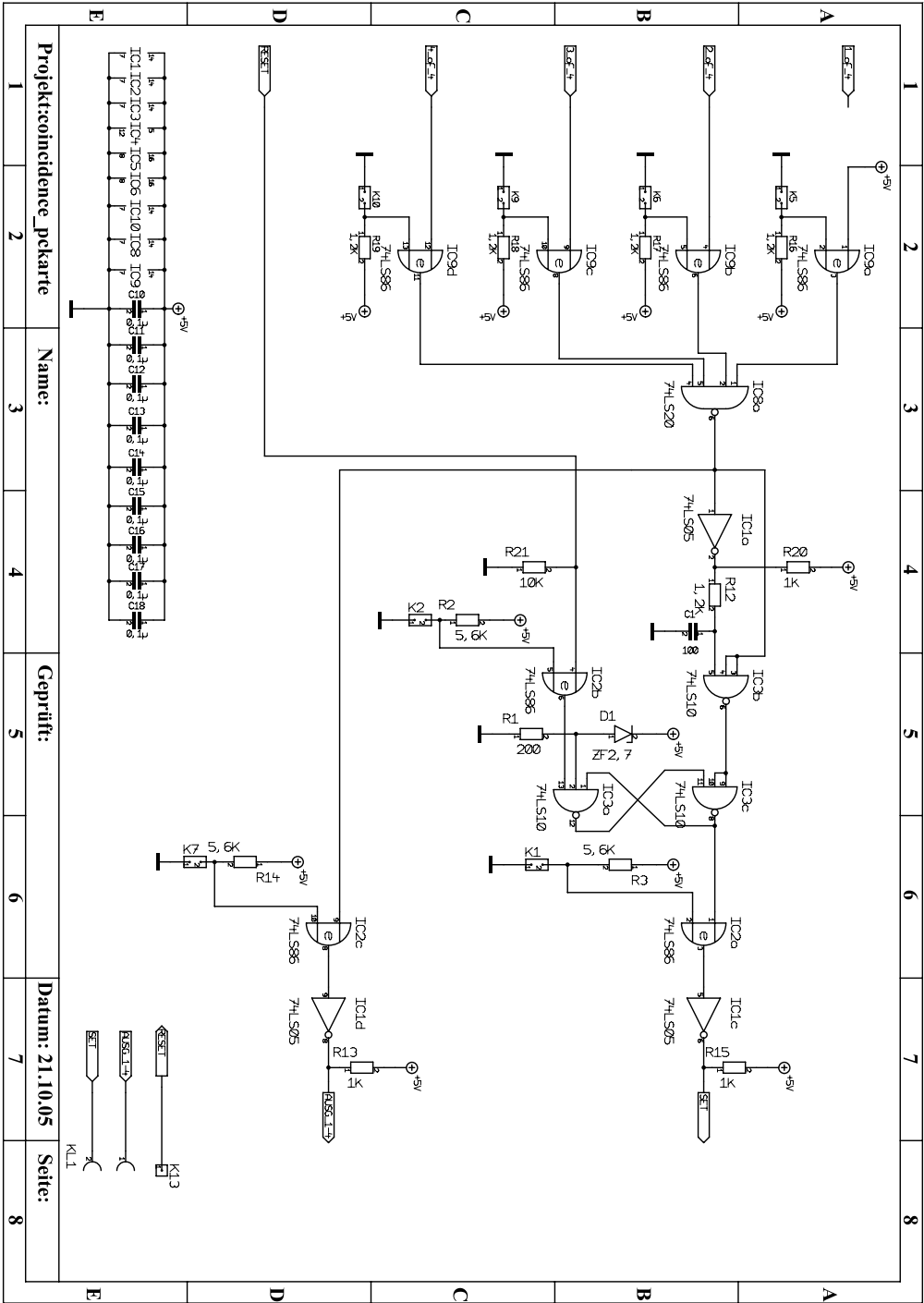








Maßstab	1:100%	Datei	cauldance.haupt.T3001	Zeichner	Blatt: 7 of 7
Änderung	29.09.05 11:51			Titel	
Ausgabe	29.09.05 11:54				
Firma				Projekt	



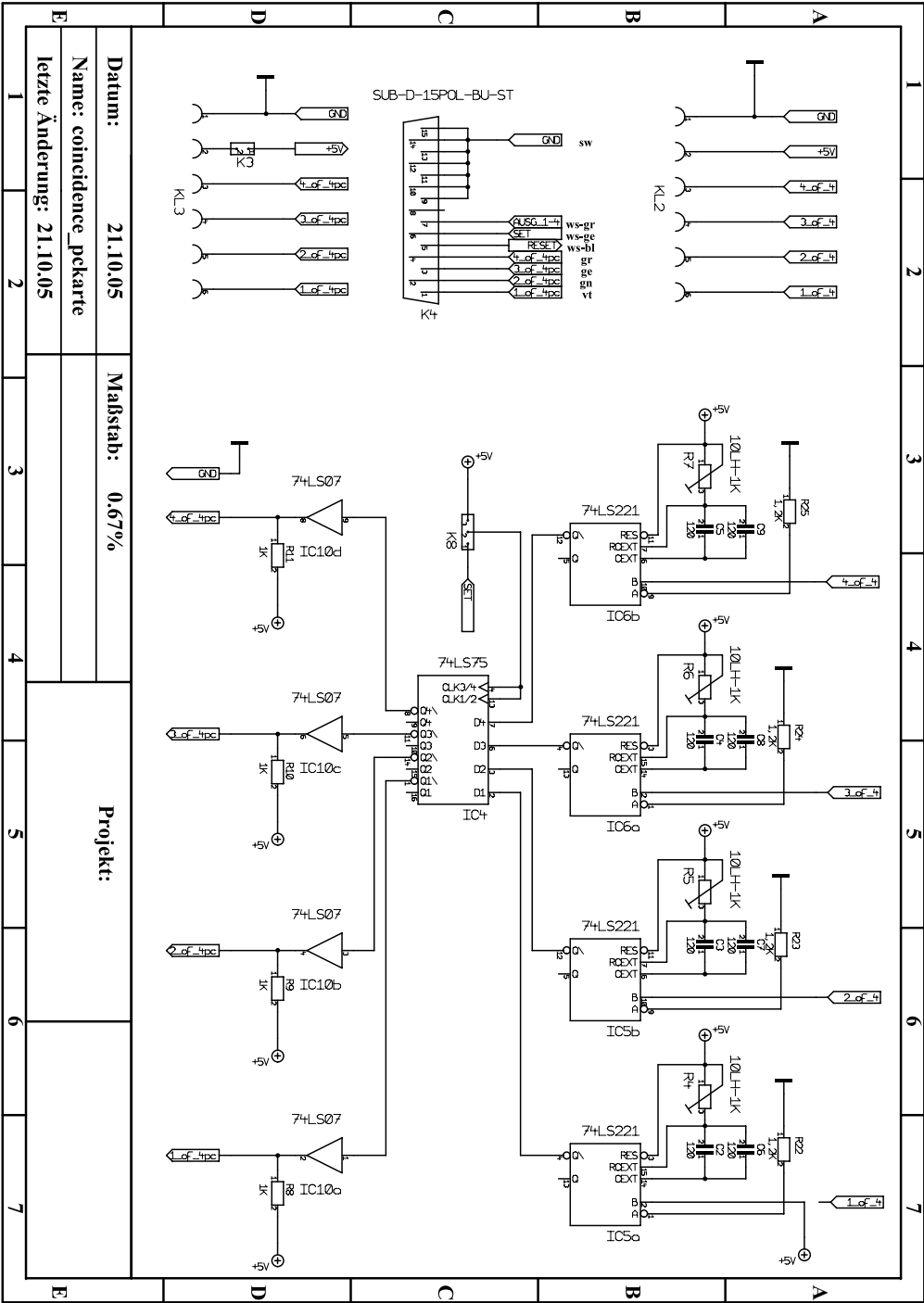
Projekt:coincidence_pckarte

Name:

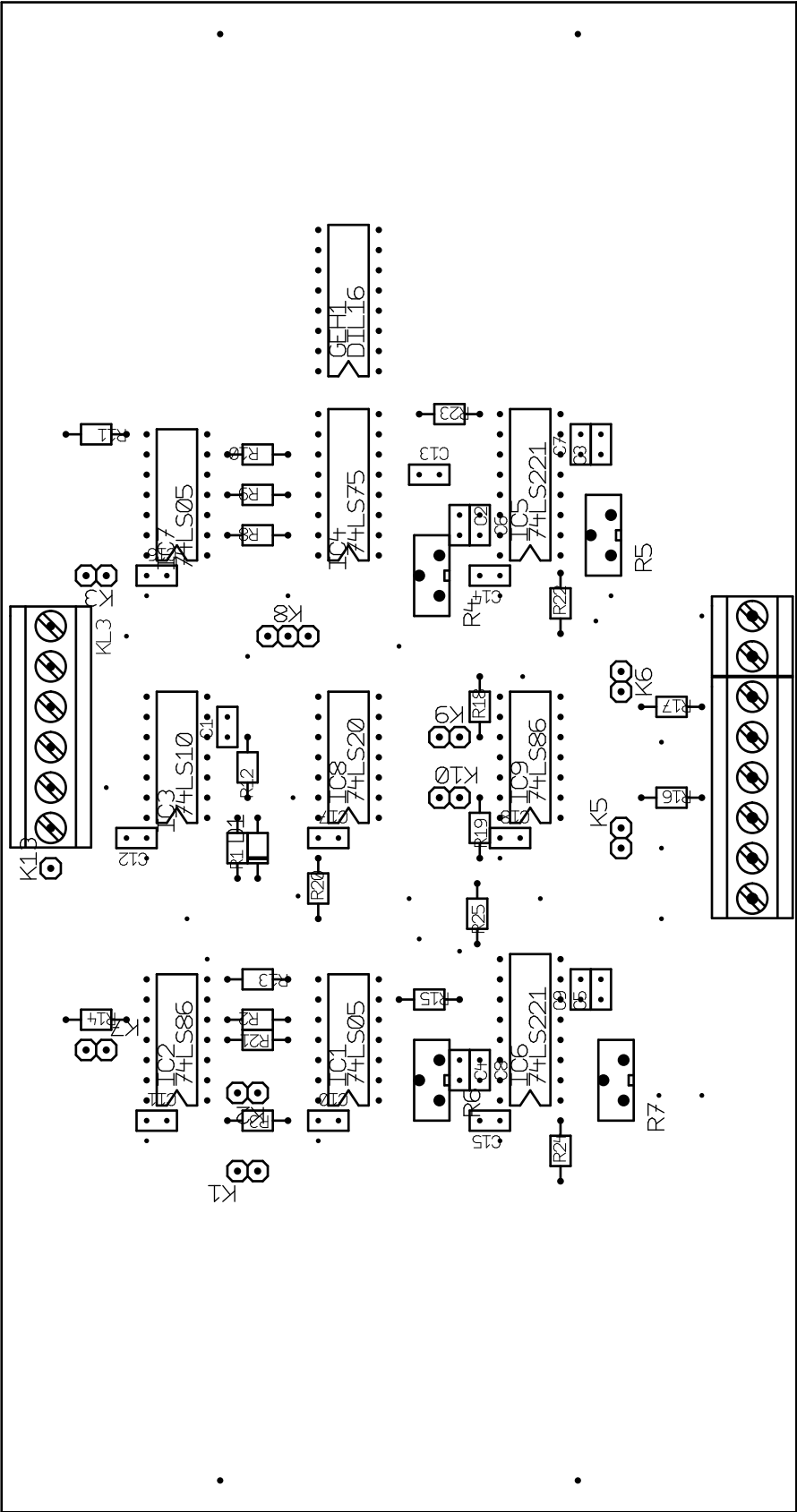
Gepüft:

Datum: 21.10.05

Seite:

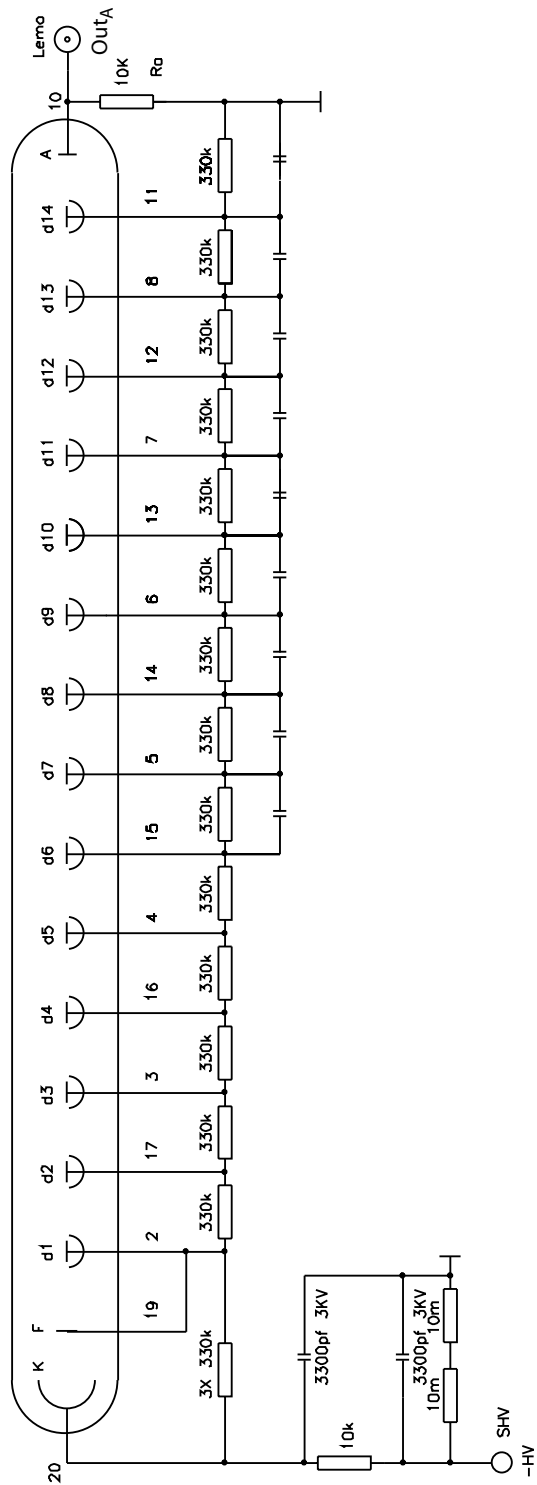


Datum:	21.10.05	Mabstab:	0,67%
Name:	coincidence_pckarte		
letzte Änderung:	21.10.05		
Projekt:			



Anhang B

Schaltpläne: Basis Typ A, Basis
Typ B (III. Phys. Inst. A,
RWTH-Aachen)



Basis fuer Photomultiplier 9814KB, Typ A

Datum	Name	Werkstoff	Maßstab	Zeichnungsnummer	Benennung	Blatt
25.04.05	HILGERS				Photovervielfacher 9813KB A	1/1

Anhang C

Datenblätter: Photomultiplier EMI 9814KB

52 mm (2 ") photomultiplier 9814B series data sheet



1 description

The 9814B is a 52mm (2") diameter, end window photomultiplier with blue-green sensitive bialkali photocathode and 12 BeCu dynodes of linear focused design. The 9814WB and 9814QB are variants for applications requiring uv sensitivity.

2 applications

- photon counting of bio- and chemi-luminescent samples
- high energy physics

3 features

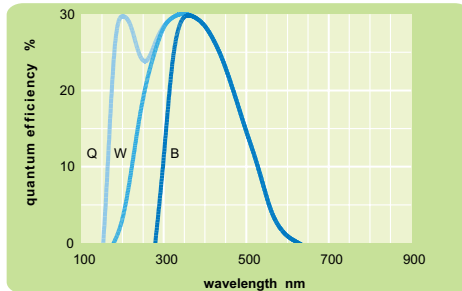
- high gain
- good SER
- high pulsed linearity

4 window characteristics

	9814B borosilicate	9814WB uv glass	9814QB* fused silica
spectral range**(nm)	290 - 630	185 - 630	160 - 630
refractive index (n _e)	1.49	1.48	1.46
K (ppm)	300	8500	<10
Th (ppb)	250	30	<10
U (ppb)	100	30	<10

* note that the sidewall of the envelope contains graded seals of high K content
** wavelength range over which quantum efficiency exceeds 1 % of peak

5 typical spectral response curves

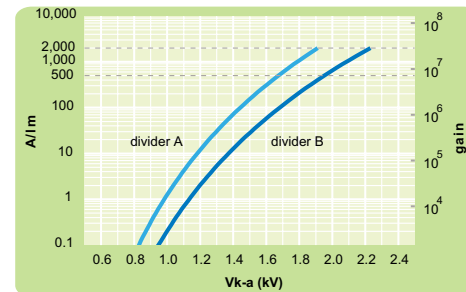


6 characteristics

	unit	min	typ	max
photocathode: bialkali				
active diameter	mm		46	
quantum efficiency at peak	%		30	
luminous sensitivity	μA/lm		70	
with CB filter		8	11.5	
with CR filter			2	
dynodes: 12LFBcCu				
anode sensitivity in divider B:				
nominal anode sensitivity	A/lm		500	
max. rated anode sensitivity	A/lm		2000	
overall V for nominal A/lm	V		1950	2300
overall V for max. rated A/lm	V		2250	
gain at nominal A/lm	x 10 ⁶		7	
dark current at 20 °C:				
dc at nominal A/lm	nA		3	20
dc at max. rated A/lm	nA		20	
dark count	s ⁻¹		300	
pulsed linearity (-5% deviation):				
divider A	mA		50	
divider B	mA		150	
pulse height resolution:				
single electron peak to valley	ratio		2	
rate effect (I_a for Δg/g=1%):				
	μA		1	
magnetic field sensitivity:				
the field for which the output decreases by 50 %				
most sensitive direction	T x 10 ⁻⁴		2	
temperature coefficient:				
	% °C ⁻¹		± 0.5	
timing:				
single electron rise time	ns		2	
single electron fwhm	ns		3	
single electron jitter (fwhm)	ns		2.2	
transit time	ns		43	
weight:				
	g		180	
maximum ratings:				
anode current	μA			100
cathode current	nA			100
gain	x 10 ⁶			30
sensitivity	A/lm			10000
temperature	°C	-30		60
V (k-a) ⁽¹⁾	V			2800
V (k-d1)	V			500
V (d-d) ⁽²⁾	V			450
ambient pressure (absolute)	kPa			202

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

7 typical voltage gain characteristics



8 voltage divider distribution

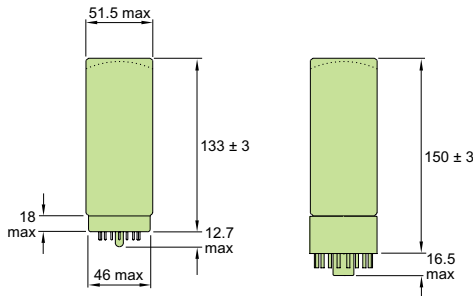
	k	d ₁	d ₂	d ₉	d ₁₀	d ₁₁	d ₁₂	a	
A	300V	R	R	R	R	R	R	Standard
B	300V	R	R	1.25R	1.5R	2R	3R	High Pulsed Linearity

note: focus connected to d₁

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

9 external dimensions mm

The drawings below show the 9814B in hardpin format and the 9814KB with the B20 cap fitted.



10 base configuration (viewed from below)



B19A hardpin base (for 9814B)

'ic' indicates an internal connection

note: connect f to d₁



B20 cap (for 9814KB)

'ic' indicates an internal connection

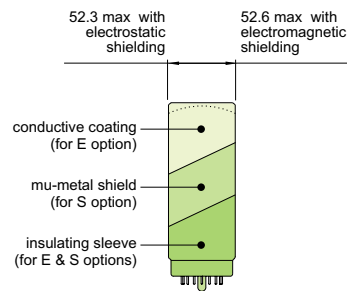
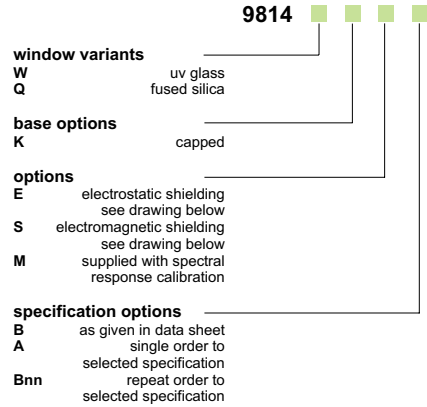
note: connect f to d₁

Our range of B19A sockets is available to suit the hardpin base. Our range of B20 sockets is available to suit the B20 cap. Both socket ranges include versions with or without a mounting flange, and versions with contacts for mounting directly onto printed circuit boards.

choose your power supply for this pmt on www.electrontubes.com

11 ordering information

The 9814B meets the specification given in this data sheet. You may order **variants** by adding a suffix to the type number. You may also order **options** by adding a suffix to the type number. You may order product with **specification options** by discussing your requirements with us. If your selection option is for one-off order, then the product will be referred to as 9814A. For a repeat order, Electron Tubes will give the product a two digit suffix after the letter B, for example B21. This identifies your specific requirement.



12 voltage dividers

The standard voltage dividers available for these pmts are tabulated below:

	k	d ₁	d ₂	d ₉	d ₁₀	d ₁₁	d ₁₂	a
C638A	3R	R	R	R	R	R	R
C638C	300V	R	R	R	R	R	R
C638B	3R	R	R	1.25R	1.5R	2R	3R
C638D	300V	R	R	1.25R	1.5R	2R	3R

R = 330 kΩ note: focus connected to d₁

Electron Tubes Limited
Bury Street, Ruislip
Middx HA4 7TA, UK
tel: +44 (0) 1895 630771
fax: +44 (0) 1895 635953
e-mail:
info@electron-tubes.co.uk

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

The company reserves the right to modify these designs and specifications without notice. Developmental devices are intended for evaluation and no obligation is assumed for future manufacture. While every effort is made to ensure accuracy of published information the company cannot be held responsible for errors or consequences arising therefrom.
an ISO 9001 registered company



© Electron Tubes Limited, 2004
DS_9814B Series Issue 5
7 september 2004

www.electrontubes.com

Literaturverzeichnis

- [1] S. EIDELMAN *et al.*, Phys. Lett. B **592**, 1 (2004).
- [2] K. SHINOZAKI, M. TESHIMA: «AGASA Results». Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) **136**, 18-27 (2004).
- [3] A.ZECH: «A Measurement of the UHECR Spectrum with the HiRes FADC Detector». Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) **136**, 34-39 (2004).
- [4] T. SUOMIJÄRVI: «The Surface Detectors of the Pierre Auger Observatory». Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) **136**, 393-398 (2004).
- [5] CHARLES TIMMERMANS: «HiSparc - Outreach through Research». Vortrag, November 2004.
- [6] University of Alberta, North American Large area Time coincidence Arrays. <http://csr.phys.ualberta.ca/nalta/>.
- [7] Universität Wuppertal, SkyView-Project. <http://skyview.uni-wuppertal.de/>.
- [8] K. GREISEN, Phys. Rev. Letters **16**, 748 (1966).
- [9] M. KAKU: «QUANTUM FIELD THEORY - A Modern Introduction». Oxford University Press, New York, 1993.
- [10] J. CRONIN, T.K. GAISSER, S.P. SWORDY, Scientific American **276**, 44 (1997).
- [11] J.A. SIMPSON, Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci. **33**, 323 (1983).
- [12] S. YOSHIDA, H. DAI, Journal of Physics G - Nuclear Particle Physics **24**, 905 (1998).
- [13] T. GAISSER: «Cosmic Rays and Particle Physics». Cambridge University Press, 1990.
- [14] C. GRUPEN: «Astroteilchenphysik». Vieweg Verlag, 2000.
- [15] M. LEMOINE, G. SIGL (EDS.): «Physics and Astrophysics of Ultra-High-Energy Cosmic Rays». Springer-Verlag, 2001
- [16] T. K. GAISSER, A. M. HILLAS: proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf. (plovdiv), **8**, 353 (1977).

- [17] K.-H. KAMPERT *et al.*: «Cosmic rays in the energy range of the Knee - recent results from KASCADE». astro-ph/0102266 (2001).
- [18] M. NAGANO, A. A. WATSON, Review of Modern Physics **72**, 689 (2000).
- [19] D.J. BIRD *et al.*, Astrophys. J. **424**, 491 (1994).
- [20] M. TAKEDA *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1163 (1998) (as updated by M. Teshima, private communication).
- [21] A. N. KOLMOGOROV: Dokl. Akad. Nauk SSSR **30**, 299 (1941); *ibid.* **31**, 538 (1941); *ibid.* **32**, 19 (1941)
- [22] M. GUPTA, W. R. WEBBER: «The abundance of ^{14}N at the cosmic ray source: A study using new fragmentation cross sections». Astrophysical Journal **340**, 1124-1134 (1989).
- [23] V. L. GINZBURG, S. I. SYROVATSKII: «The origin of cosmic rays». Pergamon press, Oxford, 1964.
- [24] E. FERMI: Phys. Rev. **75**, 1169 (1949).
- [25] A. M. HILLAS, Astron. Astrophys. **22**, 425 (1984).
- [26] W. R. LEO: «Techniques for nuclear and particle physics experiments». Springer, Berlin, 1994.
- [27] J.B. BIRKS: Proc. Phys. Soc **A64**, 874 (1951).
- [28] «Scintillators for the Physical Science», Broschüre No. **126P**, NUCLEAR ENTERPRISES, INC., San Carlos, CoA. 94070, USA.
- [29] T. HEBBEKER, private Korrespondenz.
- [30] D. HECK, private Korrespondenz.
- [31] D. HECK, J. KNAPP *et al.*: «CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers». Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte FZKA **6019** (1998).
- [32] D. Heck, J. Knapp: CORSIKA Userguide. Version 6.200 vom 20. Dez., 2004.
- [33] D. HECK, J. KNAPP: «Upgrade of the Monte Carlo Code CORSIKA to Simulate Extensive Air Showers with Energies $> 10^{20}$ eV». Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftliche Beriche FZKA **6079B** (1998).
- [34] M. RISSE, D. HECK, J. KNAPP, S.S. OSTAPCHENKO: «EAS simulations at Auger energies with CORSIKA». Proceedings of ICRC 2001.
- [35] P. BILLOIR: «Reconstruction of showers with the Ground Array: status of the pprototypepprogram». L.P.N.H.E. Paris VI-VII (2000).

- [36] R. BRUN, F. RADEMAKERS: «ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework». Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A **389**, 81-86 (1997). Siehe auch <http://root.cern.ch/>.
- [37] S. AGOSTINELLI *et al.*: «GEANT4: A Simulation Toolkit», Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A **506**, 205-303 (2003).
- [38] W.R. NELSON, H. HIRAYAMA, D.W.O. ROGERS, Report **SLAC 265** (1985), Stanford Linear Accelerator Center.
- [39] H. FESEFELDT, Report **PITHA-85/02** (1985), RWTH Aachen.
- [40] N.N. KALMYKOV, S.S. OSTAPCHENKO, *Yad. Fiz.* **56**, 105 (1993); *Phys. At. Nucl.* **56**(3) (1993) 346; N.N. KALMYKOV, S.S. OSTAPCHENKO, A.I. PAVLOV, *Bull. Russ. Acad. Sci. (Physics)* **58**, 1966 (1994).
- [41] D. R. NYGREN, J. N. MARX, *Physics Today* **31**, 46 (1978).
- [42] A. OEBEL, Diplomarbeit, RWTH-Aachen III. Phys. Inst. A, 2005.
- [43] M. FUIDL, Staatsexamensarbeit, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, Inst. für Physik, 2003.
- [44] T. HEBBEKER: «Remarks on SKYVIEW grid size». RWTH-Aachen, III. Phys. Inst. A, 2001.
- [45] Geant4 User's Guide for Application Developers: <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant4/G4UsersDocuments/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/html/index.html>.
- [46] Geant4 Software Reference Manual: <http://pcitapiww.cern.ch/asdcgi/geant4/SRM/G4GenDoc.csh?flag=1>.
- [47] Bau- und Liegenschaftsbetrieb NRW, Kopernikusstr. 2-10, 52074 Aachen. Bestandszeichnung: Sammelbau Physik - Halle, Wirtschaftseinheit WE 2144. Apr., 2005.
- [48] C. TIMMERMANS, private Korrespondenz.
- [49] ESTAR, Stopping Power and Range Tables for Electrons: <http://physics.nist.gov/cgi-bin/Star/estar-u.pl>.
- [50] MathPages.com, Zusammenhang zw. Poisson- und Exponentialverteilung: <http://www.mathpages.com/home/kmath026/kmath026.htm>
- [51] P. BILLOIR, P. SOMMERS: «Identification of the primary cosmic ray», *Comptes Rendus Physique* **5**, 495-503 (2004).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei vielen Menschen für die freundliche Hilfe und Unterstützung bedanken, die mir während des Schreibens dieser Arbeit zuteil wurde. Der größte Dank geht dabei an meinen Betreuer, Herrn Prof. Dr. T. Hebbeker, der mir immer mit präzisen fachlichen Rat zur Seite stand, meinen Blick auf manches Problem schärfte, und mich immer wieder in Erstaunen versetzte damit, wie schnell und zielsicher man durch Überschlagsrechnungen und Abschätzungen Hypothesen untersuchen und Ergebnisse evaluieren kann.

Weiteren großen Dank schulde ich der Elektronik-Werkstatt des III. Physikalischen Institutes A, insbesondere dem Werkstattleiter Herrn G. Hilgers, seinem Stellvertreter Herrn F. Adamczyk und dem Mitarbeiter Herrn R. Lampe. Herr Hilgers und Herr Adamczyk halfen mir sehr bei meinen ersten und auch bei meinen zweiten Gehversuchen im Bereich der elektronischen Signalverarbeitung – auch wenn dies bedeutete, dass ich wegen einer Frage in der Mittagspause erschien oder gar nach Dienstschluss. Bei Herrn Hilgers bedanke ich mich für die Freundlichkeit und Unterstützung, und dafür, dass er einen kleinen Teil seines riesigen Erfahrungsschatzes mit mir teilte. Herrn Adamczyk möchte ich insbesondere für seine freiwillige und fachkundige Hilfe bei meinem ersten Außenexperiment bedanken, und dafür, dass er nie müde wurde, mir freundlich auf meine Fragen zu etlichen elektronischen Details zu antworten.

Dank für die freundliche und gute Zusammenarbeit geht auch an die Mechanik-Werkstatt, hier stellvertretend an den Betriebsleiter Herrn B. Philipps, den Mechanikermeister Herrn J. Grooten und den Mitarbeiter Herrn H. Frohn. Herrn Frohn möchte ich insbesondere danken, da er mir mehr als einmal einen Lichtleiter wieder ankleben musste, der mir bei meinen Versuchen abgebrochen war.

Für seine fachliche Hilfe zu Fragen über CORSIKA bedanke ich mich sehr bei Herrn Dr. D. Heck von der Universität Karlsruhe; und bei Herrn Dr. C.W.J.P. Charles Timmermans von der Radboud Universität Nijmegen für die Beantwortung von Fragen zum NAHSA-Projekt.

Für die kollegiale Freundlichkeit beim fachlichen und nicht-fachlichen Austausch und für die Hilfsbereitschaft möchte ich mich bei allen Mitarbeitern, Professoren, Doktoren, Diplomanden und Doktoranden des III. physikalischen Institutes bedanken.

Nicht zuletzt gilt mein Dank meinen Freunden, meiner Familie und meiner Freundin, die mich in allen Zeiten unterstützt haben, und stets Geduld mit mir hatten, auch wenn ich manchmal durch meine Arbeit einfach keine Zeit für sie finden konnte.