

Teilchenpopulationen in der inneren Jupitermagnetosphäre

Untersuchung der EPI-Daten von der Galileo-Probe

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Christian-Albrechts-Universität
zu Kiel

vorgelegt von
Eckhard Pehlke

Kiel
Mai 2000

Referent:Prof. Dr. G. Wibberenz

Koreferent:Prof. Dr. P. Janle

Tag der Mündlichen Prüfung:13. Juli 2000

Zum Druck genehmigt: Kiel,19. Juli 2000

Der Dekan

gez. Th. Bauer

Übersicht

An Bord der Galileo Probe, die am 7. Dezember 1995 den Jupiter erreichte, wurden vom Energetic Particles Investigation (EPI) Experiment innerhalb der Umlaufbahn des Mondes Io omnidirektionale und sektorisierte Messungen energiereicher Teilchen durchgeführt. Dabei konnte erstmals der Bereich unterhalb von 1.6 Jupiterradien ($1 R_j = 71372 \text{ km}$) untersucht werden. Die mit Hilfe einer Computersimulation für verschiedene Teilchensorten berechneten Ansprechfunktionen des EPI-Instruments zeigen, daß alle Zählkanäle auf mehrere Teilchensorten ansprechen. Läßt sich das Energiespektrum der Teilchen durch ein Potenzgesetz beschreiben, kann ein Fitverfahren mit Hilfe der Ansprechfunktionen die Parameter der verschiedenen Teilchensorten bestimmen. Die im Bereich der Monde und Ringe beobachteten Strukturen der Zählratenverläufe sind für Elektronen, Protonen und α -Teilchen unterschiedlich stark ausgeprägt. Das bei $1.82 R_j$ beobachtete Minimum der Zählrate liegt im Bereich der Bahnen der Monde Adrastea und Metis sowie dem Beginn des Staubringes (Main-Ring). Das zweite Minimum bei $1.65 R_j$ wird möglicherweise durch die Dichtestruktur im Halo-Ring verursacht. Der Rückgang der Zählrate zwischen 2 und $2.3 R_j$ ist auf den Einfluß des Mondes Amalthea zurückzuführen, während der steile Abfall bei $1.2 R_j$ durch die Wechselwirkung der Teilchen mit der Restatmosphäre des Jupiter verursacht wird und den unteren Rand des Strahlungsgürtels darstellt, der vom EPI erstmalig gemessen wurde. Die vom EPI beobachteten Elektronenintensitäten sind deutlich größer als die von Protonen und Heliumteilchen. Eine erste Untersuchung der Sektoraten zeigt, daß die Winkelverteilungen im Bereich stärkerer Absorption mehr um 90° gebündelt sind. Die aus den EPI-Daten berechneten Elektronenintensitäten liegen etwas höher als die Werte aus den vorhergehenden Untersuchungen mit Pioneer 11 vom Dezember 1974.

Abstract

On December 7, 1995, the Galileo Probe arrived at Jupiter. Beginning inside the orbit of Io, omnidirectional and sectorized measurements of energetic particles were made by the Energetic Particles Investigation (EPI) experiment on board the Probe, investigating for the first time the region inside 1.6 Jupiter radii ($1 R_j = 71372 \text{ km}$). As a result of computer simulations to determine the response function of the EPI instrument it became obvious that all counting channels respond to different particle species. Assuming power law spectra for the considered species a fit procedure was developed to determine the parameters relevant for the contribution of each particle type. Observed structures near the positions of moons and dust ring reveal a specific absorption reaction for the considered particles species, i. e. electrons, protons and α -particles. The observed minimum of the counting rate at $1.82 R_j$ corresponds to the orbits of Adrastea and Metis and the beginning of the main ring. The second minimum at $1.65 R_j$ might be related to the density structure of the halo ring. Absorption by the moon Amalthea leads to the decrease of the counting rate between 2 and $2.3 R_j$, while the steep decrease at $1.2 R_j$ indicates the inner edge of the radiation belt, which is caused by particle interactions with the atmospheric constituents of Jupiter. The electron intensities measured are higher than the proton and helium intensities. A first investigation of the sectorized data shows the angular distribution becoming narrower to 90° in the regions of increased absorption. Electron intensities calculated from EPI data are somewhat higher than those from Pioneer 11 observations from the epoch December 1974.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Die Magnetosphäre	9
2.1	Die Struktur einer Magnetosphäre	9
2.2	Dynamische Prozesse in der Magnetosphäre	12
2.3	Fernerkundung energiereicher Teilchen	14
2.4	In-situ Messungen energiereicher Teilchen	16
3	Das Kieler Instrument an Bord der Galileo-Probe	18
3.1	Teilchennachweis	18
3.2	Experimentbeschreibung	22
3.2.1	Das Meßprinzip	22
3.2.2	Aufbau und Meßbereiche	25
3.2.3	Elektronik	28
3.2.4	Zählverhalten	30
3.3	Berechnung des Ansprechvermögens	32
3.3.1	Zählrate und Intensität	33
3.3.2	Geometrisches Modell und Simulation	35
3.3.3	Ansprechen ohne Hitzeschild	38
3.3.4	Ansprechen mit Hitzeschild	44
3.3.5	Verknüpfung der Simulationsergebnisse	47
3.4	Zusammenfassung	48
3.5	Welche Informationen enthalten die Meßkanäle.	51
4	Auswertung und Interpretation der Daten	56
4.1	Untersuchung der Daten auf Zählverluste	56
4.1.1	Zählratenverluste durch Zählerüberläufe	56
4.1.2	Zählratenverluste durch Totzeiteffekte	58
4.1.3	Fehlklassifizierung von Teilchen	59
4.1.4	Zufallskoinzidenzen	61
4.2	Transportprozesse im inneren Strahlungsgürtel des Jupiter	63
4.2.1	Die Gyrationbewegung und die Konstanz des magnetischen Moments	63
4.2.2	Die Oszillationsbewegung	64
4.2.3	Die azimutale Driftbewegung	64
4.2.4	Darstellung von Meßergebnissen im Parameterraum	64
4.2.5	Die Transportgleichung	65
4.3	Qualitative Interpretation der Zählkanäle	68
4.3.1	Übersicht	69
4.3.2	Der Einfluß des Ringes und der inneren Monde	71
4.4	Absolute Teilchenintensität und Energiespektrum	77

5 Zusammenfassung und Ausblick	81
5.1 Spezifische Anforderungen und Probleme der Mission	81
5.2 Ergebnisse dieser Arbeit	82
5.3 Ausblick	83
Abbildungsverzeichnis	85
Tabellenverzeichnis	86
Literaturverzeichnis	87
A Detektorströme	94
B Missionsverlauf	97
C Datensätze	104
D Ansprechkurven	115
E Flugbahnen	125

Kapitel 1

Einleitung

Seit Galileo Galilei im Januar 1610 als erster Mensch den Planeten Jupiter durch ein Fernrohr beobachtete und die später nach ihm benannten Galileischen Monde entdeckte [Rog95], gab es immer wieder aufregende Beobachtungsergebnisse vom Jupiter zu berichten. Die Bandstruktur der Atmosphäre wurde 1630 von ZUCCHI [Rog95] beschrieben, die Entdeckung des Großen Roten Flecks durch HOOKE [Rog95] erfolgte 1664 und gab Anlaß zu vielen Hypothesen über die Entstehung und Stabilität dieses riesigen Gebildes¹, das seit mehr als 300 Jahren von der Erde aus beobachtet wird. Die Abbildung 1.1 zeigt eine Aufnahme des Jupiter, die von der Raumsonde Voyager 1 gemacht wurde. Die zonale Struktur der Atmosphäre und der Große Rote Fleck sind deutlich zu erkennen. Beide Phänomene deuten auf eine völlig andere Dynamik der Atmosphäre hin als sie von der Erde bekannt ist.

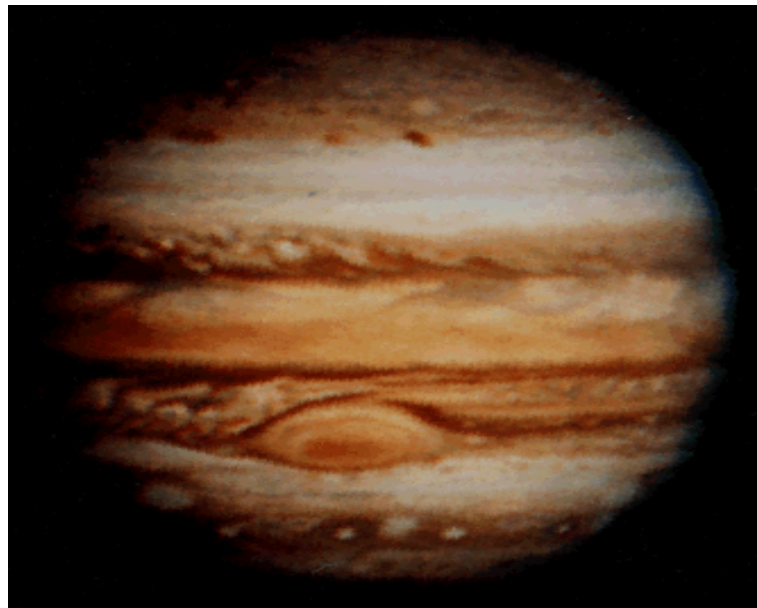


Abbildung 1.1: **Von der Raumsonde Voyager 1 gemachte Aufnahme vom Jupiter.** Der Große Rote Fleck und die zonale Struktur der Atmosphäre sind deutlich zu erkennen [sci79].

In den folgenden Jahrhunderten lieferten die besser werdenden Teleskope eine Fülle von neuen Daten über Veränderungen in der Jupiteratmosphäre und die Jupitermonde, von denen insgesamt 16 entdeckt wurden.

¹Die Ausdehnung beträgt 24.000 km x 11.000 km.

Ein ganz neues Forschungsgebiet entstand 1950, als SHAIN [Rog95] in Australien eine Radiostrahlung aus dem Weltraum empfing und BURKE und FRANKLIN [Rog95] 1955 zeigten, daß Jupiter die Quelle dieser Strahlung ist. In den folgenden Jahren wurde intensiv nach einem Zusammenhang zwischen den optisch sichtbaren Strukturen in der Jupiteratmosphäre und der Radiostrahlung gesucht. Durch eine Korrelation zwischen der Radiostrahlung und bestimmten Positionen des Mondes Io, die BIGG [Rog95] 1964 fand, wurde das Magnetfeld des Jupiter entdeckt. Im Einflußbereich dieses Magnetfeldes, der Magnetosphäre, führen Wechselwirkungen mit geladenen Teilchen zu der beobachteten Radiostrahlung. Die Jupitermagnetosphäre wird als das „größte Ding im Sonnensystem“ bezeichnet. Könnte man sie von der Erde aus sehen, würde sie mit ihrem Durchmesser von ≈ 25 Millionen Kilometern ca. 4 mal größer erscheinen als der Vollmond. Es wurde Radiostrahlung in verschiedenen Wellenlängenbereichen gemessen und je nach Lage des Wellenlängenmaximums als Kilometer-, Dekameter-, Dezimeter-, und Millimeterstrahlung bezeichnet. Seit der Entdeckung der Magnetosphäre wurden eine Vielzahl von Untersuchungen zu der Struktur und der Dynamik der Magnetosphäre durchgeführt. Diese Untersuchungen basierten im wesentlichen auf den Messungen der Radiostrahlung, die mit Hilfe der großen Radioteleskope durchgeführt wurden [dP81, dP90]. Auf der Basis dieser Beobachtungen wurden Modelle der Jupitermagnetosphäre entwickelt. Eine Zusammenfassung dieser frühen Ergebnisse findet man bei CARR et al. [CDA83], DE PATER [dPG90], GEHRELS [Geh76], DESSLER [Des83].

Neben der Untersuchung der geschilderten Einzelphänomene erscheint das Jupiter-System auch aus kosmologischer Sicht als ein interessantes Objekt. Die Planeten unseres Sonnensystems kann man in zwei Gruppen einteilen, die inneren Planeten Merkur, Venus, Erde und Mars werden als erdähnliche Planeten bezeichnet, während man die äußeren vier Planeten Jupiter, Saturn, Uranus und Neptun als Gasgiganten bezeichnet. Der äußerste Planet Pluto nimmt eine Sonderstellung ein. Das Jupiter-System stellt ein Sonnensystem im kleinen Maßstab dar, mit Jupiter als Zentralkörper und den 16 Monden als Planeten. Als größter der vier Gasgiganten unseres Sonnensystems ist Jupiter ein Objekt, das in der Größe zwischen den Planeten und der Sonne liegt. Der größte Teil der Masse in unserer Galaxis ist unsichtbar, und es gibt verschiedene Theorien für die Erklärung der „fehlenden Masse“. Unter anderem könnten Planeten vom Jupitertyp die Träger dieser unsichtbaren Masse sein. Bei einer Entfernung von 5.2 Astronomischen Einheiten² (AE) von der Sonne erhält Jupiter im Vergleich zur Erde nur ca. 4% der Sonnenenergie. Diese Energie reicht nicht aus, um die gewaltigen dynamischen Prozesse in seiner Atmosphäre anzutreiben. Deshalb geht man davon aus, daß die für diese Prozesse nötige Energie aus dem Jupiterinneren geliefert wird. Erdgebundene Messungen zeigen, daß Jupiter ca. doppelt soviel Energie abstrahlt wie er von der Sonne erhält. Die von der Galileo-Sonde durchgeführten Untersuchungen bestätigen die Ergebnisse [SCF⁺98]. Als Ursache für diese innere Wärme kommen der radioaktive Zerfall instabiler Isotope und die langsame Kontraktion unter Einwirkung der Gravitation in Frage.

Erdgebundene Messungen [Geh76] zeigen, daß die Jupiteratmosphäre überwiegend aus Wasserstoff und Helium mit Beimischungen von Ammoniak und Methan besteht. Dabei deuten die Spektren auf eine ähnliche Zusammensetzung hin, wie sie in der Sonne vorliegt. Die Theorien zur Entstehung unseres Sonnensystems gehen davon aus, daß alle Körper aus dem gleichen uniform verteilten Ausgangsmaterial entstanden sind. Um die Geschichte des Sonnensystems zu verstehen, ist es wichtig, die Zusammensetzung möglichst vieler Körper im Sonnensystem zu bestimmen. Jupiter kommt hierbei eine Schlüsselrolle zu, da er aufgrund seiner großen Gravitation vermutlich in der Lage ist, die leichteren Elemente festzuhalten, während diese bei den kleineren Planeten wegen ihrer Nähe zur Sonne und der erheblich geringeren Gravitationskraft bereits verschwunden sind. Die Vermutung ist, daß Jupiter noch aus der Urmaterie besteht, aus der das Sonnensystem entstanden ist.

²1 Astronomische Einheit entspricht der mittleren Entfernung Erde-Sonne (ca. 150 Mio. km)

Eine Aufgabe der Galileo-Probe war, die Zusammensetzung der Jupiteratmosphäre zu bestimmen. Eine Übersicht über die ersten Ergebnisse der Messungen findet man z.B. im [Sci96].

Die große Vielfalt von Phänomenen auf Jupiter selbst und in seiner Umgebung hat dazu geführt, daß Jupiter eines der Ziele für die Erforschung unseres Sonnensystems mit Hilfe von Raumfahrzeugen wurde. Die ersten aufregenden, neuen Meßdaten und Bilder vom Jupiter lieferten die Pioneersonden 10 und 11 von ihren Vorbeiflügen am Jupiter jeweils im Dezember 1973 und 1974. Es folgten die Voyagersonden 1 und 2, beide im Jahr 1979, deren Daten die Ergebnisse der Pioneersonden bei weitem übertrafen. Die Voyagersonden entdeckten z.B. aktive Vulkane auf dem Jupitermond Io [sci79] und ein ca. 30 km dickes, schmales Ringsystem um den Jupiter, das aus drei Einzelringen besteht [sci79]. Durch die von diesen Raumsonden gelieferte Fülle von Daten und den daraus gewonnenen Erkenntnissen wurde eine ganze Reihe von neuen Fragen aufgeworfen. Die Entdeckung der Vulkantätigkeit auf Io und die damit verbundene Freisetzung von Elementen wie Natrium, Kalium und Schwefel, machen Io zu einem sehr interessanten geologischen und astronomischen Studienobjekt. Das freigesetzte Plasma steht mit der Magnetosphäre des Jupiter in Wechselwirkung und stellt eine Quelle für die Teilchenpopulation in der inneren Magnetosphäre dar. Die Umlaufzeit des Io um den Jupiter beträgt etwa 42 Stunden. Während dieser Zeit führt der Jupiter selbst etwas mehr als vier Rotationen aus, d.h., Io wird unentwegt vom Magnetfeld des Jupiter überstrichen. Io und Jupiter sind durch eine magnetische Flußröhre miteinander verbunden, in der eine Potentialdifferenz von ~ 400.000 Volt zwischen der dem Jupiter zugekehrten und der abgekehrten Seite entsteht und dadurch ein elektrischer Strom von ~ 5 Millionen Ampere induziert wird. In wieweit diese elektrische Energie bei der lokalen Erwärmung und bei dem aktiven Vulkanismus auf Io eine Rolle spielt, ist noch nicht verstanden. Die Wechselwirkungen der Monde mit der sie umgebenden Magnetosphäre sind ein Phänomen, das auf der Erde nicht studiert werden kann, da der Erdmond sich außerhalb der Magnetosphäre befindet und sie nur im Schweif durchquert. Bei Untersuchungen zur Ausbreitung von Teilchen im interplanetaren Raum [sci79], wurde festgestellt, das Jupiter eine Quelle für Elektronen darstellt, die sich in Richtung auf die Sonne ausbreiten. Woher die Elektronen stammen und wie sie auf ihre hohen Energien beschleunigt werden, ist nur unzureichend bekannt. Die teilweise unerwarteten Ergebnisse werden charakterisiert durch den Titel einer Arbeit von McDONALD et al. [MST80]: „If you have seen one magnetosphere, you haven't seen them all.“

Wie Jupiter selbst ein riesiges Labor zum Studium von atmosphärischen Vorgängen darstellt, ist auch seine Magnetosphäre ein gigantisches Labor, in dem Phänomene studiert werden können, die es auf der Erde nicht gibt, die aber helfen können, die grundlegenden physikalischen Gesetzmäßigkeiten zu verstehen, die ihnen zugrunde liegen. Unsere Sonne und ihre Planeten sind die einzigen kosmischen Laboratorien, die uns relativ gut zugänglich sind. Aus den hierbei gewonnenen Erkenntnissen können wir versuchen, den Aufbau und die Geschichte des Universums zu verstehen.

Diese Überlegungen und die ungeklärten Fragen führten zu der Entwicklung einer Raumsonde, deren Ziel die Erforschung des Jupiter-Systems sein sollte. Dieses Raumfahrzeug sollte aus einem Mutterfahrzeug, dem Orbiter, und einer Atmosphärensonde, der Probe, bestehen. Während der Orbiter zur weiträumigen Erforschung des Planeten, seiner Magnetosphäre und seiner Monde dienen sollte, war die Probe als Eintauchkapsel konzipiert, die, vom Orbiter abgeworfen, in die Jupiteratmosphäre eindringen sollte. Diese Mission, die nach dem Entdecker der vier großen Jupitermonde, auf den Namen Galileo getauft wurde, ist am 18.10.1989 mit dem Space-Shuttle Atlantis vom Kennedy-Space-Center gestartet worden und hat auf einer komplizierten Bahn nach 6 jähriger Flugzeit am 7.12.1995 den Jupiter erreicht. Die Probe wurde am 14.7.1995 vom Orbiter abgesprengt und erreichte mit einer Genauigkeit von wenigen Kilometern das Zielgebiet am Jupiter mit einer Abweichung von 53 Sekunden gegenüber dem Zeitplan. Die Aktivierung der Probe und der Verlauf der Probenmission waren erfolgreich und die Daten lie-

gen auf der Erde vor. Da über die Prozesse in der inneren Jupitermagnetosphäre wenig bekannt ist, hat die Probe auf ihrem Weg zum Jupiter Messungen der Teilchenpopulation im inneren Teil der Magnetosphäre vorgenommen, in den bisher noch kein Raumfahrzeug vorgedrungen ist. Der Stand der Kenntnisse über die innere Jupitermagnetosphäre während der Entwurfsphase der Galileo Mission ist in [Jup76] und [Sci76] zusammengefaßt.

Die Messungen wurden mit dem von der Universität Kiel in Zusammenarbeit mit dem Max-Planck-Institut für Aeronomie in Katlenburg-Lindau entwickelten Instrument **Energetic Particles Investigation - EPI** - durchgeführt. Dabei erwartet man insbesondere neue Erkenntnisse über den Teilchentransport, da dieser in seiner Abhängigkeit vom Abstand zum Jupiter und von der Energie der Teilchen nicht ausreichend vermessen ist. Die Meßdaten sollen (nach [EPI84]) Auskunft geben über

- die Transport- und Beschleunigungsprozesse,
- die Teilchenquellen und -senken der inneren Jupitermagnetosphäre,
- die Bedeutung der oberen Atmosphärenschichten für den unteren Rand der Magnetosphäre und
- die Größe und die radiale Struktur der Staubringe des Jupiter.

Eine ausführliche Darstellung der Ziele der Galileo-Mission, ihrer wechselvollen Geschichte und insbesondere des Kieler Beitrages findet man im Anhang B. Dort sind auch Verweise auf die technischen Reports zu finden, die sich z.B. mit der schadhafte Hauptantenne befassen.

Es war bereits bei dem Entwurf des Instruments klar, daß die zu erwartenden Meßergebnisse nicht einfach zu interpretieren sein würden, da neben den für eine Weltraummission typischen Anforderungen wie geringes Gewicht (1.5 kg), geringe elektrische Leistungsaufnahme (2.5 W) und kleine vorhandene Datenspeicher (7680 Bits), noch die spezielle Umgebung am Jupiter zu berücksichtigen war.³

Aufgrund der Ergebnisse vorheriger Missionen war mit extrem hohen Zählraten ($3 \cdot 10^6$ pro Sekunde) zu rechnen, mit sehr harten Spektren und verschiedenen Teilchenspezies, die gleichzeitig in die Zählkanäle einfallen würden. Deshalb konnte man nicht mit einer einfachen Trennung der Teilchen in den verschiedenen Kanälen oder einer einfachen Bestimmung der Spektralindizes durch Differenz- oder Quotientenbildung der Zählraten rechnen. Entsprechend schwierig gestaltet sich auch die Interpretation der Winkelverteilungen.

Mit der Auswertung und der Interpretation dieser Messungen beschäftigt sich die vorliegende Arbeit. Nach diesem ersten einleitenden Kapitel möchte ich im zweiten Kapitel den Aufbau und die Struktur einer Magnetosphäre vorstellen, einige Begriffe zur Dynamik der Magnetosphäre erläutern und beschreiben, wie man Teilchen in der Magnetosphäre messen kann. Das Meßprinzip, den realen Aufbau des Instruments mit seinen verschiedenen Energiekanälen sowie die Bestimmung des Ansprechvermögens mit Hilfe einer Simulation nach der Monte-Carlo-Methode erläutere ich im dritten Kapitel. Im vierten Kapitel werden die Daten durch Untersuchungen auf Zählverluste und Zufallskoinzidenzen und die daraus folgenden Korrekturen auf eine solide Grundlage gestellt, dann folgt eine kurze Darstellung der Transportprozesse in der Magnetosphäre und eine qualitative Interpretation der Daten. Erste Ergebnisse der Bestimmung von Teilchenflüssen und Energiespektren beenden dieses Kapitel. In Kapitel fünf werden die Ergebnisse zusammengefaßt und ein Ausblick auf offene Fragen und Probleme schließt dieses Kapitel ab. Der Anhang enthält die Datensätze, eine Schilderung der Galileo Mission bis zum Probe-Entry, die Ansprechkurven der Kanäle und eine Untersuchung der Detektorströme auf Hinweise zur Zählrate.

³Bei der Beurteilung der aus heutiger Sicht etwas dürftigen Ausstattung ist zu berücksichtigen, daß die Mission auf dem technische Entwicklungsstand der 70er Jahre beruht.

Kapitel 2

Die Magnetosphäre

Die Magnetosphäre eines Planeten ist definiert als der Raum, in dem die Bewegung geladener Teilchen durch das Magnetfeld des Planeten bestimmt ist. Die zwei wesentlichen Punkte, die die Grenzen der Magnetosphäre beschreiben, ergeben sich aus der obigen Definition. Die Teilchenbewegung soll durch das Feld und nicht durch die Teilchenstöße bestimmt sein, also muß die Dichte der Teilchen gering sein. Damit die Teilchen nicht das Feld verformen, sondern das Feld die Teilchen führt, muß die Energiedichte der geladenen Teilchen kleiner als diejenige des Magnetfeldes sein. Damit ist die innere Grenze der Magnetosphäre im wesentlichen durch das Anwachsen der Dichte bei Annäherung an die Atmosphäre des Planeten gegeben, während die äußere Grenze an der Stelle liegt, an der die Energiedichte von Magnetfeld und anströmendem Sonnenwind gleich ist. Als Sonnenwind bezeichnet man das radial von der Sonne mit Überschallgeschwindigkeit abströmende Plasma. Es besteht im wesentlichen aus Elektronen und Protonen mit Geschwindigkeiten von 250 - 400 km/s im langsamen Sonnenwind und von 400 - 800 km/s im schnellen Sonnenwind. Genaueres siehe z. B. [Lan95]. Abgesehen von diesen beiden allgemeinen Bedingungen und der Ausbildung einer Bugstoßwelle, an der der Sonnenwind auf Unterschallströmung abgebremst wird, können die Strukturen der Magnetosphären der einzelnen Planeten völlig verschieden sein. Eine Übersicht über die Magnetosphären der Planeten findet man z. B. bei KEPLER [Kep90] und BRYANT [Den93], für die Magnetosphären der äußeren Planeten siehe KIVELSON [KR95]. Im folgenden werde ich eine kurze Übersicht über die Struktur einer Magnetosphäre geben.

2.1 Die Struktur einer Magnetosphäre

Am Beispiel der am besten erforschten Magnetosphäre, der Erdmagnetosphäre, läßt sich der prinzipielle Aufbau gut beschreiben. Das Erdmagnetfeld entsteht durch einen Dynamoeffekt im Erdinneren, der durch unterschiedliche Rotationsgeschwindigkeiten der flüssigen Kernmaterie in verschiedenen Tiefen und durch Konvektionseffekte verursacht wird. Dieser Effekt wird als magnetohydrodynamischer Dynamo bezeichnet. Eine detaillierte Beschreibung findet man z. B. bei KALLENRODE [Kal98], WIBBERENZ [Wib85], STROBACH [Str91], KERTZ [Ker71] oder KIPPENHAHN & MÖLLENHOF [Kip75]. Das Magnetfeld der Erde kann in erster Näherung als das eines exzentrischen Dipols mit einem Dipolmoment von $8 \cdot 10^{22}$ Am² beschrieben werden, dessen Achse um 11.3° gegenüber der Rotationsachse gekippt und um 436 km in Richtung des westlichen Pazifiks verschoben ist. Das Feld kann in ein Innen- und ein Außenfeld zerlegt werden, wobei das Innenfeld im wesentlichen durch den Dipolcharakter beschrieben ist, während das Außenfeld durch in der Magnetosphäre entstehende Ringströme und die solare Aktivität stark beeinflusst wird. In Abbildung 2.1 ist der Aufbau der Erdmagnetosphäre in schematischer Form dargestellt.

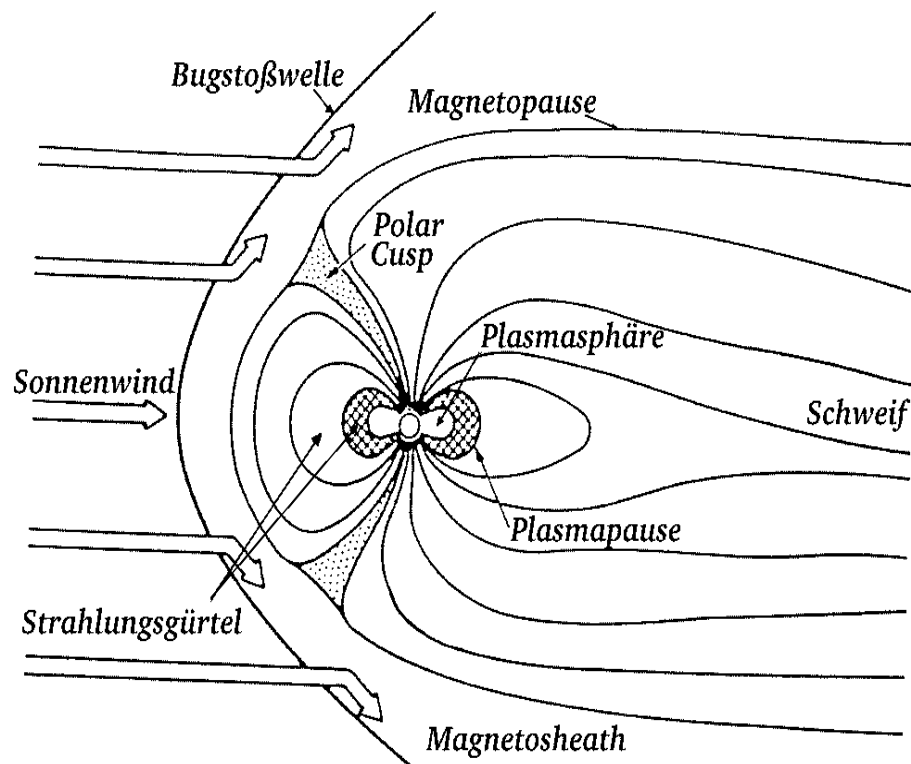


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Erdmagnetosphäre.

Die äußere Grenze der Magnetosphäre wird durch die Wechselwirkung des Magnetfeldes mit dem Sonnenwind festgelegt. Die Magnetopause bildet die eigentliche Begrenzung der Magnetosphäre, da sie den Bereich, in dem der Sonnenwind bestimmend ist, von dem Bereich in dem das Magnetfeld bestimmend ist, abtrennt. Da die Magnetopause die Fläche ist, auf der sich der Strömungsdruck des Sonnenwindes und der Druck des Erdmagnetfeldes im Gleichgewicht befinden, führen Schwankungen im Sonnenwind zu einer Verschiebung dieser Grenze. Der Schnittpunkt der Magnetopause mit der Verbindungslinie Erde-Sonne wird subsolarer Punkt genannt. Dieser sonnennächste Punkt der Magnetosphäre befindet sich bei ~ 10 Erdradien R_e ($1 R_e = 6378 \text{ km}$), kann aber bei Änderungen des Sonnenwindes zwischen 4.5 und $20 R_e$ schwanken.

Der mit Überschallgeschwindigkeit anströmende Sonnenwind wird beim Auftreffen auf das Hindernis Magnetopause auf Unterschallgeschwindigkeit abgebremst. Dabei bildet sich eine Stoßwelle aus, die Bugstoßwelle. Sie liegt einige Erdradien vor der Magnetopause. Zwischen Bugstoßwelle und Magnetopause befindet sich die Magnetosheath. Dieser Bereich ist durch Teilchen aus dem Sonnenwind charakterisiert, jedoch sind die Teilchen langsamer als im Sonnenwind und das Plasma ist sehr turbulent. Die Polar Cusps bilden zwei ausgezeichnete Bereiche in polaren Breiten in der Magnetosphäre, um die herum sich die Feldlinien aufteilen in solche, die sich auf der Tagseite der Magnetosphäre schließen und solche, die vom Sonnenwind nach hinten in den Schweif gezogen werden. Auf der sonnenabgewandten Seite wird die Magnetosphäre in einen langen Schweif auseinandergezogen bis zu einer Länge von mehr als hundert Erdradien. In der Plasmasphäre befinden sich Teilchen, die thermische Energien haben und aus der Ionosphäre stammen. Die Ausdehnung der Plasmasphäre ist auf wenige Erdradien beschränkt. An die Plasmasphäre anschließend findet man den Hauptteil der Strahlungsgürtel, nach seinem Entdecker auch Van Allen Gürtel genannt. Bei dem Strahlungsgürtel handelt es sich um Teilchen, die in der Magnetosphäre wie in magnetischen Flaschen gefangen sind. Dabei reichen die vorkommenden

Energien von einigen hundert keV bis zu einigen hundert MeV.

Betrachtet man die Jupitermagnetosphäre, so findet man einen im Groben ähnlichen Aufbau. Das Magnetfeld des Jupiter ist, wie das der Erde, nicht vollständig symmetrisch, kann aber innerhalb einiger Jupiterradien R_j ($1 R_j = 71372 \text{ km}$) als Dipolfeld beschrieben werden mit einer Dipolachse, die um 10° gegen die Rotationsachse des Planeten geneigt und um $0.12 R_j$ Richtung Norden gegen das Zentrum verschoben ist. Das magnetische Moment des Jupiter ist um mehr als vier Größenordnungen höher als das der Erde, die Feldstärke an der Oberfläche ist um eine Größenordnung höher als auf der Erde. Da der Jupiter keine feste Oberfläche besitzt, wird als Oberfläche des Jupiter im Allgemeinen die Fläche definiert, auf der der Druck 1 bar herrscht. Durch die Neigung der Magnetfeldachse gegen die Rotationsachse führt das Magnetfeld bei jeder Drehung eine Wobbelbewegung von $\pm 10^\circ$ aus. Dieser Effekt, die hohe Rotationsgeschwindigkeit von einer Umdrehung in 9 Stunden 55 Minuten 37 Sekunden [Geh76, dPG90, Des83] und die Monde innerhalb der Magnetosphäre tragen dazu bei, daß die Magnetosphäre des Jupiter sehr komplex und hochgradig variabel ist. Die Abbildung 2.2 zeigt eine vereinfachte Darstellung der Struktur der Jupitermagnetosphäre.

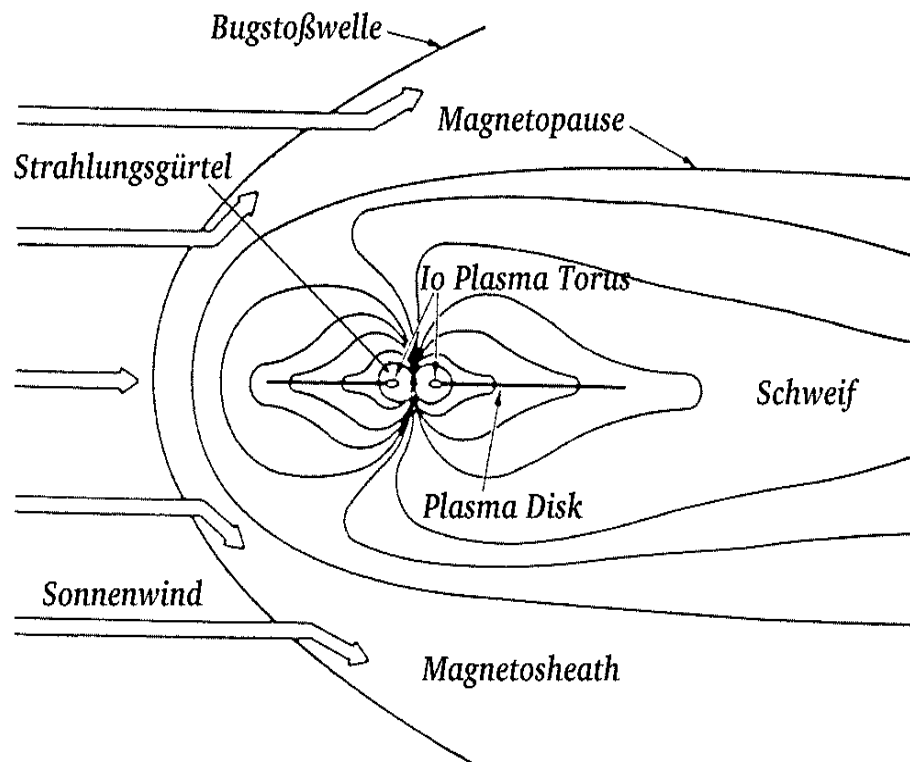


Abbildung 2.2: Die Magnetosphäre des Jupiter in einer vereinfachten Darstellung.

Aus den Vorbeiflügen der Raumsonden Pioneer, Voyager, Ulyseus und Galileo weiß man, daß die Magnetopause in Sonnenrichtung im Bereich von $\sim 110 R_j$ bis $\sim 45 R_j$ fluktuiert. Die Bugstoßwelle liegt etwa $10-30 R_j$ vor der Magnetopause, während der Schweif sich bis zu einer Länge von mehreren hundert Jupiterradien erstreckt.

Die Jupitermagnetosphäre wird im allgemeinen in drei Bereiche eingeteilt, die innere Zone im Bereich von $1.5 R_j - 8 R_j$, daran anschließend die mittlere Zone bis zu einer Entfernung von $30 - 50 R_j$ und schließlich schwankt die äußere Zone im Bereich von $50 - 110 R_j$. In der äußeren Zone ist das Plasma ausgedünnt und die Struktur sehr variabel. Die mittlere Zone wird bestimmt durch eine äquatoriale Plasmaschicht (plasma disk), die größtenteils mit dem

Magnetfeld mitrotiert. Die hohe Rotationsgeschwindigkeit erzeugt Fliehkräfte, die das Plasma im wesentlichen in der Äquatorebene konzentrieren, es aber auch nach außen tragen. Hierdurch und durch die entstehende Stromschicht wird das Magnetfeld gestreckt und abgeflacht. Die innere Grenze der mittleren Zone bildet die relativ dichte Plasmaschicht um den Io Orbit, der Io Plasmatorus. Innerhalb des Plasmatorus ist das planetare Dipolfeld vorherrschend mit Plasma geringer Dichte und in den Strahlungsgürteln mit Teilchenpopulationen hoher Energie gefüllt. Die Intensitäten in den Strahlungsgürteln des Jupiter liegen um Größenordnungen über den Intensitäten vergleichbarer Teilchen in der Erdmagnetosphäre.

Nach diesem Überblick über die Struktur der Magnetosphäre möchte ich im nächsten Abschnitt auf einige dynamische Aspekte der Magnetosphäre eingehen.

2.2 Dynamische Prozesse in der Magnetosphäre

Die im Abschnitt 2.1 beschriebene Struktur ist kein statisches, sondern ein hochgradig variables Gebilde. Einen dynamischen Aspekt der Magnetosphäre, die Bewegung der Magnetopause unter der Einwirkung des Sonnenwindes, habe ich bereits im vorigen Abschnitt erwähnt. Die Vielfalt der dynamischen Prozesse reicht von magnetischen Stürmen und Polarlichtern über Flux-Transfer Ereignisse, die auf dem Prozeß der Feldlinienverschmelzung (Reconnection) beruhen und einen Austausch von Plasma und Energie zwischen Magnetosphäre und Sonnenwind erlauben, bis hin zu den Bewegungen, d.h. Beschleunigung und Transport von geladenen Teilchen, sowie deren Quellen und Senken. Die elektrischen Stromsysteme und ihre Wechselwirkungen mit dem Sonnenwind sind ebenso interessante Phänomene wie die Prozesse in der Bugstoßwelle (stoßfreie Stoßwellen). Für eine ausführliche Beschreibung der Phänomene sei auf die vorhandene Literatur verwiesen, da sie den Rahmen dieser Arbeit bei weitem übersteigt. Eine übersichtliche und verständlich geschriebene Einführung findet man z.B. bei KALLENRODE [Kal98] und WIBBERENZ [Wib85]. Eine Beschreibung der Polarlichter findet man bei BREKKE & EGELAND [BE83], oder SCHRÖDER [Sch84]. Die dynamische Magnetosphäre allgemein sowie Flux-Transfer-Events und Reconnection werden diskutiert in KIVELSON & RUSSELL [KR95].

Nach dieser Einleitung werde ich den Rest des Abschnitts für eine Übersicht über die für meine Arbeit wichtigen Teilchenpopulationen in der Magnetosphäre verwenden. Abbildung 2.3 zeigt die wichtigsten Plasma- und Teilchenpopulationen sowie die Stromsysteme der Erdmagnetosphäre. Man erkennt die Plasmasphäre sowie die Plasmaschicht im Bereich des Magnetosphärenschweifes, die beide Plasma ionosphärischen Ursprungs enthalten. Die Plasmaschicht, auch Neutral-schicht genannt, trennt Bereiche unterschiedlicher Magnetfeldpolarität und enthält niederenergetische Elektronen und Ionen. Von den weiteren in der Abbildung gezeigten Phänomenen möchte ich hier nur auf die Strahlungsgürtel (magnetically trapped particles) näher eingehen, da in diesem Bereich der Jupitermagnetosphäre die Messungen des EPI-Instruments durchgeführt wurden. Als Strahlungsgürtel bezeichnet man die Bereiche, in denen Teilchen im Magnetfeld stabil eingefangen werden (magnetische Flasche). Es handelt sich um energiereiche Teilchen, deren Intensität von der Energie abhängt und mit zunehmender Entfernung vom Planeten abnimmt. Die Bahnen der Teilchen im Strahlungsgürtel setzen sich aus drei Bewegungen zusammen, die durch die drei adiabatischen Invarianten bestimmt werden. Eine ausführliche Beschreibung der adiabatischen Invarianten findet man z. B. bei WALT [Wal94]. Die Teilchen führen eine Spiralbewegung um eine einzelne Magnetfeldlinie aus. Bewegen sie sich Richtung Pol, kommen sie in einen Bereich zunehmender Magnetfeldstärke und werden reflektiert (Konstanz des magnetischen Moments). Dadurch ergibt sich eine Oszillation der Teilchen zwischen nördlichem und südlichem Umkehrpunkt (Longitudinalinvariante). Zusätzlich driftet das Teilchen um die Erde herum (Flußinvariante). Hat das Teilchen am Äquator einen zu kleinen Pitchwinkel (Anstellwin-

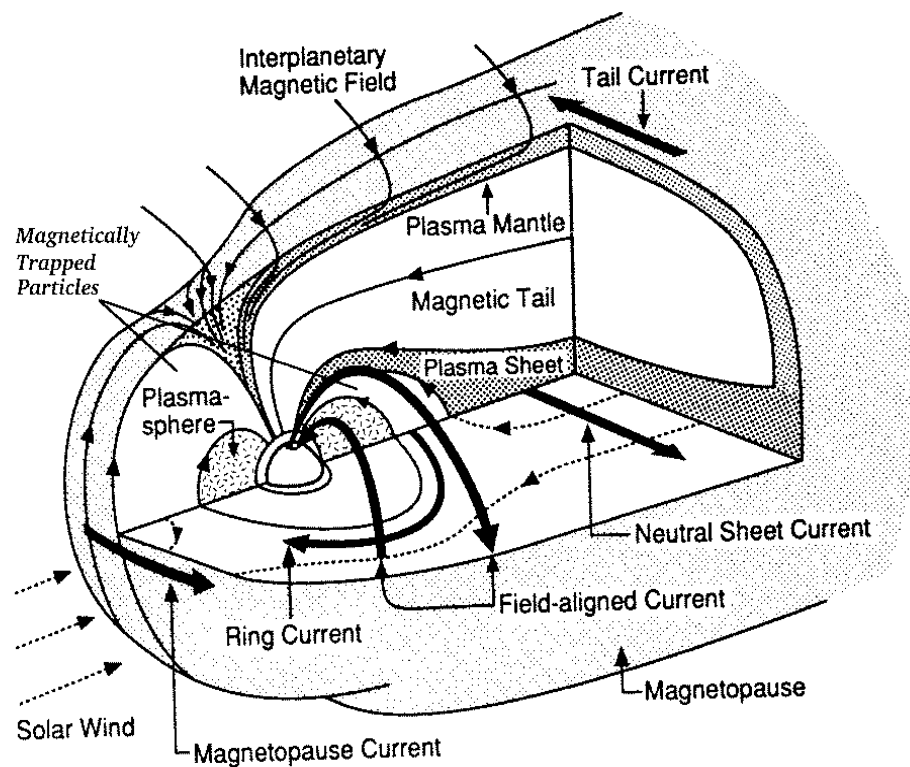


Abbildung 2.3: Plasma- und Teilchenpopulationen der Erdmagnetosphäre (Bereiche mit Textur) und Stromsysteme (NACH WALT [Wal94]).

kel der Geschwindigkeit gegenüber dem Magnetfeld), so liegt der Reflektionspunkt zu tief und das Teilchen geht durch Wechselwirkung mit der Atmosphäre verloren (Verlustkegel). Durch Verletzung der Longitudinalinvariante können Teilchen in den Verlustkegel gestreut werden. In Abbildung 2.4 sind die Bewegungen der Teilchen am Beispiel der Erde dargestellt.

Eine Quelle für hochenergetische Teilchen im Strahlungsgürtel ist die galaktische kosmische Strahlung. Durch Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit der Atmosphäre entstehen Neutronen. Als neutrale Teilchen können sie sich vom Magnetfeld unbeeinflusst bewegen. Die Neutronen zerfallen in Proton, Elektron und Antineutrino. Findet dieser Prozeß im Bereich der Strahlungsgürtel statt, so wirkt er als Quelle und wird als **Cosimic-Ray-Albedo-Neutron-Decay-(CRAND)-Quelle** bezeichnet. Stammen die Neutronen aus Wechselwirkungen von solaren Protonen mit der Atmosphäre, so wird die Quelle als **Solar-Proton-Albedo-Neutron-Decay-(SPAND)-Quelle** bezeichnet. Die CRAND-Quelle ist ca. zehnmals intensiver als die SPAND-Quelle. Ein anderer Prozeß, der zum Auffüllen der Strahlungsgürtel beiträgt, ist die radiale Diffusion oder L-Schalendiffusion. Bei diesem Vorgang werden die Teilchen unter Verletzung der dritten adiabatischen Invarianten (Flußinvariante) nach innen transportiert und gleichzeitig beschleunigt. Die Beschleunigung findet sowohl senkrecht zum Magnetfeld aufgrund der Zunahme der Magnetfeldstärke (Betatron-Effekt), als auch parallel zum Magnetfeld durch Verkürzung der Feldlinie der Longitudinalbewegung (Fermi-Effekt) statt.

Diese Prozesse finden in ähnlicher Weise in der Jupitermagnetosphäre statt, aber wegen der komplexen Dynamik, sowie der vielfältigen Quellen und Verluste für Teilchen, ist nicht bekannt, in welchem Umfang sie ablaufen und welche anderen Prozesse beteiligt sind. Der Io ist nachweislich eine Quelle für schwere Teilchen [GSM96, FPA⁺96, WMM⁺96] und besitzt wahrscheinlich ein eigenes Magnetfeld [KKW⁺96]. Der Einfluß der Ionosphäre des Jupiter auf die Teilchenpo-

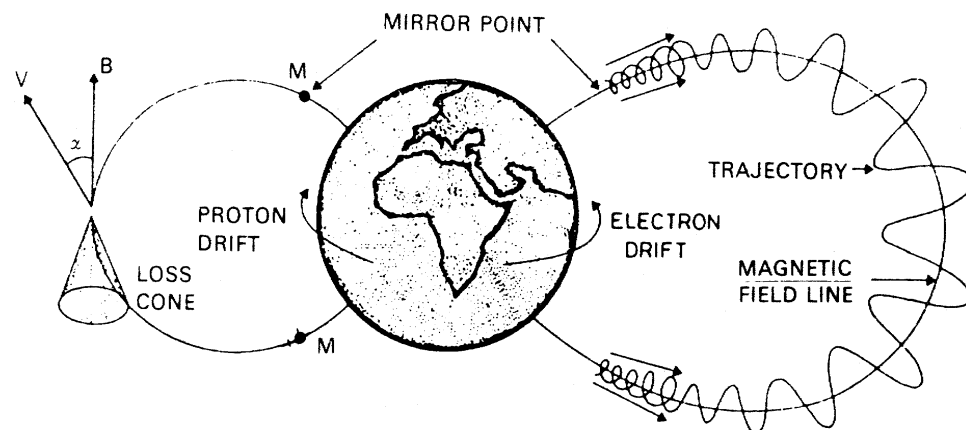


Abbildung 2.4: **Bahnen der im Strahlungsgürtel gefangenen Teilchen.** Die Bahnen der Teilchen im Strahlungsgürtel setzen sich aus drei Bewegungen zusammen. Die Teilchen führen eine Spiralbewegung um eine einzelne Magnetfeldlinie aus. Bewegen sie sich Richtung Pol, kommen sie in einen Bereich zunehmender Magnetfeldstärke und werden reflektiert (Konstanz des magnetischen Moments). Dadurch ergibt sich eine Oszillation der Teilchen zwischen nördlichem und südlichem Umkehrpunkt (Longitudinalinvariante). Zusätzlich driftet das Teilchen um die Erde herum (Flußinvariante). Hat das Teilchen am Äquator einen zu kleinen Pitchwinkel (Anstellwinkel der Geschwindigkeit gegenüber dem Magnetfeld), so liegt der Reflektionspunkt zu tief und das Teilchen geht durch Wechselwirkung mit der Atmosphäre verloren (Verlustkegel). Durch Verletzung der Longitudinalinvariante können Teilchen in den Verlustkegel gestreut werden. (LEMAIRE, 1982, in Hargreaves [Har92]).

pulation ist ebenfalls noch unzureichend bekannt. Informationen hierzu zu sammeln war und ist eines der Ziele der Galileo-Mission und der Orbiter liefert ständig neue Daten zu diesem Komplex.

Nachdem ich die Struktur und die Dynamik der Magnetosphäre grob umrissen habe, geht es im nächsten Abschnitt darum, wie man Teilchen in der Magnetosphäre des Jupiter von der Erde aus messen kann.

2.3 Fernerkundung energiereicher Teilchen

Die wichtigsten Methoden, um von der Erde aus per Fernerkundung (remote-sensing) Informationen über den Jupiter zu gewinnen, sind die Beobachtungen im infraroten, im optischen und im ultravioletten Spektralbereich sowie die Radiobeobachtungen. Fernerkundung soll hier nicht nur Messungen von erdgebundenen Stationen bedeuten, sondern auch Beobachtungssatelliten in erdnahen Bahnen einschließen.

Jupiter ist im Frequenzbereich von 0.6 - 30 MHz eine der stärksten Radioquellen am Himmel. Jupiter sendet vier Klassen von Radiostrahlung aus, die aufgrund ihrer Wellenlänge als Kilometer-, Dekameter-, Dezimeter- Millimeterstrahlung bezeichnet werden und denen unterschiedliche Mechanismen zugrunde liegen [CDA83]. Die Kilometerstrahlung erstreckt sich über den Bereich von einigen Kilometern Wellenlänge und besteht aus zwei Komponenten, einer Breitband-Strahlung aus den Polregionen des Jupiter und einer Schmalband-Strahlung aus dem Bereich von 8 - 9 R_j . Die Dekameterstrahlung liegt im Wellenlängenbereich von 10 - 500 m und tritt in Bursts von einigen Sekunden Dauer auf. Diese Strahlung ist vermutlich Zyklotronstrahlung, die durch langsame, um das Magnetfeld kreisende Elektronen entsteht. Die Produktion dieser Strahlung findet bevorzugt in der Nähe oder innerhalb der Io Flußröhre statt. Die Strah-

lung wird längs einer Kegelschale ausgesandt und die beobachteten Bursts kommen dadurch zustande, daß die Strahlung an der Position des Beobachters nur unter bestimmten Winkeln zu sehen ist [Sta81, CDA83, Bel87, GZL89]. Die Dezimeterstrahlung liegt im Bereich von 10 cm bis zu einigen Metern und stammt aus der inneren Magnetosphäre zwischen $1.3 R_j$ und $3 R_j$ [dP86, dPD86]. Diese Strahlung ist Synchrotronstrahlung von relativistischen Elektronen, die um das Magnetfeld spiralen. Aus der Intensität der Strahlung kann man auf die Teilchenflüsse schließen, die die Strahlung verursachen [dPG90, dPG94]. Die Millimeterstrahlung ist ein Teil der thermischen Strahlung der Jupiteratmosphäre und wird isotrop abgestrahlt. In Abbildung 2.5 ist eine schematische Übersicht über die verschiedenen Strahlungen und ihre Entstehung gegeben. Nachdem ich in der obigen Übersicht angedeutet habe, wie man geladene Teilchen über

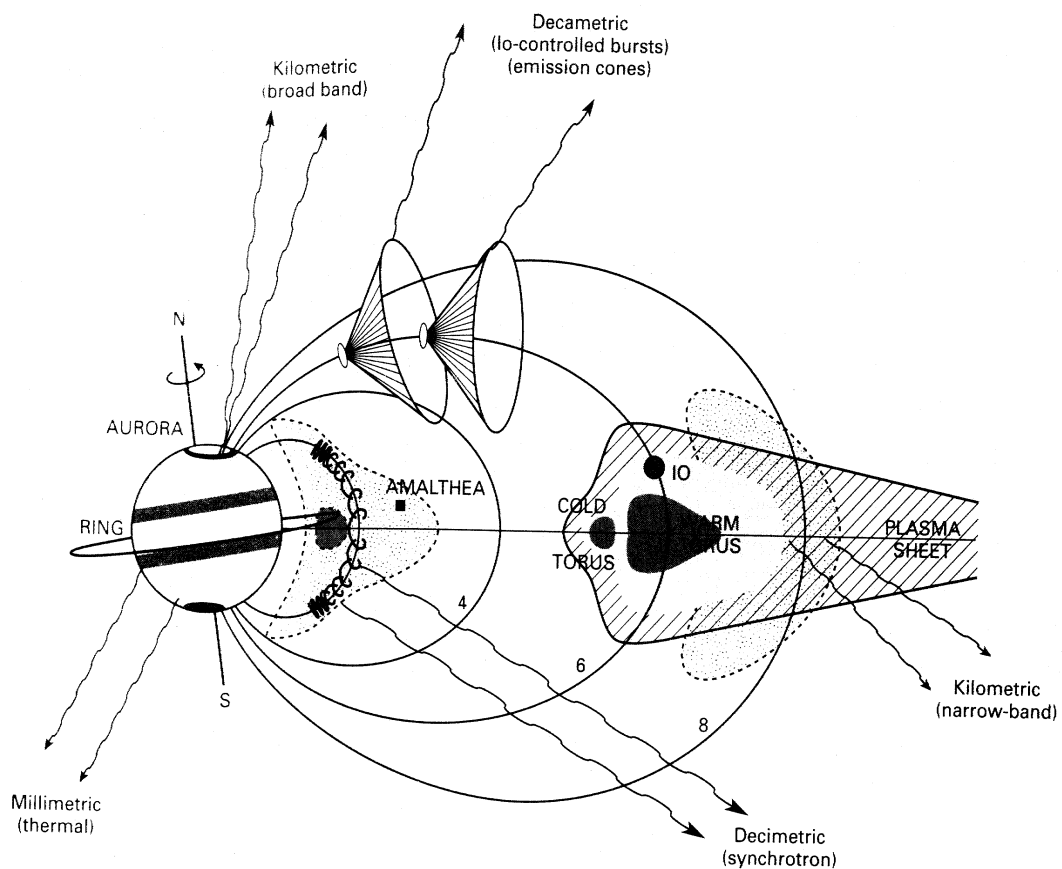


Abbildung 2.5: Die innere Jupitermagnetosphäre mit Radioquellen. Schematisches Diagramm der inneren Magnetosphäre des Jupiter. Eingezeichnet sind Magnetfeldlinien bei 2, 4, 6 und $8 R_j$ sowie gestrichelte Flächen, die die Teilchenkonzentrationen angeben sollen. Die verschiedenen Strahlungsarten und ihre Entstehungsgebiete sind eingetragen, man erkennt die Strahlungskegel der Dekameterstrahlung, die schematische Darstellung der spiralen Elektronen im Bereich um $2 R_j$ als Quelle der Dezimeterstrahlung, die thermische Millimeterstrahlung sowie die beiden Quellgebiete der Kilometerstrahlung. Ebenfalls eingezeichnet sind der Io Torus mit seinen verschiedenen Regionen sowie die Plasmaschicht [Rog95].

Radiostrahlung entdecken und messen kann, möchte ich die Beobachtungen im optischen Bereich unter Verwendung von unterschiedlichen Filtern kurz beschreiben. Bereits 1972 entdeckte BROWN [Bro74] die Natriumwolke um den Io bei Beobachtungen des Jupiter. Diese Atome stammen zum Teil von der Oberfläche des Io, aus der sie durch Prozesse wie z.B. das „sputtering“ herausgeschleudert werden. Als „sputtering“ bezeichnet man das Herauslagern von Teilchen aus der Oberfläche durch auftreffende hochenergetische Teilchen. Neben Natrium wurden auch

Schwefel, Sauerstoff und Kalium in der Wolke entdeckt. Die Quelle für alle diese Teilchen ist ebenfalls der Io. Die Erdbeobachtungen im optischen und infraroten Spektralbereich werden durch Messungen von Satelliten im erdnahen Weltraum ergänzt und erweitert (z.B. Hubble-Teleskop, International Ultraviolet Explorer). Bei diesen Messungen wurde auch eine Natriumwolke entdeckt, die eine Ausdehnung von $\sim 400 R_j$ um den Planeten erreicht [MBFH90, MFB92] und damit das gesamte Jupitersystem umgibt. Durch diese Messungen war es möglich erste Theorien und Modelle über die Magnetosphäre und Wechselwirkungen mit den Monden zu entwickeln. Der Vorteil der erdgebundenen Messungen besteht darin, daß sie fast kontinuierlich durchgeführt werden können, der Nachteil ist, daß einige Dinge wie z.B. die Energiespektren von Teilchen und deren Intensitäten nicht direkt gemessen werden können und deshalb als Annahmen in die Modelle hineingesteckt werden müssen. Hier helfen die im nächsten Abschnitt beschriebenen Messungen vor Ort (in situ).

2.4 In-situ Messungen energiereicher Teilchen

Wie bereits im letzten Abschnitt angesprochen, ist es für die Überprüfung und Verbesserung von Modellen und Theorien nötig, die Randbedingungen möglichst genau zu bestimmen. Dazu gehören z.B. die Bestimmung von Quellen und Senken für Teilchen in der Magnetosphäre oder die Vermessung der Magnetfeldstärke und -richtung, die Vermessung der Monde und ihrer Rolle bei der Injektion von Materie in die Magnetosphäre, aber auch die Messung der Richtungs- und Intensitätsverteilung hochenergetischer geladener Teilchen, die Bestimmung von Plasmadichten und Strömen und die Verteilung von neutralem Gas. Diese Messungen sind nur vor Ort mit Raumfahrzeugen möglich. Allerdings erhält man bei den Messungen nur punktuelle Ergebnisse am Ort des Raumfahrzeuges zur Zeit des Vorbeifluges. Man muß also aus den einzelnen Meßpunkten auf die großräumige Struktur schließen. Trotz dieser Schwierigkeit ist das Wissen über das Jupitersystem durch die Messungen der Raumsonden Pioneer, Voyager und Ulysses sprunghaft angestiegen. Durch die Messungen mit dem Galileo Orbiter, der sich seit Dezember 1995 in verschiedenen Orbits durch das Jupitersystem bewegt, wird sich, wie man aus den bereits vorliegenden Ergebnissen schließen kann, das Wissen über den Jupiter, sein Magnetfeld und seine Monde nochmals vervielfältigen. Die optischen Instrumente liefern Bilder, auf denen man Veränderungen seit den Besuchen der letzten Sonden deutlich erkennen kann und damit Hinweise auf die Struktur und Dynamik der Monde erhalten kann. Es gibt detaillierte Aufnahmen von den Strukturen der Jupiteratmosphäre und ihren zeitlichen Änderungen. Diese Ergebnisse sind in verschiedenen Zeitschriften veröffentlicht z.B. in [Sci96] und die neuesten Bilder werden regelmäßig auf der Galileo Home Page veröffentlicht (siehe Anhang). Wichtig für diese Arbeit sind die Teilchenmessungen auf den zurückliegenden Missionen. Die von den Sonden Pioneer 10 und 11 erhaltenen Ergebnisse sind in dem Buch von GEHRELS [Geh76] zusammengefaßt, während die Ergebnisse der Voyagersonden 1 und 2 über die Magnetosphäre in dem Buch von DESSLER [Des83] zu finden sind.

Die Messungen der Raumfahrzeuge zeigten eine sehr variable Jupitermagnetosphäre. So fanden Pioneer 10 und 11 die Bugwelle bei 109-110 R_j und die Magnetopause bei 96-97 R_j , während die Magnetosphäre bei der Ankunft der Voyagersonden kompakter war und die Bugwelle bei 86-99 R_j und die Magnetopause bei 67-72 R_j gefunden wurde. Der Galileo Orbiter kreuzte den Bowshock des Jupiter zum ersten Mal am 16. November 1995 in einer Entfernung von ca. 210 R_j . Im Verlauf des weiteren Fluges wurde die Grenze mehrfach über das Fahrzeug hinweggetragen, bis Galileo am 26. November 1995 endgültig den Bowshock in einer Entfernung von ca. 125 R_j überquerte. Diese Daten spiegeln die hohe Dynamik der äußeren Jupitermagnetosphäre wieder, die sehr empfindlich auf Veränderungen im Sonnenwind reagiert.

Als Abschluß dieser kurzen Übersicht über die Magnetosphäre und die Möglichkeiten Teil-

chen darin zu messen, möchte ich einige Meßergebnisse von Pioneer 11 [FMMC75] zeigen. In Abbildung 2.6 sind die von Pioneer 11 gemessenen energiereichen Elektronen- und Ionenflüsse in der inneren Magnetosphäre dargestellt. E_e bezeichnet die Elektronenflüsse und E_p die der Protonen und Ionen, wobei die Ionenflüsse so berechnet wurden, als wären es Protonen. Die linke Skala gibt den Teilchenfluß an und gilt für alle Kurven bis auf die oberste, für die die rechte Skala gilt, die den Energiefluß angibt. Man erkennt einige Strukturen in den Flüssen, die als Absorption der Teilchen durch Io, Amalthea und den Staubring gedeutet werden.

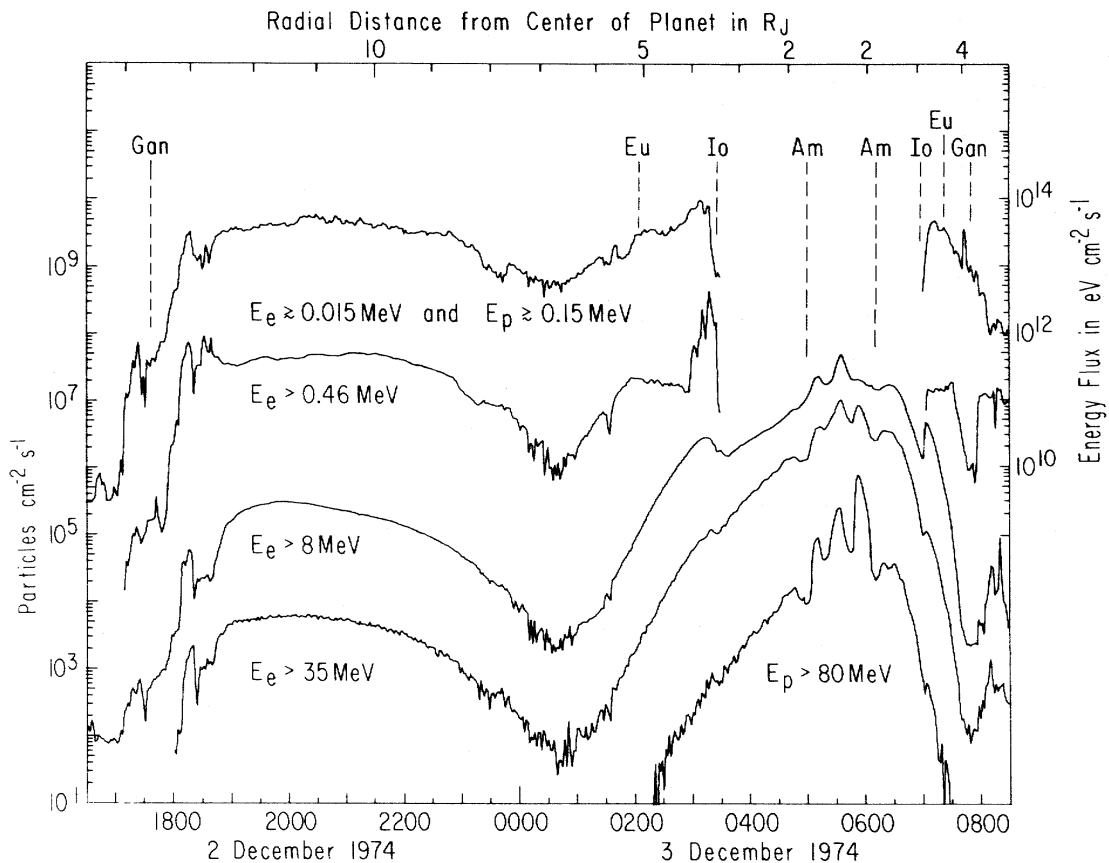


Abbildung 2.6: Von Pioneer-11 gemessene Teilchenintensitäten.

Energereiche Elektronen und Ionen in der inneren Magnetosphäre des Jupiter gemessen von Pioneer 11. Es sind einige Strukturen zu sehen, die auf Absorption des Teilchen durch Io, Amalthea und den Staubring hindeuten. Die Ionenflüsse wurden so berechnet als ob es Protonen wären. Die rechte Skala gibt den Energiefluß an und gilt für die oberste Kurve, während die linke Skala den Teilchenfluß angibt und für alle anderen Kurven gilt [FMMC75].

Diese Ergebnisse sind mit denen des EPI-Instruments zu vergleichen bzw. werden durch diese ergänzt. Man erkennt in den Pioneerdaten noch einmal die Schwierigkeiten der Messung, nämlich die hohen zu erwartenden Zählraten und das Gemisch von Teilchensorten, das gleichzeitig auf die Apparatur einfällt.

Nach dieser Übersicht werde ich die Magnetosphäre zunächst verlassen und im nächsten Kapitel den Aufbau des EPI-Instruments beschreiben.

Kapitel 3

Das Kieler Instrument an Bord der Galileo-Probe

Das Ziel des EPI-Instruments war es, im Bereich von $2 R_j$ bis $1.1 R_j$ die Intensität der Teilchenstrahlung sowie deren Energie- und Winkelverteilung für Elektronen, Protonen, α -Teilchen und Ionen mit $Z > 2$ zu bestimmen. Zum Vergleich sollten zusätzlich einige Messungen in dem Raumbereich gemacht werden, aus dem Daten von Pioneer 11 vorliegen. Um die genannten Aufgaben zu erfüllen, brauchte man ein Instrument, das die Energie geladener Teilchen messen kann, eine Richtungsauflösung ermöglicht und verschiedene Teilchensorten zu trennen erlaubt. Die physikalischen Grundlagen, die für den Teilchennachweis ausgenutzt werden, werde ich im folgenden Abschnitt kurz zusammenstellen.

3.1 Teilchennachweis

Betrachtet man die Wechselwirkungen geladener Teilchen mit Materie, so lassen sich zwei Anteile unterscheiden. Einmal die durch Stöße mit den Atomhüllen der durchsetzten Materie hervorgerufenen Energieverluste und zum anderen die durch die Beschleunigung (Abbremsung, Ablenkung) der geladenen Teilchen im elektrischen Feld des Kernes hervorgerufenen Strahlungsverluste.

Energieverlust durch Ionisation und Anregung

Dringt ein geladenes Teilchen in Materie ein, so verliert es Energie und wird gestreut, d.h. aus seiner Richtung abgelenkt. Der Energieverlust und die Streuung werden durch viele inelastische Stöße mit den Atomhüllen der durchsetzten Materie verursacht und führen zu deren Anregung oder Ionisation. Will man Aussagen über den Energieverlust von Teilchen einer bestimmten Energie machen, so muß man viele Teilchen dieser Energie beobachten und über ihre Energieverluste mitteln, da es nicht möglich ist, einzelne Teilchen auf ihrem Weg zu verfolgen. Für schwere geladene Teilchen ($m \gg m_e$) wird der mittlere durch Ionisation hervorgerufene Energieverlust dE/dx unter Berücksichtigung relativistischer und quantenphysikalischer Effekte durch die BETHE-BLOCH-Formel [Ros52] beschrieben

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{4\pi e^4}{m_e} \frac{\rho Z}{A} \frac{z^2}{v^2} \left\{ \ln \frac{2m_e v^2}{\langle I \rangle} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{C_i}{Z} - \frac{\delta}{2} \right\} \quad (3.1)$$

Der mittlere Energieverlust ist abhängig von der Ladung z und der Geschwindigkeit v des Teilchens sowie dem Atomgewicht A , der Kernladungszahl Z , der Dichte ρ und der mittleren

m	Ruhemasse und
v	Geschwindigkeit des ionisierenden Teilchens
m_e	Ruhemasse des Elektrons
c	Lichtgeschwindigkeit
β	$= v/c$
e	Elementarladung
z	Ladungszahl des Teilchens
E	kinetische Energie des einfallenden Teilchens
Z	Kernladungszahl und
A	Atomgewicht des Absorbermaterials
$\langle I \rangle$	mittlere Ionisationsenergie,
x	Schichtdicke und
ρ	Dichte des Absorbermaterials

Tabelle 3.1: Die Bedeutung häufig benutzter Abkürzungen.

Ionisationsenergie $\langle I \rangle$ des Absorbers. Mit zunehmendem Z/A und zunehmender Dichte des Absorbermaterials steigt der Energieverlust linear, wächst aber quadratisch mit der Ladung z des Teilchens und nimmt quadratisch mit dessen Geschwindigkeit ab. Die Abhängigkeit von der Ionisationsenergie wird durch den ersten Term in der geschweiften Klammer beschrieben. Relativistische Effekte werden im zweiten und dritten Term in der Klammer berücksichtigt, während die Faktoren C_i/Z mit $i = \{K, L, M, \dots\}$ Korrekturterme sind, die die geringere Ionisationswahrscheinlichkeit der inneren Schalen berücksichtigen. Die bei hohen Teilchenenergien auftretende Polarisation ist in dem Term $\delta/2$ enthalten, ausführliche Beschreibungen der Korrekturterme findet man bei STERNHEIMER [Ste66, SP71]. Für Teilchen mit nicht-relativistischen Energien ($\langle I \rangle \ll E \ll mc^2$) ändert sich der erste Term der Klammer nur wenig und die relativistischen Ausdrücke sind vernachlässigbar, so daß man aus Gleichung (3.1) erhält

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{z^2}{v^2} \quad (3.2)$$

Damit sind Teilchen, die ein Medium mit gleicher Geschwindigkeit durchqueren, aber unterschiedlicher Ladung tragen, voneinander unterscheidbar. Unter Benutzung von $E = mv^2/2$ erhält man

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{m z^2}{E} \quad (3.3)$$

Bei gleichzeitiger Messung von Einfallenergie und Energieverlust kann man über die Bestimmung des Produktes $m z^2$ eine Teilchenidentifizierung durchführen.

Der Energieverlust von Elektronen durch Anregungs- und Ionisationsprozesse zeigt aufgrund der gleichen Masse und der prinzipiellen Ununterscheidbarkeit der Stoßpartner ein anderes Verhalten als bei den schweren Teilchen beschrieben. Der mittlere Energieverlust von Elektronen wird beschrieben durch [Her66, Thü74]

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{el} = \frac{2\pi e^4 ZN}{m_e v^2} \left\{ \ln \frac{m_e v^2 E}{2\langle I \rangle^2 (1-\beta^2)} - \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2\right) \ln 2 + (1-\beta^2) + \frac{1}{8} \left(1 - \sqrt{1-\beta^2}\right)^2 \right\} \quad (3.4)$$

Wie aus der Energieverlust-Beziehung hervorgeht, nimmt bei abnehmender kinetischer Energie der Teilchen die Ionisation am Ende der Bahn zu. Diese Zunahme der Ionisationsdichte zum

Reichweitenende hin wird durch die BRAGG-Beziehung beschrieben [MS69]. Dies sei hier angemerkt, da bei Übergängen von aktiven zu passiven Schichten (Totschichten) in Detektoren, entsprechend der Dicke, Energieverluste in den Totschichten deponiert und somit nicht registriert werden. Abbildung 3.1 zeigt den mittleren spezifischen Energieverlust für verschiedene Teilchen in Silizium.

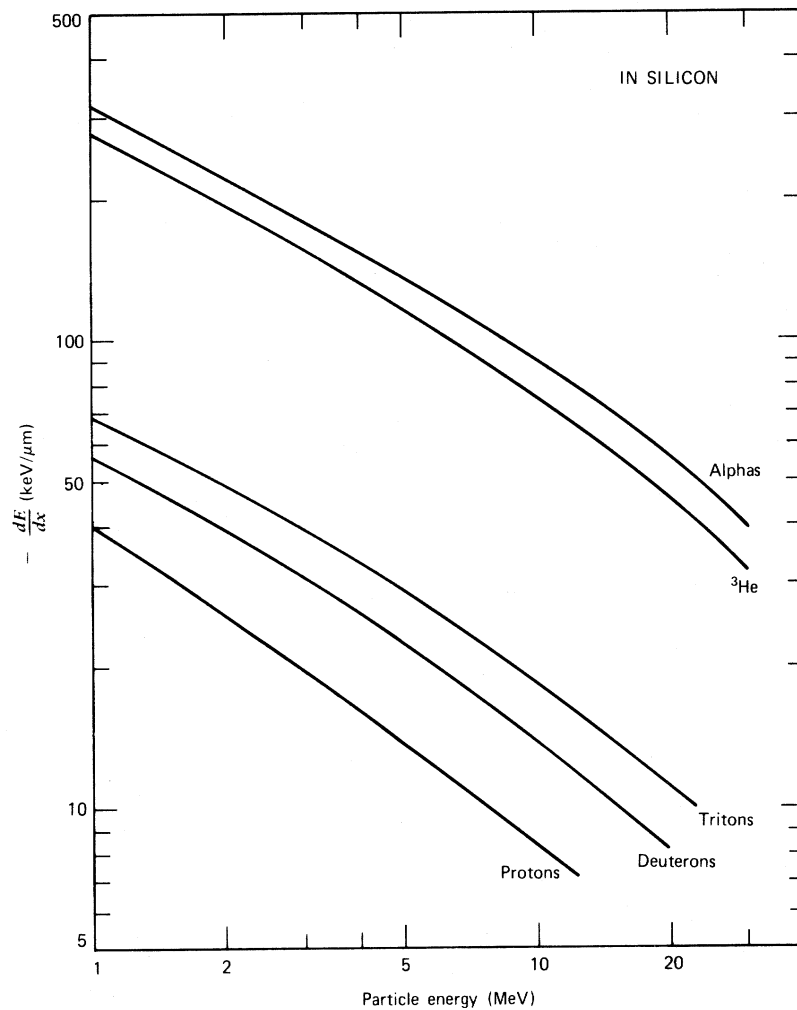


Abbildung 3.1: Mittlerer spezifischer Energieverlust für verschiedene Teilchen in Silizium (nach KNOLL [Kno79]).

Die bisher angegebenen Gleichungen beschreiben den mittleren Energieverlust der Teilchen. Da es sich bei diesen Prozessen um statistische Vorgänge handelt, unterliegen sie Schwankungen. Diese Schwankungen um den Mittelwert, die Energieverluststatistik, wird durch die LANDAU- bzw. VAVILOV-Theorie beschrieben. Für eine ausführliche Beschreibung dieser Theorien und ihrer Erweiterungen siehe [BB64, MRT68, Pay69, Neu66, SB64, Tai80, TM70].

Energieverlust durch Bremsstrahlung

Da jede beschleunigte Ladung Energie abstrahlt, beginnt auch ein geladenes Teilchen, das im elektrischen Feld eines Atomkerns abgelenkt oder gebremst wird, zu strahlen und somit Ener-

gie zu verlieren. Diese Strahlung wird als Bremsstrahlung bezeichnet. Die Größe des durch Strahlung entstehenden Energieverlustes ist proportional zu $z^2 Z^2 e^4/m^2$. Damit ist der Strahlungsverlust für schwere Teilchen ($m \gg m_e$) sehr klein, während er für Elektronen mit steigender Energie zunimmt und ab der kritischen Energie, bei der die Verluste durch Ionisation und Bremsstrahlung gleich sind, den überwiegenden Anteil der Verluste ausmacht. Der Unterschied der Strahlungsverluste für Teilchen gleicher kinetischer Energie im gleichen Absorbermaterial ist durch ihre Massen bestimmt und beträgt z.B. für Elektronen und Protonen mit $m_p = 1836 m_e$: $m_e^2/m_p^2 = m_e^2/1836^2 m_e^2 = 1/1836^2 \cong 34 \cdot 10^5$.

Die Massenabhängigkeit ist darauf zurückzuführen, daß der strahlungsbedingte Energieverlust durch die Beschleunigung des einfallenden Teilchens verursacht wird, während der durch Stöße verursachte Energieverlust auf die Beschleunigung eines Elektrons zurückgeht. Für die in dieser Arbeit vorkommenden Teilchenenergien kommen Bremsstrahlungsverluste nur für Elektronen in Frage und der mittlere durch Strahlung hervorgerufene Energieverlust ergibt sich zu

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{4 N Z^2 r_e^2 E}{137 A} \left\{ \ln \frac{187}{\sqrt[3]{Z}} + \frac{1}{18} \right\}. \quad (3.5)$$

Damit ist der mittlere Bremsstrahlungsverlust für Elektronen proportional zur kinetischen Energie E des Elektrons, dem Quadrat der Kernladungszahl Z und umgekehrt proportional zum Atomgewicht A des Absorbers. Den totalen mittleren Energieverlust eines Elektrons erhält man durch Addition der Ionisations- und Bremsstrahlungsverluste

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{total} = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}. \quad (3.6)$$

Die durch Bremsstrahlung entstehenden Verluste können nur nachgewiesen werden, wenn die entstehenden Photonen im Absorbermaterial wieder Ladungsträger freisetzen.

Auf die Wechselwirkungen von Gammastrahlung mit Materie, also den PHOTO-EFFEKT, den COMPTON-EFFEKT und die PAARBILDUNG, möchte ich hier nicht weiter eingehen, da der Nachweis von Gammastrahlung für das EPI-Instrument eine untergeordnete Rolle spielt. Für eine ausführliche Beschreibung dieser Effekte siehe z.B. ROSSI [Ros52].

Neben den bisher beschriebenen Prozessen, die zu einem Energieverlust führen, gibt es auch elastische Stöße der Teilchen mit den Absorberatomen, die nur zu einer Änderung der Teilchenrichtung, einer Streuung, führen. Für schwere Teilchen sind die Streuungen gering und die sich ergebenden Winkelverteilungen findet man z.B. bei MOLIÈRE [Mol48]. Elektronen werden sehr stark gestreut und legen damit längere Wege in der durchsetzten Materie zurück, was wiederum die Zahl der Streuungen erhöht. Man spricht deshalb bei Elektronen von Vielfachstreuung. Die entsprechenden Winkelverteilungen findet man z.B. bei BETHE [BA53] oder THÜMMEL [Thü74]. Die Vielfachstreuung der Elektronen führt zu starken Schwankungen in der Reichweite und dem Energieverlust der Teilchen.

Nach der Zusammenstellung der für das EPI-Instrument wichtigsten physikalischen Grundlagen des Teilchennachweises, werde ich im nächsten Abschnitt das Meßprinzip und den Aufbau des Instrumentes beschreiben.

3.2 Experimentbeschreibung

3.2.1 Das Meßprinzip

Ordnet man zwei (oder mehr) Detektoren auf einer Achse hintereinander an, so bezeichnet man diese Konfiguration, in Anlehnung an das optische Instrument, als Detektorteleskop. Die diagonalen Verbindungslinien der Detektorränder definieren die Eintrittsöffnung des Teleskops. Sorgt man durch eine geeignete Abschirmung, die Apertur, dafür, daß nur Teilchen aus dem Bereich des Öffnungskegels das Teleskop erreichen können, so hat man eine Anordnung, die es ermöglicht eine definierte Richtung des Raumes zu beobachten. Läßt man das Teleskop rotieren, so überstreicht dieser, durch den Öffnungswinkel des Teleskops festgelegte Raumwinkel, unterschiedliche Richtungen im Raum und man kann die Intensität der einfallenden Teilchen in Abhängigkeit von der Richtung messen und erhält so ihre Richtungsverteilung. Der prinzipielle Aufbau einer solchen Anordnung, wie sie auch im EPI-Instrument benutzt wurde, ist in Abbildung 3.2 gezeigt.

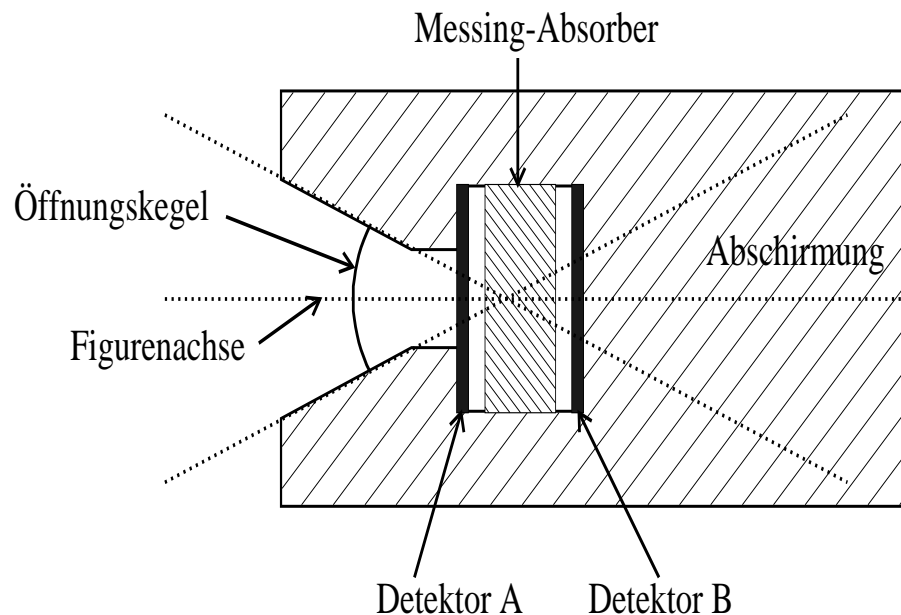


Abbildung 3.2: **Der prinzipielle Aufbau des EPI-Teilchenteleskops.** Das Teleskop besteht aus zwei Halbleiterdetektoren (Det A und Det B), die von einer passiven Abschirmung umgeben sind. Diese Abschirmung definiert den Öffnungskegel des Instruments für Teilchen, die aufgrund ihrer Energie nicht in der Lage sind, die Abschirmung zu durchdringen. Für hochenergetische Teilchen stellt die Abschirmung kein Hindernis dar, so daß diese Teilchen aus allen Richtungen in den Detektor eintreten können. Der Messingabsorber zwischen den Detektoren wurde beim EPI-Instrument zur Erweiterung des Energiemeßbereichs eingefügt.

Zur Messung des Energieverlustes von geladenen Teilchen sind Halbleiterdetektoren [Bü71, Neu66, Kle84] wegen ihrer hohen Energieauflösung und einfachen Handhabung besonders gut geeignet. In einem Halbleiterdetektor werden die beim Teilchendurchgang entstehenden Ladungen gesammelt und einem Verstärker zugeführt [Kow70, Wei70, Sch86]. Diese Signale kann man dann elektronischen Schwellendiskriminatoren zuführen und so verschiedene Energieverlustbereiche definieren. Kennt man den spezifischen Energieverlust eines Teilchens in einem Material, kann man es anhand seines Energieverlustes identifizieren, d.h. man kann die unterschiedlichen Teilchensorten voneinander trennen. Die Trennung und Energiebestimmung der Teilchenarten anhand des Energieverlustes bezeichnet man als dE/dx - dE/dx -Methode, im Gegensatz

zur dE/dx -E-Methode, bei der im ersten Detektor der Energieverlust und im zweiten Detektor die Restenergie der (steckenbleibenden) Teilchen bestimmt wird. Die dE/dx -E-Methode erlaubt eine genauere Messung der Teilchenenergie, kann aber nur für kleinere Energiebereiche realisiert werden, da die Teilchen in einem Detektor steckenbleiben müssen.

Das Prinzip der dE/dx - dE/dx -Methode läßt sich gut am Beispiel der Trennung von Protonen und Alphateilchen im EPI-Instrument zeigen. In Abbildung 3.3 ist der mittlere Energieverlust ΔE von Protonen und Alphateilchen in den Siliziumdetektoren des EPI-Instruments über der Energie der Teilchen in MeV pro Nukleon aufgetragen. Für die Detektordicke d wurde der mittlere Energieverlust $\Delta E = dE/dx \cdot d$ nach der Bethe-Bloch-Formel (siehe 3.1) berechnet. Man erkennt die Linie $\Delta E = E$ der steckenbleibenden Teilchen und die abfallende Kurve der durchgehenden Teilchen mit $\Delta E < E$.

Eingezeichnet sind zwei waagerechte Linien bei 1.1 und 2.3 MeV, die elektronische Schwellen

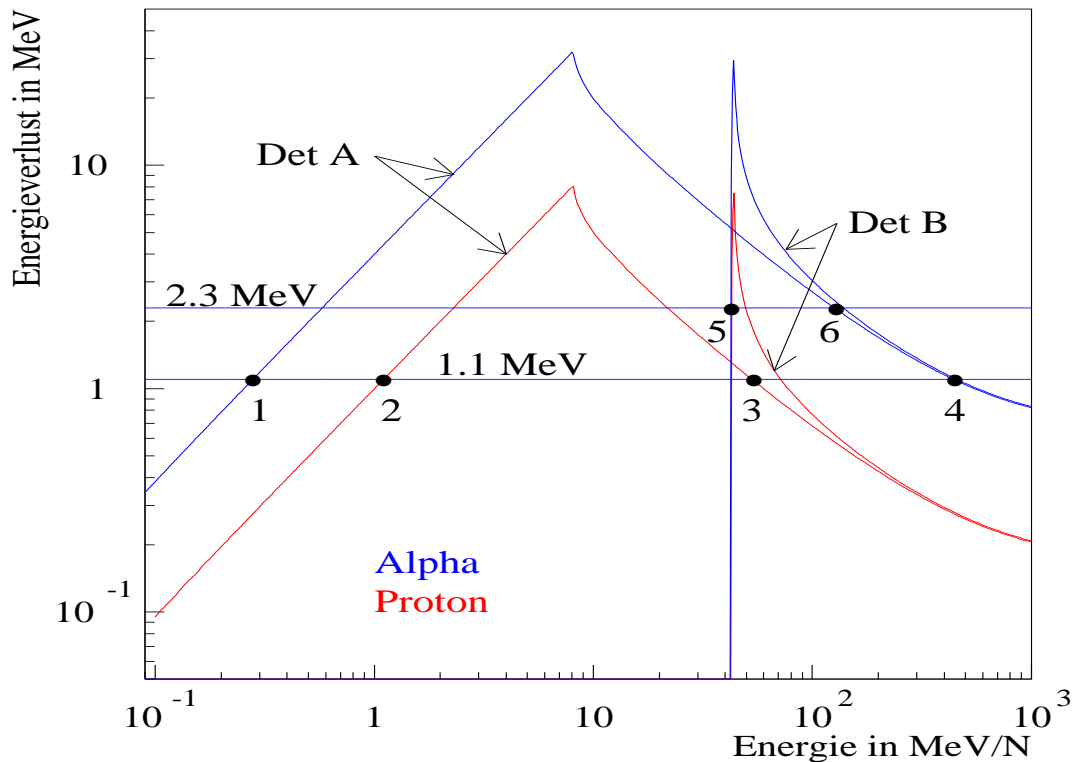


Abbildung 3.3: **Mittlerer Energieverlust für Protonen und α -Teilchen in den Siliziumdetektoren des EPI-Instruments.** Bei 1.1 und 2.3 MeV sind waagerechte Linien eingezeichnet, die elektronische Schwellen darstellen sollen, die bei Überschreitung des jeweiligen Energieverlustes ansprechen. Betrachtet man einen Meßkanal, der durch die Bedingung $\Delta E > 1.1 \text{ MeV in Det A}$ definiert ist, so spricht dieser Kanal auf Protonen aus dem durch die Punkte 2,3 und auf α -Teilchen aus dem durch die Punkte 1,4 gegebenen Energiebereich an. Eine Unterscheidung der beiden Teilchenarten ist in diesem Kanal nicht möglich. Ein Meßkanal, definiert durch die Bedingung $\Delta E > 2.3 \text{ MeV in Det A und } \Delta E > 2.3 \text{ MeV in Det B}$, spricht auf Protonen nicht und auf α -Teilchen aus dem durch die Punkte 5,6 markierten Energiebereich an. Dieser Kanal kann also die beiden Teilchenarten unterscheiden. Zwischen die beiden Detektoren wurde ein Absorber eingefügt, der dazu führt, daß sich die Energiebereiche der Meßkanäle zu höheren Energien verschieben und die Teilchentrennung verbessert wird.

darstellen sollen, die bei Überschreitung des jeweiligen Energieverlustes ansprechen. Betrachtet man einen Meßkanal, der durch die Bedingung $\Delta E > 1.1 \text{ MeV in Det A}$ definiert ist, so spricht dieser Kanal auf Protonen aus dem durch die Punkte 2,3 und auf α -Teilchen aus dem durch die Punkte 1,4 gegebenen Energiebereich an. Eine Unterscheidung der beiden Teilchenarten

ist in diesem Kanal nicht möglich. Der durch die Bedingung $\Delta E > 2.3 \text{ MeV in Det A und } \Delta E > 2.3 \text{ MeV in Det B}$ definierte Meßkanal spricht auf Protonen nicht an, wohl aber auf α -Teilchen aus dem durch die Punkte 5,6 markierten Energiebereich. Dieser Kanal kann also die beiden Teilchenarten unterscheiden. Meßkanäle, die das gleichzeitige Ansprechen von zwei oder mehr Detektoren erfordern, nennt man Koinzidenzkanäle.

Es fällt auf, daß Teilchen, die Detektor A durchdringen (Maximum der Kurve), nicht sofort in Detektor B registriert werden. Die Ursache für dieses Verhalten ist der Absorber, der sich zwischen Detektor A und Detektor B befindet (siehe Abbildung 3.2). Teilchen können erst dann in Detektor B registriert werden, wenn ihre Energie hoch genug ist, um den Absorber zu durchdringen. Der Abstand des Maximums der Energieverlustkurve von Detektor A bis zum Beginn der Kurve von Detektor B entspricht dem mittleren Energieverlust im Absorber. Durch den Einsatz des Absorbers verschieben sich die Energiebereiche der Meßkanäle zu höheren Energien und die Teilchentrennung verbessert sich. In Abbildung 3.4 ist für das obige Beispiel der Energieverlust in Detektor B gegen den Energieverlust in Detektor A aufgetragen. Die oben definierten Meßkanäle sind durch Schraffuren gekennzeichnet. Man erkennt deutlich den Bereich, in dem eine Teilchenidentifizierung möglich ist. Durch entsprechende Wahl der Schwellen wurden die Meßkanäle des EPI-Instruments für Elektronen, Protonen, α -Teilchen und Heavies ($Z > 2$) erzeugt.

Die Umsetzung des geschilderten Meßprinzips - zwei Detektoren mit passiver Abschirmung - in ein reales Instrument mit verschiedenen Meßkanälen ist Gegenstand des nächsten Abschnitts.

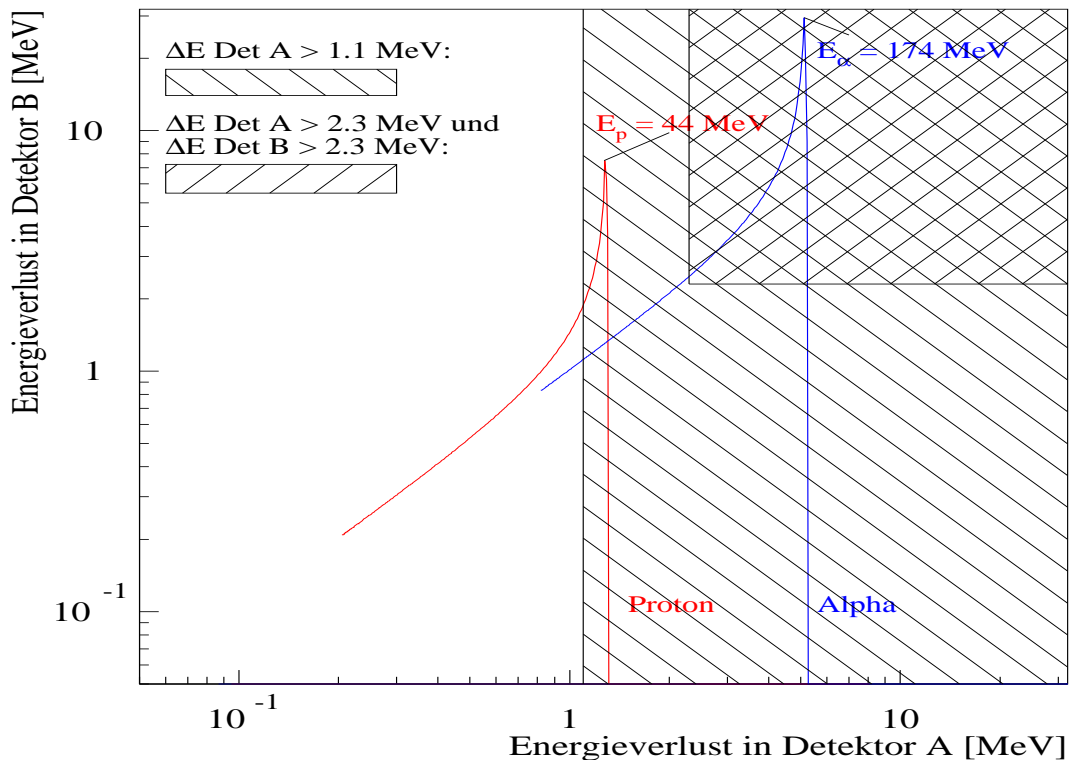


Abbildung 3.4: ΔE Det B gegen ΔE Det A. Mittlerer Energieverlust in Detektor B aufgetragen gegen mittleren Energieverlust in Detektor A für Protonen und α -Teilchen in den Siliziumdetektoren des EPI-Instruments. Man erkennt deutlich den Bereich in dem eine Identifizierung der Teilchen möglich ist (schraffiert).

3.2.2 Aufbau und Meßbereiche

Das im vorigen Abschnitt geschilderte Meßprinzip mußte unter den Randbedingungen, die an ein Instrument für eine Weltraummission gestellt werden, realisiert werden. Die wesentlichen Forderungen sind geringes Gewicht, geringe Leistung und effiziente Ausnutzung der vorhandenen Speicherkapazität. Im Falle des EPI-Instruments war das Gewicht auf 1.5 kg, die Leistung auf 2.5 W und die gesamte Datenmenge während des Durchfliegens der inneren Magnetosphäre auf 7680 Bit festgelegt [EPI84]. In der heutigen Zeit der Gigabyte Speichermedien muß man sich klarmachen, daß, legt man den 7 bit ASCII-Code zugrunde, diese Datenmenge etwa 14 Textzeilen dieser Seite entspricht. Dies war der Stand der Weltraumtechnik 1978 zu Beginn des Galileo Projekts. Diese geringe Datenmenge erforderte eine geschickte Komprimierung und Darstellung der Daten während des Fluges in der Umgebung des Jupiter. Der Zeitpunkt der einzelnen Messungen mußte vorher genau programmiert werden. Ein zu früher Beginn füllt den Speicher, bevor der innere Rand der Magnetosphäre erreicht ist, während bei zu spätem Beginn die Intensität der Strahlung durch die Abschwächung zum inneren Rand hin bereits so gering ist, daß praktisch keine Teilchen mehr registriert werden können.

Das Raumfahrzeug, auf dem das Instrument fliegen sollte, die Galileo-Eintauchkapsel, Probe genannt, war für den Eintritt in die Jupiteratmosphäre mit einem Hitzeschild ausgerüstet, der die beim Aufprall auf die Atmosphäre durch Reibung entstehende Hitze mit Temperaturen von bis zu 15000 °C für die Instrumentenkapsel verträglich halten und die mechanische Belastung durch einen Bremsschock vom 350-fachen der Erdbeschleunigung überstehen mußte. Wegen dieser hohen Belastungen war ein Beobachtungsfenster im Hitzeschild nicht möglich, so daß die Messungen des EPI-Instruments innerhalb des Hitzeschild erfolgen mußten. Damit die vor dem Sensor liegende Materieschicht möglichst dünn war, wurde das Instrument so auf der Probe montiert, daß es durch den dünneren rückwärtigen Teil des Hitzeschildes messen konnte. Um sektorisierte, d.h. richtungsabhängige Messungen durchführen zu können, wurde der Sensor unter einem Winkel von 41° gegen die Rotationsachse der Probe montiert. Bei dem Winkel von 41° fiel die Teleskopachse mit der Hitzeschildnormalen am Einbauort zusammen, so daß die Materieschicht vor dem Öffnungskegel des Sensors möglichst symmetrisch zur Teleskopachse verteilt war. Abbildung 3.5 zeigt die Einbaulage des Instruments in die Probe.

Neben diesen, im wesentlichen von der Kapazität des Raumfahrzeugs diktierten Anforderungen, mußte das Instrument an die am Jupiter herrschende Umgebung angepaßt werden. Wegen der extrem hohen zu erwartenden Intensitäten am Jupiter mußten sehr kleine Detektoren verwendet werden, um die zu erwartenden Zählraten noch verarbeiten zu können. Eine aktive Abschirmung in Form eines Antikoinzidenzdetektors zur Definition der Eingangsapertur des Teleskops hätte in der Lage sein müssen, eine aufgrund der sehr viel größeren Fläche und dem sehr großen Geometriefaktor (voller Raumwinkel) um mehrere Größenordnungen höhere Zählraten verarbeiten zu können als die Detektoren selbst. Da dies nicht realisierbar war, wurde die Abschirmung der Detektoren und die Definition des Öffnungskegels aus passiven Materialien aufgebaut.

Abbildung 3.6 zeigt ein Photo des fertigen Sensorteils. Im Sensorteil sind das Teilchenteleskop und die Vor- und Hauptverstärker untergebracht. Die Elektronikbox (nicht abgebildet) enthält die Diskriminatoren und die Koinzidenzlogik sowie die digitale Datenverarbeitung und Steuerung des EPI-Instruments und dessen Schwesterinstruments LRD¹.

In Abbildung 3.7 ist ein Schnitt durch den Sensorteil mit den Detektoren und den verschiedenen Abschirmungen zu sehen. Es wurde versucht, mit der vorgegebenen Gewichtsbeschränkung einen möglichst guten Kompromiß zwischen der Dicke der Abschirmung, der Absorberdicke und der mechanischen Stabilität zu erreichen.

¹Lightning and Radiation Emission Detektor

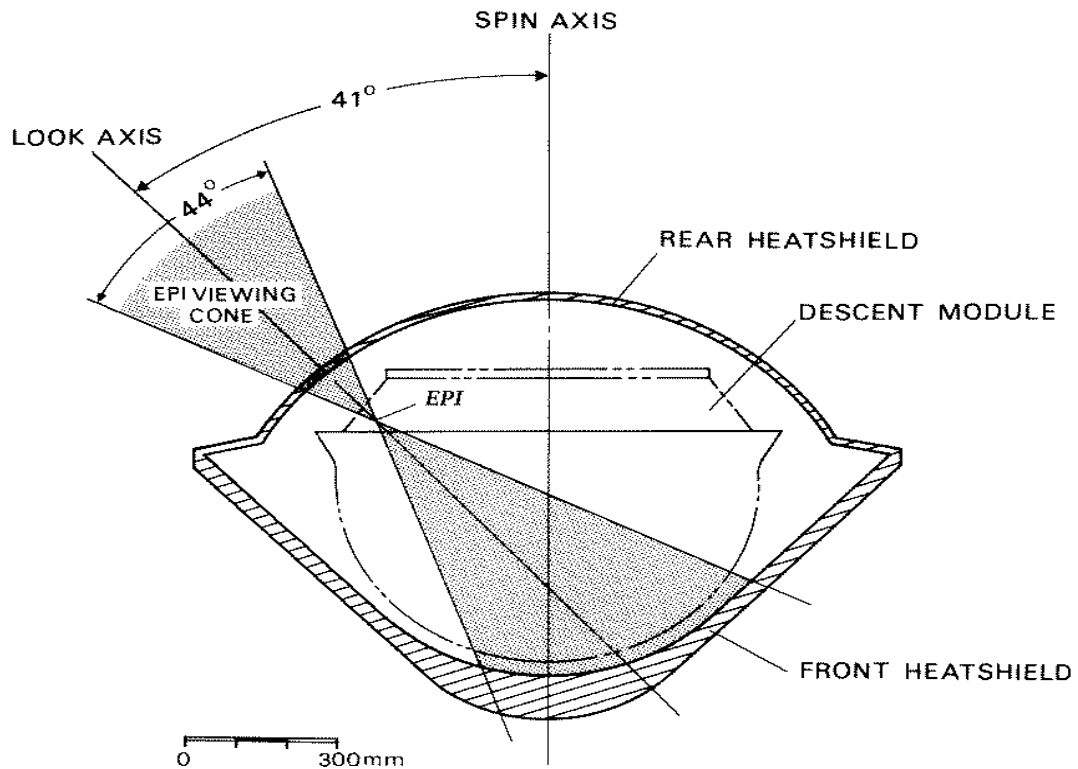


Abbildung 3.5: **Einbaulage des EPI-Instruments auf der Probe.** Ausrichtung der EPI-Teleskopachse in Bezug auf die Probenspinachse. Der Winkel zwischen Teleskopachse und Rotationsachse der Probe beträgt 41° . Die Massenverteilung der Probenstruktur und des Hitzeschildes bezogen auf die Einbaulage des EPI ist im Bild angedeutet [AIA83].

Die Höhe der Schwellen, die zur Identifizierung und Energiebestimmung der Teilchen nötig ist, wurde über die mittleren Energieverluste in den Detektoren nach Bethe-Bloch ermittelt. Diese, über die Höhe der Energieverluste in den Detektoren definierten Meßkanäle, sind in Tabelle 3.2 angegeben.

Den in der Tabelle 3.2 definierten Meßkanälen wurden Energiebereiche für die verschiedenen

Meßkanal	ΔE [MeV] in Detektor A	ΔE [MeV] in Detektor B	Koinzidenz- kanal
E1	> 0.1	—	nein
E2	> 0.1	> 0.1	ja
E3	—	> 0.1	nein
P1	> 0.6	—	nein
P2	> 0.6	> 0.6	ja
P3	> 0.6	> 1.1	ja
HE	> 2.3	> 2.3	ja
HVY	> 2.3	> 24.5	ja

Tabelle 3.2: **Die Definition der Meßkanäle.** Die Definition der Meßkanäle erfolgte über die mittleren Energieverluste in den Detektoren. Die Werte für die Lage der Schwellen wurden nach Bethe-Bloch für die verschiedenen Teilchenarten berechnet [EPI84]. Die HVY-Schwelle wurde aufgrund neuerer Ergebnisse kurz vor dem Start auf 24.5 MeV angehoben.

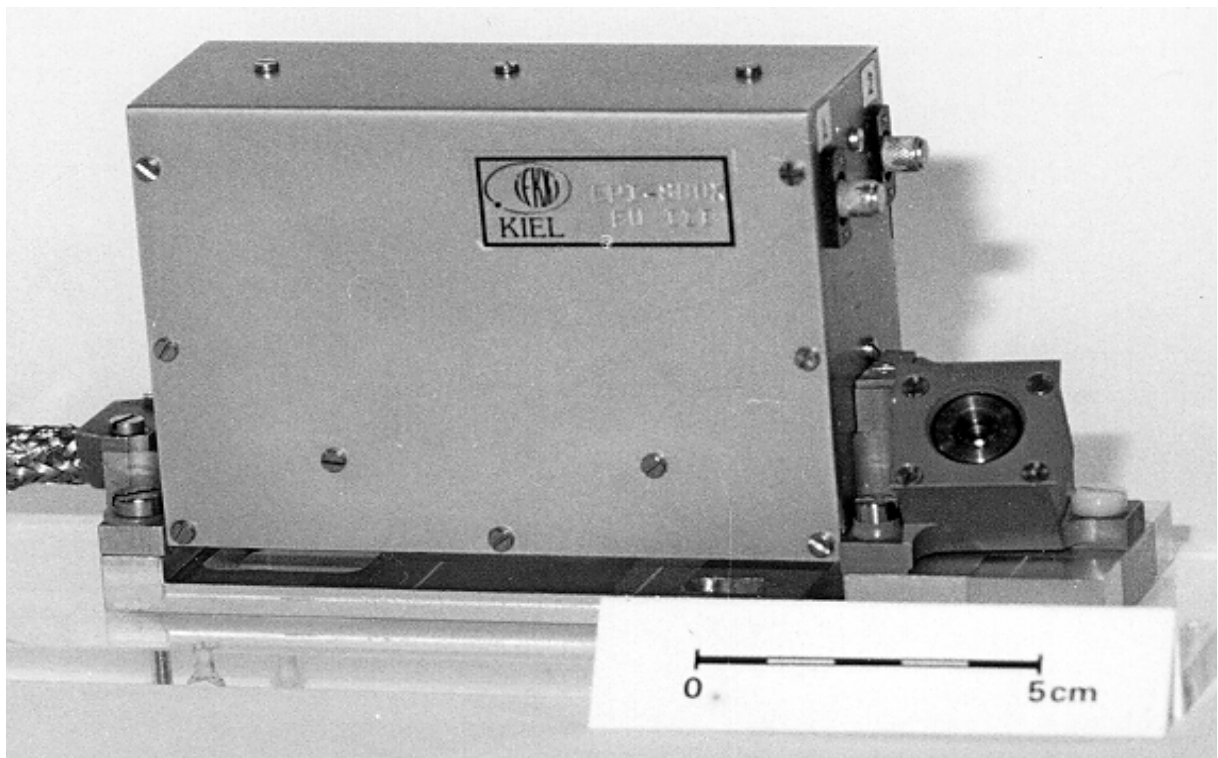


Abbildung 3.6: **Photo des Instruments.** Photo des fertigen Sensorteils bestehend aus Analogelektronik (große Box) und Sensor (kleine Box mit Öffnungkegel rechts im Photo).

Teilchenarten zugeordnet. In Tabelle 3.3 sind diese Bereiche aufgelistet für das EPI-Instrument unter Berücksichtigung des Hitzeschildes. Die Energiebereiche wurden für die mittlere Weglänge in den Detektoren bei isotropen Teilcheneinfall in die Apertur berechnet. Zugrunde gelegt wurde der mittlere Energieverlust in den Detektoren.

Teilchenart \Rightarrow	e	p	HE	C	S
Meßkanal \downarrow	E in MeV	E in MeV	E in MeV/N	E in MeV/N	E in MeV/N
E1	3.2 < E	42 < E	42 < E	75 < E	125 < E
E2	8 < E	62 < E	62 < E	110 < E	210 < E
E3	8 < E	62 < E	62 < E	110 < E	210 < E
P1	66 < E	42 < E < 131	42 < E	75 < E	125 < E
P2	100 < E	62 < E < 131	62 < E	110 < E	210 < E
P3	203 < E	62 < E < 92	62 < E < 530	110 < E	210 < E
HE	450 < E	—	62 < E < 136	110 < E	210 < E
HVY	—	—	—	110 < E < 168	210 < E

Tabelle 3.3: **Energiebereiche des EPI-Instruments.** Die Energiebereiche des EPI-Instruments für verschiedene Teilchenarten unter Berücksichtigung des Hitzeschildes. Die Energiebereiche wurden für die mittlere Weglänge in den Detektoren bei isotropen Teilcheneinfall in die Apertur berechnet. Es wurde der mittlere Energieverlust der Teilchen in den Detektoren benutzt [FPW⁺96].

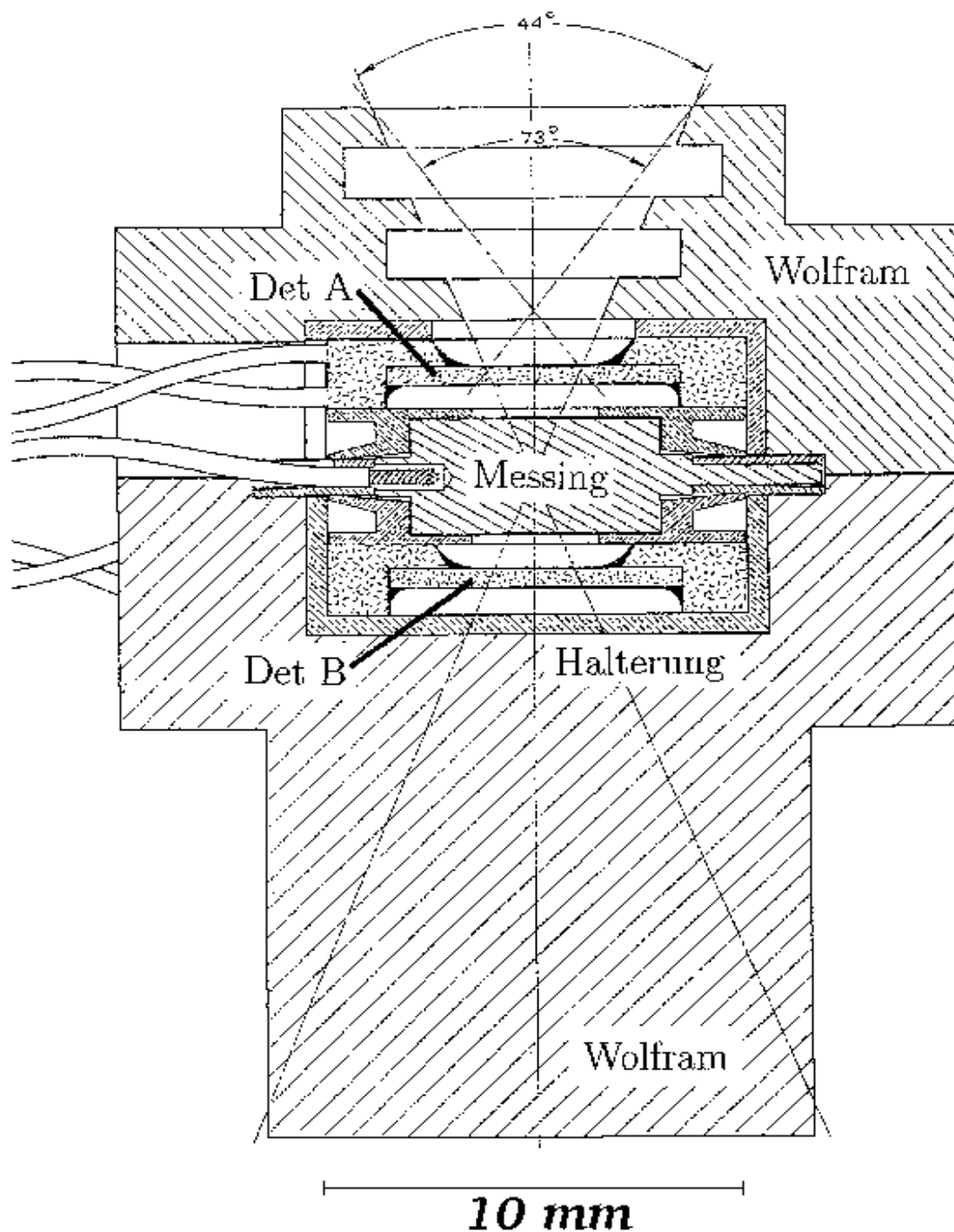


Abbildung 3.7: **Schnittbild des Sensors.** Schnittbild des mechanischen Aufbaus des EPI-Sensors. Die zwei Halbleiterdetektoren Det A und Det B, die passive Wolframabschirmung (Apertur) und der Messingabsorber sind zur Verdeutlichung schraffiert dargestellt. Die Öffnungskegel für Det A und die Kombination Det A - Det B sind skizziert [EPI84].

3.2.3 Elektronik

Das Blockdiagramm der Elektronik in Abbildung 3.8 zeigt die Aufteilung des EPI-Instrumentes in einen analogen und einen digitalen Teil. Im analogen Teil werden die von den Detektoren gelieferten Impulse ladungsempfindlichen Vorverstärkern (LEVs) zugeführt, deren Ausgangssignale in dem nachfolgenden Vorverstärker (VV) und Hauptverstärker (HV) mit Impulsformer und Basis-

linienrückführung (BLR) aufbereitet und an die Schwellendiskriminatoren (D1-D8) weitergeleitet werden. Die typischen Eigenschaften jedes Analogzuges sind eine Gesamtverstärkung von ≈ 60 und eine Frequenzbandbreite zwischen 100 kHz und 10 MHz. Die Ausgangssignale der Verstärkerkette haben eine charakteristische Halbwertsbreite von 80 ns. Der High-Z-Verstärker (HZV) ist eine modifizierte Version der Vorverstärker mit einer stark herabgesetzten Gesamtverstärkung von ≈ 4 , da die schweren Teilchen einen höheren Impuls im Detektor hervorrufen. Neben diesen Meßkanälen befinden sich im Analogteil für jeden Detektor ein Kanal zur Leckstrommessung und ein gemeinsamer Kanal zur Temperaturmessung in der Nähe der Detektoren. Diese als House-keeping bezeichneten Kanäle sind in dem Blockdiagramm nicht eingezeichnet. Der digitale Teil enthält acht Diskriminatoren (D1-D8), drei schnelle (K1-K3) und zwei langsame Koinzidenzkreise (K4-5) und die Zähler. Die Diskriminatoren haben eine Ausgangspulslänge von 100 ns. Für die schnellen Koinzidenzkreise werden die Pulse auf 40 ns gekürzt, so daß eine Zeitauflösung von $\tau_f \simeq 70$ ns erreicht wird, während für die langsamen Koinzidenzkreise die Zeitauflösung $\tau_s \simeq 180$ ns beträgt. Die Ausgänge der Diskriminatoren werden der Koinzidenzlogik zugeführt und deren Signale werden gezählt. Die Daten werden dann im Probenpeicher abgelegt und während der Eintauchphase in die Atmosphäre an den Orbiter übertragen.

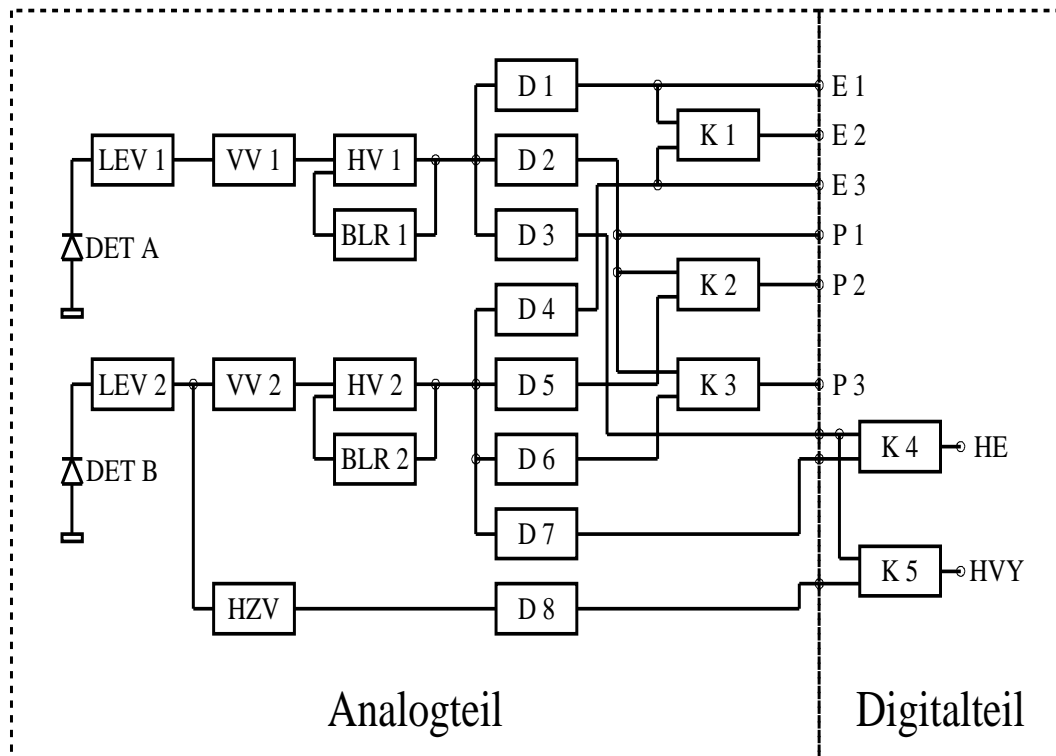


Abbildung 3.8: **Blockbild der EPI-Elektronik.** Der Aufbau des EPI-Instruments dargestellt in einem Blockdiagramm [EPI84].

Die Zähler setzen sich aus einem Vorzähler und einem Hauptzähler zusammen. Der Vorzähler ist ein 16 bit Zähler, der alle 8 ms ausgelesen wird. Die maximale Zählrate, die der Zähler verarbeiten kann, beträgt $8 \cdot 10^6$ Counts pro Sekunde. Während des Auslesens und Zurücksetzens ist der Zähler für eine Zeit von $350 \mu\text{s}$ gesperrt. Die Hauptzähler sind 4 Byte-Zähler (d.h. max. 2^{32}), die bei Überlauf den Maximalwert anzeigen. Die Zählerstände werden an Bord mit Hilfe eines Verfahrens [Bac96] komprimiert, daß auf einer Darstellung des 32 Bit Zählergebnisses als 8 Bit Wort (4 Bit Mantisse, 4 Bit Exponent) beruht und Zahlen bis $6.5 \cdot 10^7$ darstellen kann.

Die so kodierten Zählerstände werden im Probenspeicher abgelegt.

Jede Messung des EPI-Instrumentes besteht aus einer omnidirektionalen Messung und einer sektorisierten Messung über acht Sektoren. Für weitere Details siehe FISCHER [FJWW80].

Das Instrument wurde an Teilchenbeschleunigern mit Protonen, Elektronen und α -Teilchen bekannter Energie geeicht. Die Eichung konnte wegen der teuren Strahlzeit und den zur Verfügung stehenden Energiebereichen nur für eine begrenzte Anzahl von Meßpunkten durchgeführt werden. Eine detaillierte Beschreibung der Eichmessungen findet man bei [Peh88, BBF⁺]. In den während der Eichmessungen aufgenommenen Energieverlustkurven tauchte vor dem erwarteten dE/dx -Peak ein kleinerer Peak auf. Dieser Vorpeak konnte durch den Einfluß des Detektorrandes erklärt werden. Mit Hilfe der Eichdaten und aus Labormessungen mit Präparaten und Blenden gewonnenen Daten, konnte der Randeffekt der Detektoren durch ein geometrisches Modell beschrieben werden [BBF⁺, Peh88, Hoo89]. Das Modell wird im Abschnitt über die Simulation vorgestellt.

Da das EPI-Instrument zum Zählen von Teilchen ausgelegt ist, sollen im nächsten Abschnitt einige grundlegende Eigenschaften von Zählern beschrieben werden.

3.2.4 Zählverhalten

Jede elektronische Zählleinrichtung ist nach dem Auslösen eines Zählvorganges aufgrund der endlichen Dauer der elektronischen Schaltvorgänge für eine bestimmte Zeit - die Totzeit - nicht in der Lage ein weiteres Ereignis zu zählen, d.h., es gehen Ereignisse verloren. Die Zähler lassen sich anhand ihres unterschiedlichen Totzeitverhaltens in zwei Kategorien einteilen. Trifft innerhalb der Totzeit eines Zählvorganges ein weiteres Ereignis ein, so verlängert sich die Totzeit bei einem nachtriggerbaren Zähler, während sie bei einem nicht nachtriggerbaren Zähler eine konstante Länge hat. Die prinzipiellen Unterschiede sind in dem folgenden Diagramm 3.9 schematisch aufgezeichnet. In der ersten Zeile sind die eintreffenden Ereignisse, in der zweiten Zeile die Antwort eines nachtriggerbaren und in der dritten Zeile die Antwort eines nicht nachtriggerbaren Zählers dargestellt.

Geht man von einer Poissonverteilung der Ereignisse aus, kann man die Zählverluste, die durch die beiden Zählerarten entstehen, abschätzen. Nach KNOLL [Kno79] erhält man für nicht nachtriggerbare Zähler

$$m = \frac{w}{1 + w \cdot \tau} \quad (3.7)$$

und für nachtriggerbare Zähler

$$m = w \cdot e^{-w \cdot \tau}. \quad (3.8)$$

Hierbei bezeichnet m die gemessene Zählrate, w die wahre Zählrate und τ die Totzeit des Zählers. Bei den nicht nachtriggerbaren Systemen geht die gemessene Zählrate gegen den Grenzwert $1/\tau$, während sie bei den nachtriggerbaren Systemen durch ein Maximum bei $1/\tau$ verläuft und bei weiter steigender Ereignisrate gegen 0 geht. Bei den meisten Zählapparaturen handelt es sich um eine Kombination aus beiden Zählertypen. In diesem Fall kann man mit Hilfe der Zählertheorie [Jos47] eine Abschätzung des Verhaltens bekommen. Für die Anwendung der Zählertheorie benötigt man die Totzeiten der verwendeten elektrischen Schaltkreise. Es konnte durch Messungen an der Flugersatzeinheit bestätigt werden, daß die in der Dokumentation der Elektronik angegebenen Totzeiten in der richtigen Größenordnung liegen. Für die weitere Rechnung habe ich die Daten aus der technischen Dokumentation des EPI-Instrumentes [BFF⁺81] zugrunde gelegt.

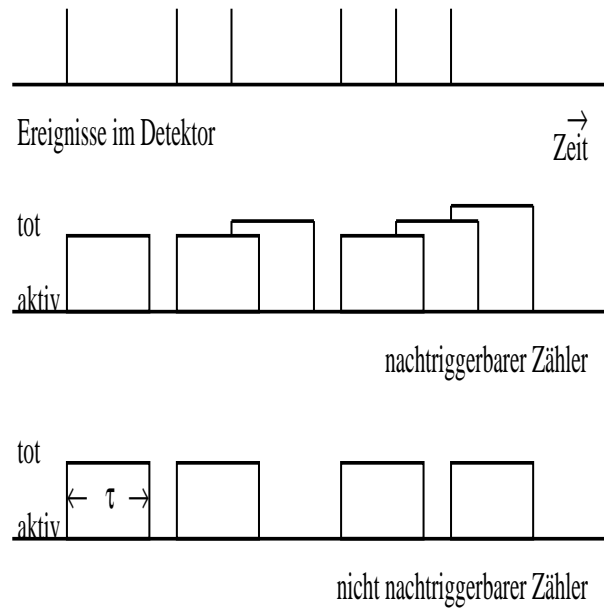


Abbildung 3.9: **Schematische Darstellung des Zählerverhaltens.** Oben: Eintreffende Ereignisse; Mitte: Antwort eines nachtriggerbaren Zählers; Unten: Antwort eines nicht nachtriggerbaren Zählers.

Für die Abschätzung der Zählverluste wurde die Elektronik in die Bereiche Detektor, Vorverstärker und Hauptverstärker mit einer Totzeit von 80 ns und nachtriggerbarem Zählverhalten sowie Diskriminator, Koinzidenz und Vorzähler mit einer Totzeit von 125 ns und nicht nachtriggerbarem Verhalten eingeteilt. Damit ergibt sich für die Zählkanäle folgendes Bild:

Teilchenereignisse \longrightarrow nachtriggerbarer Zähler \longrightarrow nicht nachtriggerbarer Zähler.

Man nimmt eine Poissonverteilung der Ereignisse an und steht vor der Aufgabe, die wahre Zählrate aus der oben dargestellten Kette abzuschätzen. Die von JOST [Jos47] aufgestellte und von MÜLLER [Mü73, Mü74] weiterentwickelte Theorie der Zähler liefert für diesen Fall - erster Zähler nachtriggerbar, zweiter Zähler nicht nachtriggerbar - folgendes Ergebnis für die wahre Zählrate, das ich hier ohne Ableitung angeben möchte. Ist m die Zählrate des zweiten Zählers und w die wahre Zählrate, dann gilt

$$m = \frac{w}{w \cdot (\tau_2 - \tau_1) + \exp(w \cdot \tau_1)} \quad (3.9)$$

Die Graphen der Funktionen 3.7, 3.8 und 3.9 sind in Abbildung 3.10 gezeigt mit den oben für das EPI-Instrument genannten Werten $\tau_1 = 80 \text{ ns}$ für den nachtriggerbaren Zähler und $\tau_2 = 125 \text{ ns}$ für den nicht nachtriggerbaren Zähler. Zum Vergleich ist die Linie eines idealen Zählers ($m=w$) mit eingezeichnet. Für die Kombination der beiden Zähler tritt bis in den Bereich von $3 \cdot 10^5 \text{ Counts/s}$ wahre Zählrate kein signifikanter Zählverlust auf. Bei höheren gemessenen Zählraten ist die Zuordnung zur wahren Zählrate nicht mehr eindeutig. So ergibt die gemessene Zählrate von $2.0 \cdot 10^6 \text{ Counts/s}$ entweder eine wahre Zählrate von $2.3 \cdot 10^6 \text{ Counts/s}$, falls der ansteigende Ast der Kurve gültig ist, oder aber $3.3 \cdot 10^7 \text{ Counts/s}$ für den absteigenden Ast. Für die Entscheidung, welcher Zweig der Kurve gültig ist, müssen zusätzliche Kriterien herangezogen werden. Mit diesem Problem beschäftigt sich Abschnitt 4.

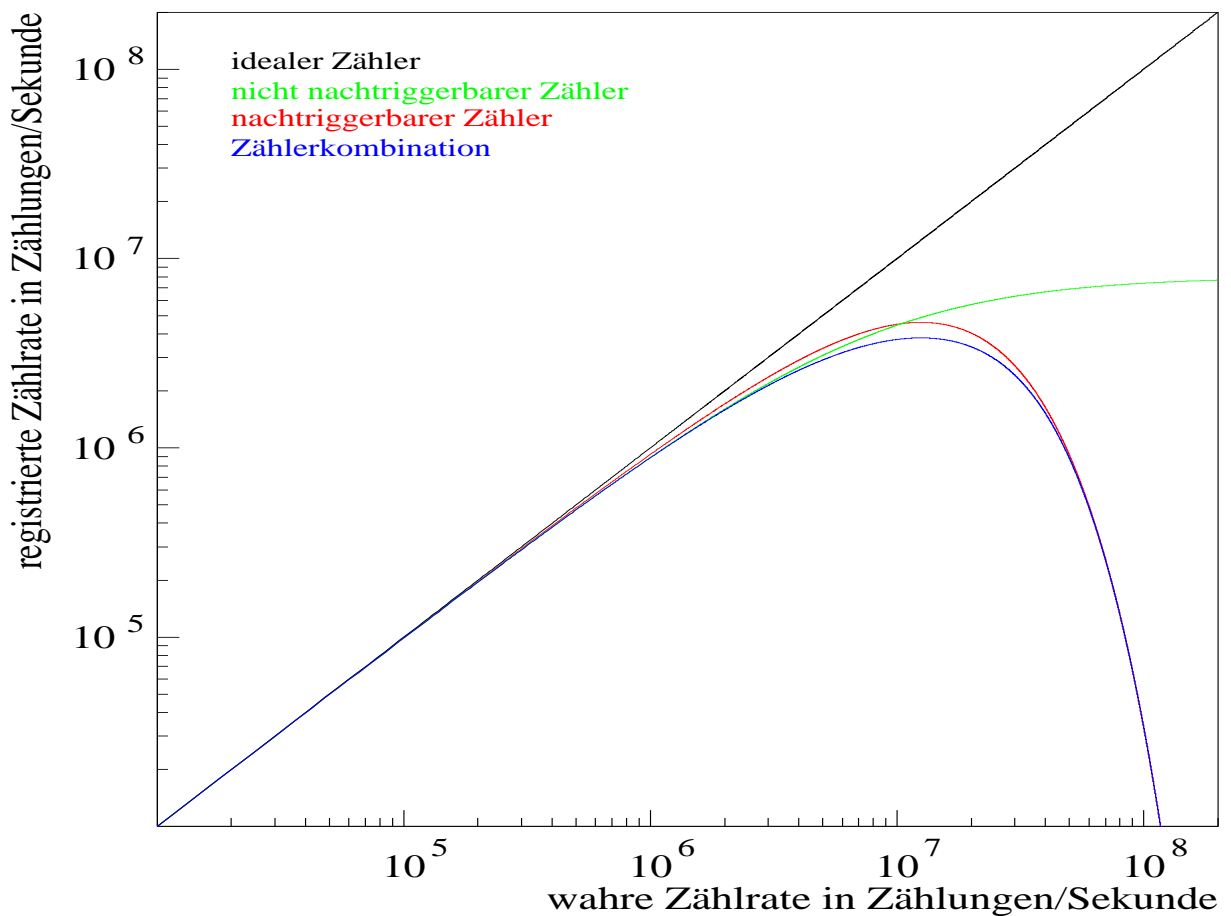


Abbildung 3.10: **Zählratenverlauf für verschiedene Zählertypen.** Verlauf der registrierten gegen die wahre Zählrate für die im EPI-Instrument benutzten Zähler mit $\tau_1 = 80 \text{ ns}$ Totzeit für den nachtriggerbaren und $\tau_2 = 125 \text{ ns}$ Totzeit für den nicht nachtriggerbaren Zähler. Für die im Fall des EPI-Instruments vorliegende Hintereinanderschaltung des nachtriggerbaren und des nicht nachtriggerbaren Zählers ist der Verlauf ebenfalls eingezeichnet. Zum Vergleich ist die Linie eines idealen Zählers ($m=w$) mit eingezeichnet.

Nachdem ich bisher überwiegend die technischen Aspekte des Instruments und seines Verhaltens beschrieben habe, werde ich in den nächsten Abschnitten die mehr physikalischen Aspekte des Instrumentverhaltens beschreiben, die mit Hilfe von Simulationsrechnungen bestimmt wurden.

3.3 Berechnung des Ansprechvermögens

In Kapitel 3.2 habe ich die technischen Daten des Instruments zusammengestellt und das sich daraus ergebende Handwerkszeug zur Datenauswertung bereitgestellt. Für die Interpretation der Meßdaten muß das Ansprechvermögen des Instruments bekannt sein, d.h. man muß wissen, wie das Instrument die mit unterschiedlicher Energie und aus unterschiedlichen Richtungen einfallenden Teilchen registriert. Deshalb möchte ich in diesem Kapitel den allgemeinen Zusammenhang zwischen der gemessenen Zählrate und der vorhandenen Teilchenpopulation näher beleuchten. Zunächst werde ich die Definition der differentiellen Intensität angeben und dann auf eine allgemeine Beschreibung dieses Zusammenhangs nach einem Ansatz von SULLIVAN [Sul71] eingehen, einige in den folgenden Kapiteln häufig benutzte Begriffe vorstellen und beschreiben, wie man

sich das Ansprechvermögen mit Hilfe von Eichmessungen und mathematischen Modellen verschaffen kann.

3.3.1 Zählrate und Intensität

In Analogie zur differentiellen Intensität in der Optik definiert man für eine Teilchenpopulation die differentielle Intensität $J_i(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t)$, die auch als Energiespektrum, Spektrum oder kurz als Intensität bezeichnet wird. Der Index i bezeichnet die Teilchenart. $J_i(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t) dE d\Omega dF dt$ ist die Anzahl von Teilchen der Sorte i , die aus dem Energieintervall von E bis $E + dE$ die Fläche dF im Zeitintervall dt aus dem Raumwinkelbereich $d\Omega$ um die Richtung $\vec{\Omega}$ senkrecht zu dF durchsetzt. J_i hat die Dimension Teilchen / $(\text{cm}^2 \text{ sr s MeV})^{-1}$.

Da J_i von der Richtung $\vec{\Omega}$ der Teilchen abhängt, gibt sie die Winkelverteilung der Teilchen wieder. Steht nur eine über alle Richtungen gemessene Intensität, die omnidirektionale Intensität J_0 zur Verfügung, so berechnet sich diese zu

$$J_0(\vec{x}, E, t) = \iint J(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t) d\Omega \quad (3.10)$$

Für eine isotrope, d.h. von der Richtung $\vec{\Omega}$ unabhängige Strahlung, gilt $J(\vec{\Omega}) = J_0$.

Ein Teilchenteleskop liefert in der Regel Zählraten als Ergebnis der Messung. Die physikalische Größe, die von Interesse ist, ist jedoch die oben vorgestellte differentielle Intensität $J(E, \omega, \vec{x}, t)$ der Teilchen. Der allgemeine Zusammenhang zwischen Zählrate C und Teilchenintensität J kann nach einem Ansatz von SULLIVAN [Sul71] folgendermaßen beschrieben werden:

$$C(\vec{x}, t_0) = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} dt \int_S dF \int_{\Omega} d\omega \int_0^{\infty} dE \sum_i \varepsilon_i(E, \vec{\sigma}, \omega, t) J_i(E, \omega, \vec{x}, t), \quad (3.11)$$

mit:

- C : Zählrate [s^{-1}]
- \vec{x} : Ortsvektor des Teleskops
- i : Index für die Teilchensorte
- J_i : differentielle Intensität der i -ten Teilchensorte [$\text{s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ E}^{-1}$]
- ε_i : Nachweiswahrscheinlichkeit für die i -te Teilchensorte
- t : Zeit
- t_0 : Zeit beim Beobachtungsbeginn
- T : Gesamtbeobachtungszeit
- S : Gesamtoberfläche des Teleskops
- $\vec{\sigma}$: Flächennormale auf S
- $d\omega$: Raumwinkelelement ($d\omega = \sin(\theta) d\theta d\phi$ mit θ Polarwinkel und ϕ Azimuth)
- Ω : Raumwinkelbereich
- $\hat{r}(\omega)$ Einheitsvektor in Richtung ω
- dF : Projektion eines Oberflächenelements des Teleskops in Richtung ω
($dF = \hat{r}(\omega) \cdot \vec{d}\sigma$)
- E : Energie der Teilchen

Die Nachweiswahrscheinlichkeit ε_i beschreibt das Verhalten der Meßapparatur in Abhängigkeit von der Teilchenenergie E , der Einfallsrichtung ω und dem Einfallsort auf der Detektoroberfläche σ für die verschiedenen Teilchensorten i . Für die weiteren Untersuchungen werden die J_i

während der Dauer einer Messung als konstant und daß ε_i als zeitunabhängig vorausgesetzt, d.h. es werden z.B. keine Änderungen der Nachweiswahrscheinlichkeit durch Alterung berücksichtigt. Um aus der Zählrate die Teilchenintensität zu bestimmen, muß die Nachweiswahrscheinlichkeit ε_i bekannt sein. Je nachdem, welche Eigenschaften der einfallenden Strahlung man untersuchen will und welche Informationen aus der Messung zur Verfügung stehen, wird man über die nicht benötigten oder nicht gemessenen Größen mitteln. Da die Messungen des EPI-Instruments sowohl über die Energie- als auch über die Winkelverteilung der Teilchen Aufschluß geben sollen, waren in dieser Arbeit die Energie- und die Winkelabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit zu berücksichtigen. In Anlehnung an die bereits vorliegenden Arbeiten zum Instrumentverhalten [Peh88, Hoo89, Sie96] wird die energieabhängige Ansprechfunktion mit $G_i(E)$ und die energie- und winkelabhängige Ansprechfunktion mit $Fq_i(E, \omega)$ bezeichnet.

Geht man zu einer Teilchensorte über, so entfallen der Index und das Summenzeichen im Integral und, da J und ε von t unabhängig sind, geht Gleichung(3.11) über in

$$C = \int_0^{\infty} dE \int_{\Omega} d\omega \int_S dF \varepsilon(E, \vec{\sigma}, \omega) J(E, \omega) . \quad (3.12)$$

Da die Strahlung $J(E, \omega)$ unabhängig von $\vec{\sigma}$ ist, kann sie vor das Integral gezogen werden und mit der energie- und winkelabhängigen Ansprechfunktion $Fq(E, \omega)$

$$\boxed{Fq(E, \omega) = \int_S dF \varepsilon(E, \vec{\sigma}, \omega)} \quad (3.13)$$

erhält man

$$C = \int_0^{\infty} dE \int_{\Omega} d\omega Fq(E, \omega) J(E, \omega) . \quad (3.14)$$

Wendet man den Mittelwertsatz der Integralrechnung auf $J(E, \omega)$ an, so ergibt sich

$$C = \int_0^{\infty} dE J(E, \omega_0) \int_{\Omega} d\omega Fq(E, \omega) . \quad (3.15)$$

Definiert man die energieabhängige Ansprechfunktion $G(E)$ als

$$\boxed{G(E) = \int_{\Omega} d\omega Fq(E, \omega) ,} \quad (3.16)$$

so geht Gleichung(3.12) über in

$$C = \int_0^{\infty} dE G(E) J(E, \omega_0) \quad (3.17)$$

oder

$$C(E) = G(E) J(E, \omega_0) \quad (3.18)$$

und schließlich

$$C = G \hat{J}. \quad (3.19)$$

\hat{J} ist die mittlere Intensität und der Geometriefaktor G eine instrumentenspezifische Proportionalitätskonstante, die über die Gleichung

$$G = \int_{E_0}^{E_\infty} dE G(E) \quad (3.20)$$

berechenbar ist.

Fq beschreibt das Verhalten des Teleskops, als ob es ein idealer Detektor mit der Fläche Fq und der Nachweiswahrscheinlichkeit $\varepsilon = 1$ wäre. Deshalb wird Fq auch als äquivalente Fläche bezeichnet. Sind in einem Instrument verschiedene Meßkanäle vorhanden, müssen die oben definierten Größen für jeden Kanal berechnet werden.

In den folgenden Abschnitten wird dies durch einen weiteren Index k berücksichtigt, wobei $k \in \{E1, E2, E3, P1, P2, P3, HE, HVY\}$ gilt. Damit wird z.B. Gleichung(3.19) zu

$$C_k = G_k \hat{J}. \quad (3.21)$$

Die Aufgabe besteht also darin, die $G_k(E)$ und die $Fq_k(E, \omega)$ zu bestimmen.

3.3.2 Geometrisches Modell und Simulation

Bei der Konstruktion des Instrumentes legte man ein ideales Verhalten des Teleskops zugrunde und berechnete die Geometriefaktoren G nach der von SULLIVAN [Sul71] angegebenen Formel für ein Zwei-Element-Teleskop. Eine genauere Bestimmung war mit den zur Verfügung stehenden Mitteln nicht möglich. Da bekannt war, daß das Ansprechen für Elektronen durch die Vielfachstreuung stark vom idealen Verhalten abweicht, wurde versucht, das Ansprechen des Instruments auf die verschiedenen Teilchenarten genauer zu bestimmen.

Eine Möglichkeit ist die Messung des Ansprechens mit Hilfe von Teilchen bekannter Energie, Richtung und Anzahl, also eine Eichung des Instruments vorzunehmen. Dieses Verfahren wurde versucht mit Hilfe von Teilchenbeschleunigern zu realisieren. Es sind eine Vielzahl von Messungen mit unterschiedlichen Richtungen und Energien notwendig, um das Ansprechen vollständig zu ermitteln. Da ein solches Vorgehen aufgrund der sehr beschränkten und teuren Beschleunigerzeiten nicht realisierbar ist, wurden am Beschleuniger nur einige ausgewählte Messungen durchgeführt.

Umfassendere Informationen über die Ansprechfunktion kann man durch Simulationsrechnungen gewinnen. Für einige Spezialfälle kann unter vereinfachenden Annahmen die Integration von Gleichung(3.13) oder(3.16) analytisch durchgeführt werden [Sul71], aber für komplizierte Geometrien und Teilchenverteilungen bleibt nur die numerische Integration der Gleichung als Lösungsweg. In dieser Arbeit wurde die Integration mit Hilfe des GEANT² Paketes durchgeführt. Das GEANT3-Programm stellt Module zur Verfügung, mit deren Hilfe man die Volumen und Materialien des Instruments in einem geometrischen Modell nachbilden kann. In diesem Modell können die Bahnen und Wechselwirkungen von Teilchen und Strahlung mit Materie auf der Basis der Monte-Carlo-Methode generiert werden. Eine genaue Beschreibung findet sich im GEANT User's Guide [ASGD94].

²GEnerating ANd Tracking of Particles. Ein Programmpaket, das am CERN entwickelt wurde um die Teilchenereignisse an Beschleunigern simulieren zu können.

Der Aufbau des EPI-Instruments aus den verschiedenen Materialien wurde in ein geometrisches Modell übertragen, dann wurde das Modell anhand der Eichmessungen überprüft und korrigiert. Dabei wurde für die Detektoren aus Messungen der Randeffekte [FJ91] ein Modell für den Verlauf der Nachweisempfindlichkeit ε entwickelt. Die Messungen ergaben, daß das ε der kreisförmigen Detektoren in den Randbereichen kleiner eins war und durch ein $\varepsilon(r)$ beschrieben werden kann. Dabei gibt r den Abstand vom Detektormittelpunkt an. Für Detektoren mit einem Durchmesser von einigen Zentimetern spielt der Randbereich im Verhältnis zur regulären Detektorfläche keine Rolle. Bei den EPI-Detektoren mit einem Durchmesser von einigen Millimetern erreicht der Rand die gleiche Größenordnung wie die nominelle Fläche und kann nicht mehr vernachlässigt werden. Es wurde ein einfaches geometrisches Modell entwickelt, in dem die Dicke $d(r)$ der Detektoren entsprechend dem Verlauf von $\varepsilon(r)$ geändert wird, d.h. $\varepsilon(r) = 1$ entspricht der vollen Detektordicke und $\varepsilon(r) = 0$ der Detektordicke Null. Der Verlauf der Detektordicke $d(r)$ zum Rand hin wurde durch ein lineares Modell angenähert. Für den so definierten Modelldetektor gilt überall $\varepsilon(r) = 1$. Eine detaillierte Beschreibung der Detektoren, der Messungen und der Modellierung findet man bei HOOP,PEHLKE [Hoo89, Peh88] sowie eine kurze Übersicht in [FML⁺92]. Das in der Simulation benutzte $d(r)$ für Detektor A und Detektor B zeigt Abbildung 3.11.

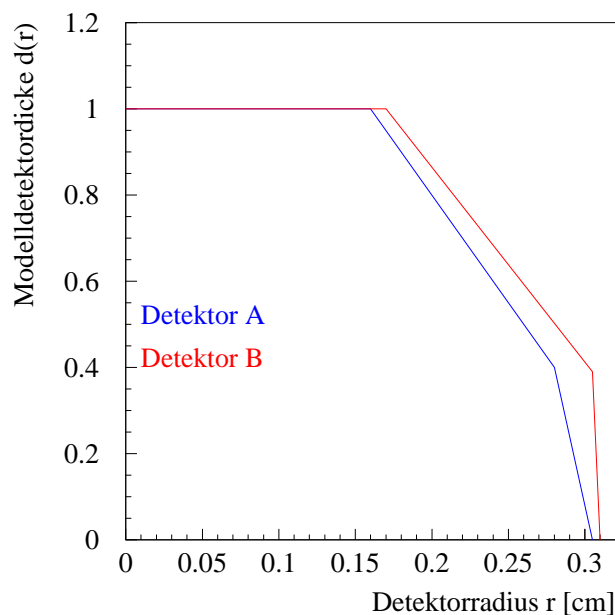


Abbildung 3.11: **Modelldetektordicke $d(r)$** . Der in der Simulation benutzte Verlauf der Modelldetektordicke für Detektor A und Detektor B. $d(r) = 1$ entspricht der vollen Dicke des jeweiligen Detektors. Diese beträgt 0.0495 cm für Detektor A und 0.05 cm für Detektor B.

Nach zufriedenstellender Übereinstimmung zwischen Simulation und Modell wurden mit dem Modell die Energiebereiche, Einfallswinkel und Teilchenarten abgedeckt, die mit einem Beschleuniger nicht zugänglich waren.

Die Darstellung des Verlaufes von Teilchenbahnen auf dem Bildschirm liefert insbesondere für die Untersuchung von Streuungen und speziellen Effekten wertvolle Beiträge zum Verständnis des Instrumentes. In der Abbildung 3.12 ist ein Schnittbild durch das geometrische Modell, das in der Simulation benutzt wird, dargestellt. Man erkennt den detaillierten Aufbau des Modells mit den unterschiedlichen Materialien (vgl. Schnittzeichnung Abb. 3.7). Lediglich auf die Integration von Kabeln und Schrauben wurde verzichtet.

Die Linien, die links im Bild beginnen, stellen die Bahnen von 10 Elektronen dar, die nach-

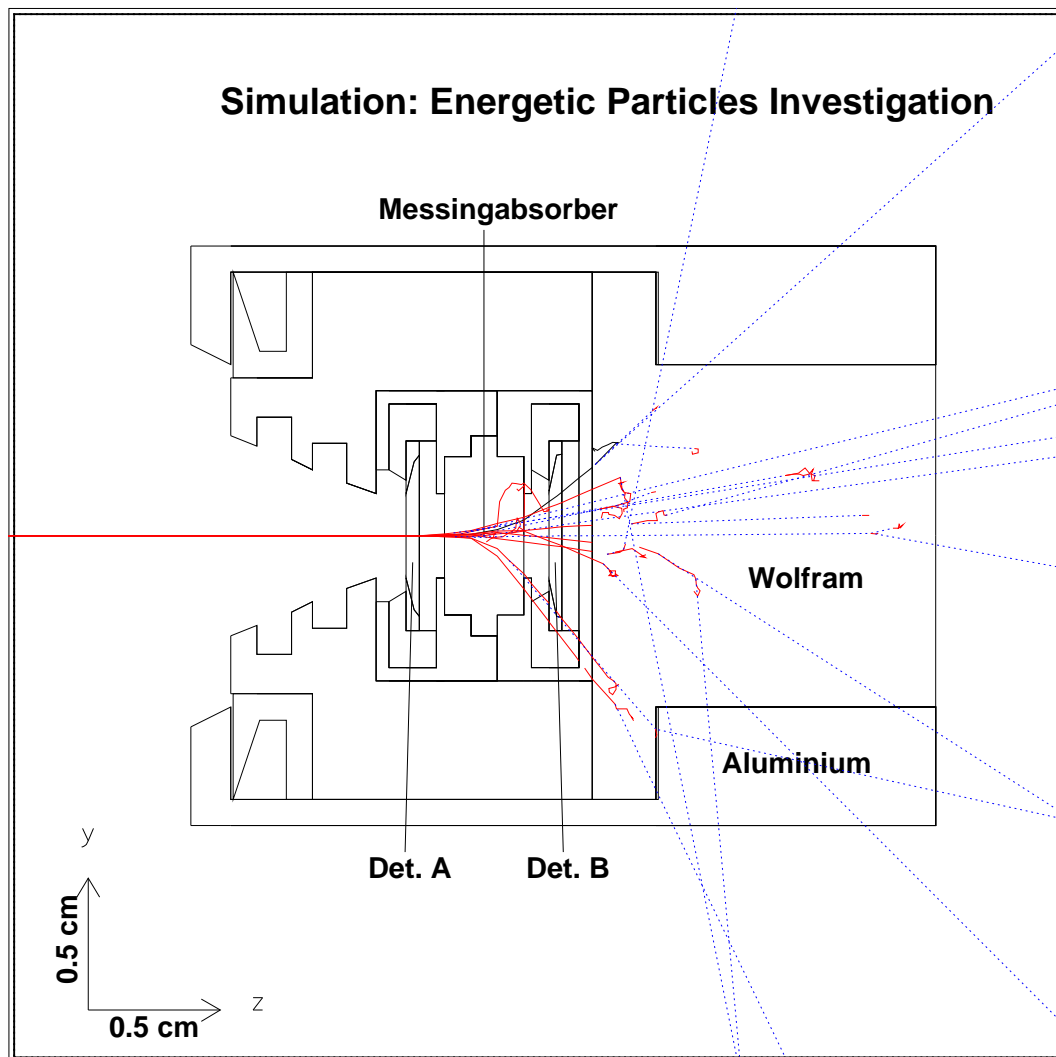


Abbildung 3.12: **Schnittbild des geometrischen Modells.** Schnittbild des geometrischen Modells, das in der Simulation des EPI-Instruments benutzt wird. Man erkennt den detaillierten Aufbau des Modells mit den unterschiedlichen Materialien (vgl. Schnittzeichnung Abb. 3.7). Lediglich auf die Integration von Kabeln und Schrauben wurde verzichtet. Die Linien, die links im Bild beginnen, stellen die Bahnen von 10 Elektronen dar, die nacheinander mit einer Energie von 25 MeV eingeschossen wurden. Die durchgezogenen Linien geben die Bahnen der Elektronen an, während die gestrichelten Linien die Bahnen von Gammateilchen sind, die durch Wechselwirkungen der Elektronen mit der Materie im Teleskop entstanden sind. Man sieht deutlich die Bahnänderungen der Elektronen durch Streuprozesse. Der Verlauf der Bahnen ist auf die Schnittebene projiziert.

einander mit einer Energie von 25 MeV eingeschossen wurden. Die durchgezogenen Linien geben die Bahnen der Elektronen an, während die gestrichelten Linien die Bahnen von Gammateilchen sind, die durch Wechselwirkungen der Elektronen mit der Materie des Teleskops entstanden sind. Man sieht deutlich die Bahnänderungen der Elektronen durch Streuprozesse. Der Verlauf der Bahnen ist auf die Schnittebene projiziert.

Mit dem überprüften Modell wurde die Ansprechfunktion ermittelt. Wegen der sehr zeitintensiven Rechnungen wurde zunächst die Ansprechfunktion für das Instrument ohne Berücksichtigung der umgebenden Materie berechnet. In einem zweiten Schritt wurde der Einfluß der Probenstruktur und des Hitzeschildes ermittelt, um dann im dritten Schritt die beiden Rechnungen zu verknüpfen. Im folgenden werde ich zur Vereinfachung nur vom Hitzeschild sprechen,

aber die entsprechenden Teile der Probenstruktur sind immer mit gemeint.

3.3.3 Ansprechen ohne Hitzeschild

Bei Beschränkung auf eine Teilchensorte und isotropem Einfall der Teilchen ist die Zählrate C_k im Meßkanal k von der Intensität $J_0(E)$ der einfallenden Teilchen mit der Energie E abhängig gemäß

$$C_k = \int_0^{\infty} G_k(E) J_0(E) dE , \quad (3.22)$$

wobei $G_k(E)$ die instrumentenspezifische, energieabhängige Ansprechfunktion des Meßkanals k bezeichnet (vergl. Gleichung(3.11)). Aus den Simulationsrechnungen erhalte ich die energieabhängige Ansprechfunktion $G_k^{sim}(E)$ aus der Intensität $J_0(E)$ der einfallenden Strahlung und der Zählrate $C_k(E)$ der registrierten Teilchen:

$$G_k^{sim}(E) = \frac{C_k(E)}{J_0(E)} [cm^2 sr] . \quad (3.23)$$

Die Intensität $J_0(E)$ berechnet sich nach SULLIVAN aus der Zählrate $C(E)$ der auf der Fläche F für den vollen Raumwinkel ausgespielten Teilchen zu

$$J_0(E) = \frac{C(E)}{2 \pi F} . \quad (3.24)$$

Somit folgt für $G_K^{sim}(E)$

$$G_k^{sim}(E) = \frac{C_k(E) 2 \pi F}{C(E)} . \quad (3.25)$$

Wegen der Zylindersymmetrie um die Z-Achse, kann über den Winkel ϕ integriert werden und es gilt für $Fq_k^{sim}(E, \theta)$

$$Fq_k^{sim}(E, \theta) = \frac{C_k(E, \theta)}{J_0(E, \theta)} [cm^2] \quad (3.26)$$

und mit

$$J_0(E, \theta) = \frac{C(E, \theta)}{|\cos(\theta)| F} \quad (3.27)$$

erhalte ich

$$Fq_k^{sim}(E, \theta) = \frac{C_k(E, \theta) |\cos(\theta)| F}{C(E, \theta)} . \quad (3.28)$$

Um die Ansprechfunktionen zu bestimmen habe ich folgende Schritte durchgeführt:

1. Auf einer hinreichend großen Referenzfläche wird eine Startposition gleichverteilt ausgespielt.
2. Für Elektronen und Protonen werden Teilchenenergien im Bereich 0.1 MeV - 1000 MeV und für Alphateilchen im Bereich 0.1 MeV - 4000 MeV generiert. Das Energiespektrum entspricht einem Potenzgesetz E^γ mit $\gamma = 0$, also einer uniformen Verteilung. Die untere Energiegrenze ist durch die niedrigste Diskriminatorschwelle des EPI-Instruments von 100 KeV bestimmt, während für die oberen Grenzen eine Abschätzung der höchsten zu erwartenden Energien zugrunde gelegt wurde. Für Energien oberhalb der jeweiligen oberen Grenze wird angenommen, daß die Ansprechfunktion gleich derjenigen an der oberen Grenze ist.

3. Es wird eine Einfallsrichtung gemäß einer isotropen Verteilung ausgespielt.

Nach diesem Verfahren wurden die $G_i(E)$ und die $Fq_{ik}(E, \theta)$ der EPI-Zählkanäle für Protonen, Alphateilchen, Elektronen und γ -Strahlung ermittelt. Bevor ich an einem Beispiel die äquivalente Fläche erläutere, werde ich noch einmal auf die Problematik der Teilchentrennung zurückkommen. In Abbildung 3.13 ist, wie in Abbildung 3.4, der Energieverlust in Detektor B gegen den in Detektor A aufgetragen für Protonen und α -Teilchen mit einem Einfallswinkel θ gegen die Teleskopachse von $\theta < 20^\circ$, einer Energie $E < 1 \text{ GeV}/N$ und gleicher Intensität.

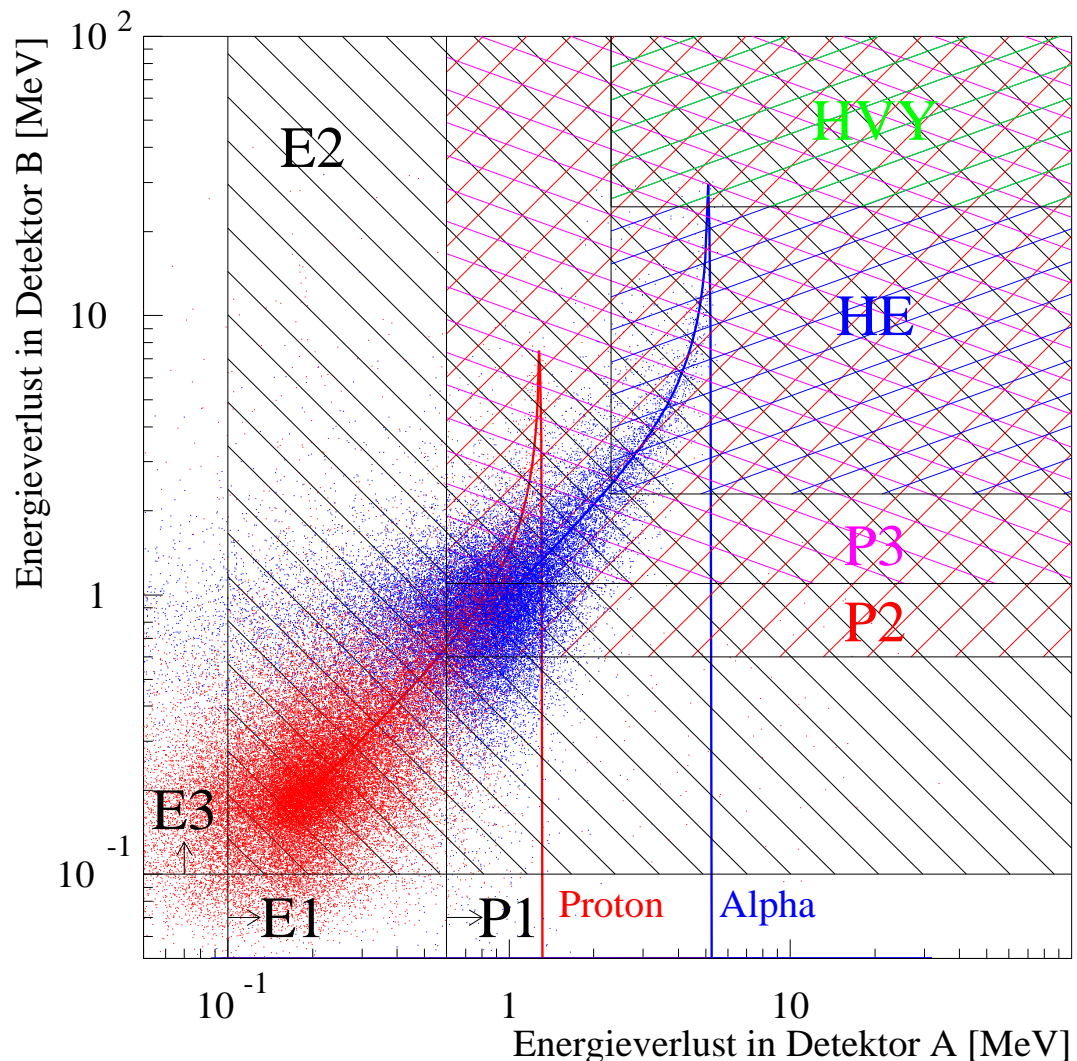


Abbildung 3.13: ΔE Det B gegen ΔE Det A aus GEANT-Rechnungen. Aufgetragen ist, wie in Abbildung 3.4, der Energieverlust in Detektor B gegen den in Detektor A für Protonen und α -Teilchen mit einem Einfallswinkel θ gegen die Teleskopachse von $\theta < 20^\circ$, einer Energie $E < 1 \text{ GeV}/N$ und gleicher Intensität. Die Schraffuren und Linien stellen die Meßkanäle des EPI-Instruments dar (siehe Tabelle 3.2). Zum Vergleich sind die Kurven des mittleren Energieverlustes für Protonen und α -Teilchen aus Abbildung 3.4 mit eingezeichnet. Die blauen Punkte geben die Energieverluste der α -Teilchen, die roten die der Protonen an. Bei niedrigen ΔE -Werten überlappen sich die Energieverlustbereiche der beiden Teilchenarten, so daß die Kanäle E1, E2, E3, P1, P2 und P3 sowohl auf Protonen als auch auf α -Teilchen ansprechen. Der HE-Kanal dagegen registriert nur α -Teilchen.

Die Schraffuren und Linien stellen die Meßkanäle des EPI-Instruments dar (siehe Tabelle 3.2). Zum Vergleich sind die Kurven des mittleren Energieverlustes für Protonen und α -

Teilchen aus Abbildung 3.4 mit eingezeichnet. Die blauen Punkte geben die Energieverluste der α -Teilchen, die roten die der Protonen an. Das GEANT-Programm benutzt die Wirkungsquerschnitte der physikalischen Prozesse, um das Teilchenverhalten zu bestimmen. Dabei werden z.B. Energieverluststatistik nach Vavilov, Produktion von Knock-On-Elektronen, Streuung, Bremsstrahlung, Paarbildung und Photoeffekt, aber auch hadronische Wechselwirkungen berücksichtigt. Eine ausführliche Beschreibung aller benutzten Wechselwirkungen ist im physikalischen Teil der GEANT-Anleitung zu finden [ASGD94].

Der Einfluß der oben beschriebenen Effekte und die Wegverlängerung durch den schrägen Teilcheneinfall führen zu den Abweichungen vom mittleren Energieverlust. Bei niedrigen ΔE -Werten überlappen sich die Energieverlustbereiche der beiden Teilchenarten, so daß die Kanäle E1, E2, E3, P1, P2 und P3 sowohl auf Protonen als auch auf α -Teilchen ansprechen. Der HE-Kanal dagegen registriert nur α -Teilchen. Können Teilchen aufgrund ihrer Energie nicht nur aus dem Bereich des Öffnungskegels sondern aus allen Richtungen die Detektoren durchdringen, so werden die Verteilungen der Energieverluste noch breiter. Auf die Darstellung der Elektronen wurde in der Abbildung 3.13 verzichtet, da dann eine Unterscheidung der Beiträge der einzelnen Teilchenarten nicht mehr möglich ist. Die Elektronen werden in allen Kanälen bis auf den HE- und den HVY-Kanal registriert. Abbildung 3.13 zeigt sehr deutlich die Schwierigkeiten, die bei der Auswertung der Daten auftreten. Durch die Definition der Meßkanäle über eine $\Delta E >$ - Beziehung, sind die Kanäle ineinander geschachtelt und die Kanäle können nicht einzelnen Teilchensorten zugewiesen werden. Die in der Abbildung gezeigte Energieverlustbeziehung kann nicht zur Auswertung herangezogen werden, da keine Impulshöhenanalyse zur Verfügung steht, sondern nur Zählraten.

Es ist also zu klären, ob mit Hilfe der äquivalenten Fläche und der energieabhängigen Ansprechfunktion eine Aussage über die Teilchenverteilung möglich ist. In Abbildung 3.14 ist die äquivalente Fläche $Fq_{p,E1}(E, \theta)$ des E1-Kanals für Protonen gezeigt. Der obere Teil der Abbildung zeigt $Fq_{p,E1}$ in Abhängigkeit von der Energie E und dem Einfallswinkel θ . Die Punktdichte entspricht der Größe von $Fq_{p,E1}$. Bis zu einer Energie von ~ 80 MeV kommen die Teilchen überwiegend von vorne aus dem Bereich des Öffnungskegels (θ klein), d.h. die Abschirmung ist für diese Energien wirksam und absorbiert die Teilchen. Ab ~ 100 MeV können die Teilchen fast die gesamte Abschirmung durchdringen, nur der Bereich der rückwärtigen, massiven Wolframabschirmung absorbiert die Teilchen bis zu einer Energie von ~ 150 MeV. Ab ~ 150 MeV durchdringen die Teilchen aus allen Richtungen die Abschirmung und können registriert werden. Bei $\theta = 90^\circ$ erkennt man einen steilen Rückgang von $Fq_{p,E1}$, da die Seitenfläche des Detektors klein ist. Unten links ist der entsprechend Gleichung(3.16) berechnete Verlauf des Geometriefaktors $G_{p,E1}(E)$ gegen die Energie E aufgetragen, während unten rechts der Verlauf von $Fq_{p,E1}$ gegen den Winkel θ abgebildet ist. Zum Vergleich sind die geometrischen Werte für $G_{E1}(E)$ und $Fq_{E1}(\theta)$ mit eingezeichnet. Diese Werte erhält man, wenn in der Simulation nur die geometrischen Bahnen der Teilchen benutzt und keine physikalischen Wechselwirkungen berücksichtigt werden. Man sieht, daß der Verlauf von $G(E)$ ebenfalls die oben beschriebene Struktur der Abschirmung wiedergibt. Die Abnahme zu hohen Energien hin ist darauf zurückzuführen, daß die Energieverlustverteilung der hochenergetischen Teilchen über die Schwelle hinwegwandert, so daß eine Anzahl von Teilchen unterhalb der Schwelle liegt und nicht mehr registriert wird. Dieses Phänomen tritt bei allen Schwellen auf. Im Verlauf von $Fq_{p,E1}(\theta)$ erkennt man deutlich den Einfluß der Abschirmung in den verschiedenen Richtungen. Für $\theta = 90^\circ$ sieht man den Bereich der kleinen Detektorseitenfläche, während zu großen Winkeln hin die absorbierende Wirkung der Abschirmung zu erkennen ist.

Die Ansprechkurven aller Zählkanäle und Teilchenarten sind im Anhang zu finden. In Tabelle 3.4 habe ich die mit der Simulation berechneten Geometriefaktoren G der Integralkanäle E1 und E3, sowie des Koinzidenzkanals E2 für Elektronen, Protonen und Helium zusammengefaßt. Zum Vergleich sind die nach der Sullivan-Formel und die aus der Simulation bei abgeschalte-

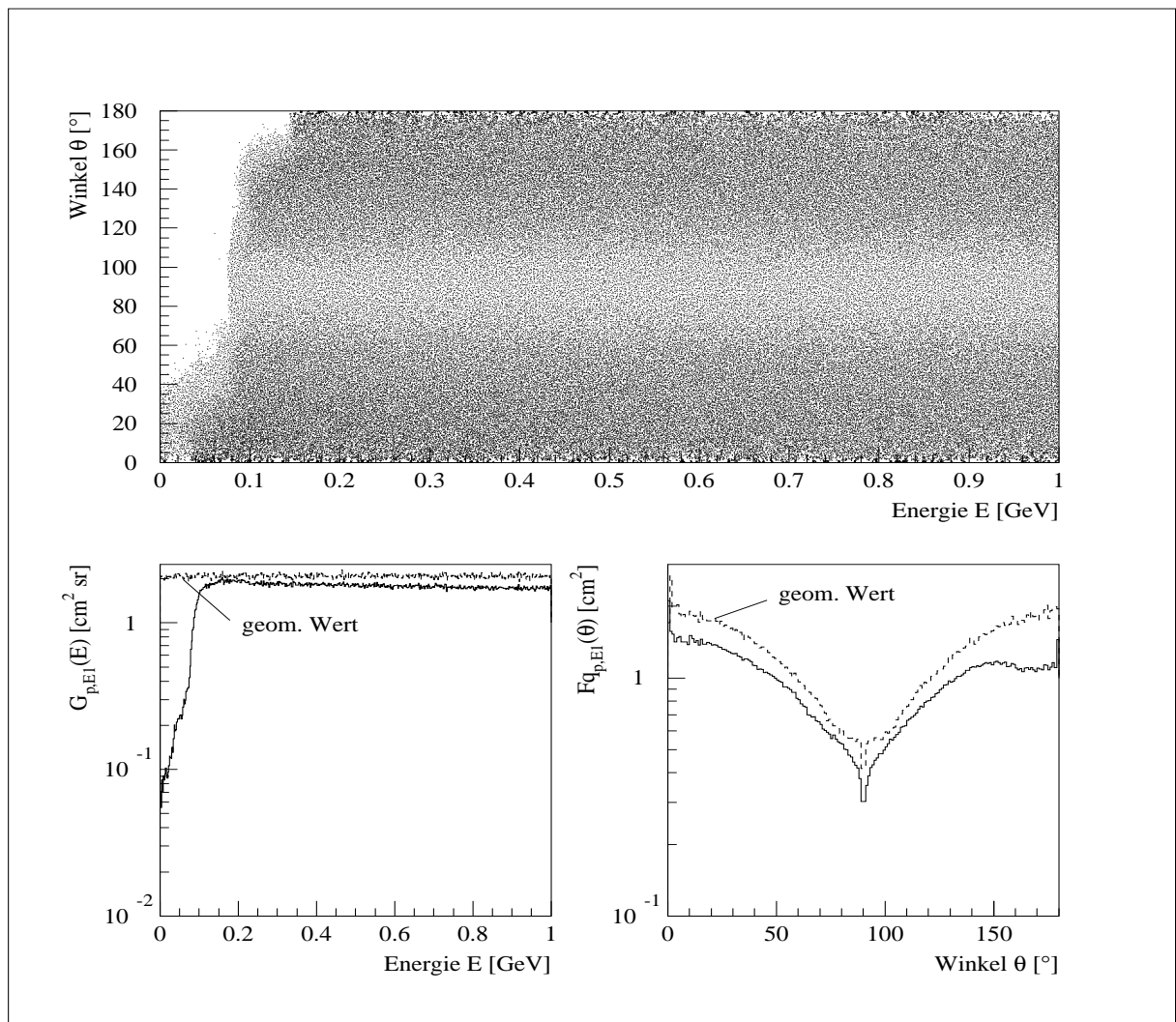


Abbildung 3.14: Die äquivalente Fläche $F_{q,p,E1}(E, \theta)$ des E1-Kanals für Protonen. Der obere Teil der Abbildung zeigt $F_{q,p,E1}$ in Abhängigkeit von der Energie E und dem Einfallswinkel θ . Die Punktdichte entspricht der Größe von $F_{q,p,E1}$. Unten links ist der entsprechend Gleichung (3.16) berechnete Verlauf des Geometriefaktors $G_{p,E1}(E)$ gegen die Energie E aufgetragen, während unten rechts der Verlauf von $F_{q,p,E1}$ gegen den Winkel θ abgebildet ist. Zum Vergleich sind die geometrischen Werte $G_{E1}(E)$ und $F_{q,E1}(\theta)$ mit eingezeichnet. Diese Werte erhält man, wenn in der Simulation nur die geometrischen Bahnen der Teilchen benutzt und keine physikalischen Wechselwirkungen berücksichtigt werden.

ten Wechselwirkungen (d.h. es geht nur die Geometrie des Instruments ein) berechneten Werte G_{Sul} bzw. G_{Sim} angegeben. Für den Koinzidenzkanal ist der Unterschied zwischen G_{Sul} und G_{Sim} am größten, da hier die geometrische Form und die endliche Dicke der Detektoren am stärksten eingehen. Die Elektronen überschreiten die rein geometrischen Werte, während die Protonen deutlich darunter bleiben und Helium sie fast erreicht. Diese Unterschiede sind durch das unterschiedliche Durchdringungsvermögen und Streuverhalten der Teilchen bedingt.

Erste Untersuchungen zum Einfluß der Winkelabhängigkeit des Ansprechens wurden von SIEVERS [Sie96] am Beispiel eines monoenergetischen, parallelen Protonenstrahls durchgeführt. Anhand der Ergebnisse werde ich das Verfahren beschreiben, mit dem man aus der äquivalenten Fläche die Zählrate für die Sektoren gewinnen kann. Da die Galileo-Probe spinstabilisiert war, änderte sich die Blickrichtung des EPI-Instrumentes während einer Umdrehung der Probe

Kanal	G_e $cm^2 sr$	G_p $cm^2 sr$	G_{he} $cm^2 sr$	G_{Sim} $cm^2 sr$	G_{Sul} $cm^2 sr$
E1	2.743	1.655	2.000	2.083	1.836
E2	0.610	0.266	0.358	0.396	0.191
E3	3.211	1.837	2.148	2.222	1.897

Tabelle 3.4: **Mit der Simulation berechnete Geometriefaktoren für E1, E2 und E3.** Die mit der Simulation berechneten Geometriefaktoren G der Integralkanäle E1 und E3, sowie des Koinzidenzkanals E2 für Elektronen, Protonen und Helium. Zum Vergleich sind die nach der Sullivan-Formel und die aus der Simulation bei abgeschalteten Wechselwirkungen (d.h. es geht nur die Geometrie des Instruments ein) berechneten Werte G_{Sul} bzw. G_{Sim} angegeben.

kontinuierlich. Abbildung 3.15 zeigt die Lage der Spinachse \vec{S} der Probe zur Teleskopachse \vec{T} und zur Einfallsrichtung der Teilchen \vec{P} . Dabei ist die Strahlrichtung $-\vec{P}$. Der Einbauwinkel κ zwischen der Teleskopachse und der Spinachse beträgt $\kappa = 41^\circ$.

Der Einfallswinkel θ der Teilchen zur Teleskopachse \vec{T} in Abhängigkeit vom Drehwinkel ϕ ist

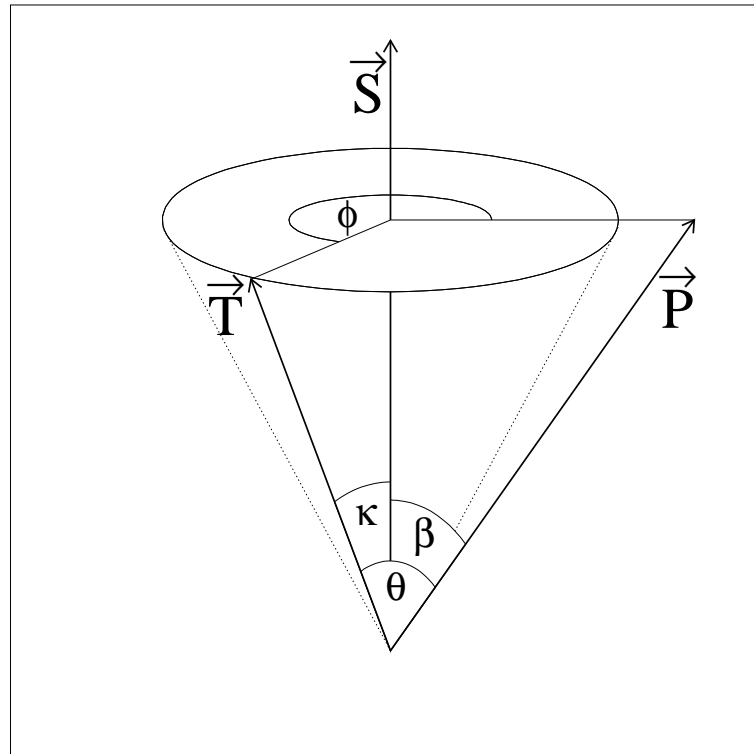


Abbildung 3.15: **Geometrie der Sektormessungen.** Die Lage der Spinachse \vec{S} der Probe zur Teleskopachse \vec{T} und zur Einfallsrichtung der Teilchen \vec{P} (Strahlrichtung $-\vec{P}$). Der Einbauwinkel κ beträgt 41° .

durch das Skalarprodukt der Einheitsvektoren in Richtung von \vec{T} und \vec{S} gegeben. Wählt man das Koordinatensystem so, daß die ϕ -Komponente von \vec{P} null wird, so ergibt sich mit den Winkeln aus Abbildung 3.15:

$$\cos(\theta) = \hat{e}_{\vec{T}} \cdot \hat{e}_{\vec{P}} = \left(\sin(\kappa) \cos(\phi), \sin(\kappa) \sin(\phi), \cos(\kappa) \right) \cdot \left(\sin(\beta), 0, \cos(\beta) \right) \quad (3.29)$$

$$\theta(\kappa, \beta, \phi) = \arccos\left(\sin(\kappa) \sin(\beta) \cos(\phi) + \cos(\kappa) \cos(\beta)\right) \quad (3.30)$$

mit ϕ : Winkel zwischen den Projektionen der Teleskopachse und der Strahlrichtung in eine Ebene senkrecht zur Spinachse; $\dot{\phi}$ = Rotationsgeschwindigkeit der Probe.

Betrachtet man eine feste Einfallsrichtung, so kann man für eine volle Drehung des Teleskops ($\phi=0^\circ$ bis $\phi=360^\circ$) mit Hilfe von Gleichung (3.30) den jeweiligen Winkel θ zwischen Teleskopachse und Teilchenrichtung berechnen. Für Teilcheneinfall aus Richtung der x-Achse ($\beta = 90^\circ, \varphi = 0^\circ$) erhält man den in Abbildung 3.16 links dargestellten Verlauf. Bei einer vollen Drehung durchläuft der Winkel θ den Bereich von $49^\circ - 131^\circ$. In Abbildung 3.16 rechts ist für Teilcheneinfall aus Richtung der x-Achse ($\beta = 90^\circ, \varphi = 0^\circ$) die äquivalente Fläche gegen den Einfallswinkel θ aufgetragen für $E = 75$ MeV (rote Kurve) und für $E = 125$ MeV (schwarze Kurve). Der bei einer vollen Drehung durchlaufene θ -Bereich (siehe links) ist schraffiert eingetragen. Für

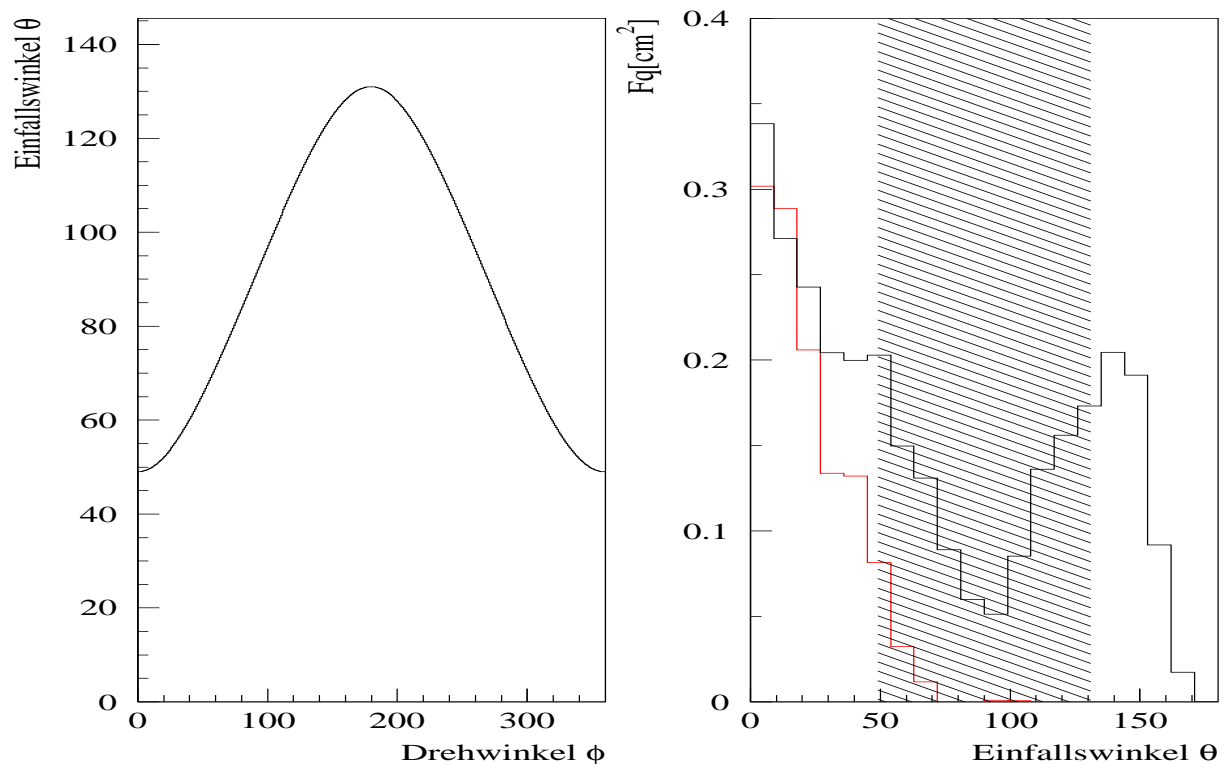


Abbildung 3.16: **Einfallswinkel θ gegen Drehwinkel ϕ und F_q des E1-Kanals für $E = 75$ MeV und $E = 125$ MeV.** Links ist der für Teilcheneinfall aus Richtung der x-Achse ($\beta = 90^\circ, \varphi = 0^\circ$) nach Gleichung (3.30) berechnete Einfallswinkel θ zur Teleskopachse aufgetragen gegen den Drehwinkel ϕ . Bei einer vollen Drehung durchläuft der Winkel θ den Bereich von $49^\circ - 131^\circ$. Rechts ist die äquivalente Fläche gegen den Einfallswinkel θ aufgetragen für $E = 75$ MeV (rote Kurve) und für $E = 125$ MeV (schwarze Kurve). Der bei einer vollen Drehung durchlaufene θ -Bereich (siehe links) ist schraffiert eingetragen.

feste Energie E kann man jetzt für jedes ϕ die zu dem entsprechenden θ gehörende äquivalente Fläche F_q auftragen und erhält für die beiden genannten Energien den in der Abbildung 3.17 links gezeigten Verlauf. Da die Abschirmung bei einer Energie von $E = 75$ MeV voll wirksam ist, liefern bei dieser Energie nur die Winkel, die in den Öffnungskegel fallen, einen Beitrag zur äquivalenten Fläche, die ein Maximum bei 0° hat. Teilchen mit einer Energie von $E = 125$ MeV durchdringen die Abschirmung, so daß F_q für alle Drehwinkel größer Null ist und Maxima bei 0° und bei 180° besitzt. Da F_q in dem überstrichenen θ -Bereich für vorwärts und rückwärts

einfallende Teilchen ungefähr gleich groß ist, haben die Maxima in etwa die gleiche Höhe. Gibt man Intensität und Rotationsgeschwindigkeit vor, so kann man die in den Sektoren entstehende Zählrate bestimmen. In Abbildung 3.17 rechts wurden die Drehwinkel entsprechend den acht Sektoren des EPI zusammengefaßt und Fq als Polardiagramm aufgetragen. Die Symmetrie zu $\phi = 0^\circ$ entsteht dadurch, daß die ϕ -Komponente von \vec{P} zu null gewählt wurde.

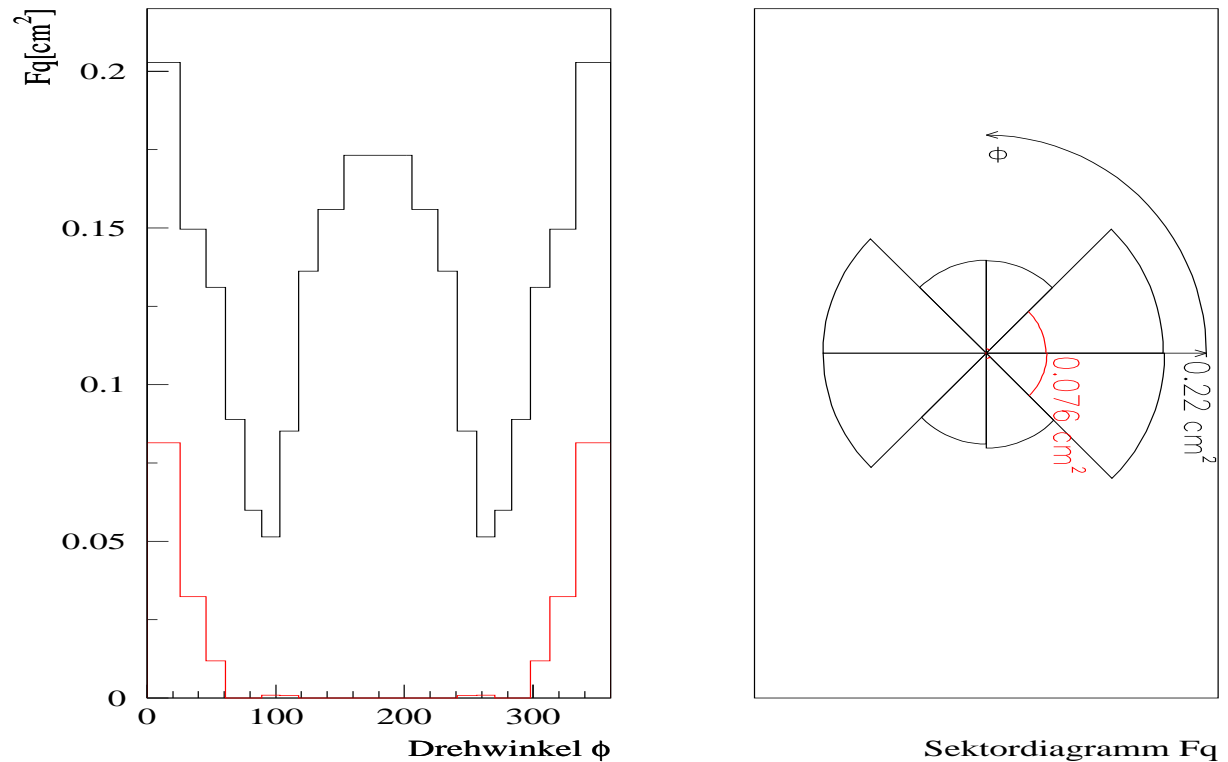


Abbildung 3.17: Fq aufgetragen gegen den Drehwinkel ϕ und Sektordiagramm. In der Abbildung links ist für $E = 75$ MeV (rote Kurve) und für $E = 125$ MeV (schwarze Kurve) für jedes ϕ die zu dem entsprechenden θ gehörende äquivalente Fläche Fq aufgetragen. Rechts wurden für beide Energien die Drehwinkel so zusammengefaßt, daß sie den acht Sektoren des EPI entsprechen und Fq als Polardiagramm aufgetragen.

Hier zeigt sich eine Schwierigkeit bei der Auswertung der Sektordaten, denn man kann in dem Diagramm für $E = 125$ MeV ohne Kenntnis der Energie nicht unterscheiden, ob niederenergetische Teilchen aus zwei entgegengesetzten Richtungen oder hochenergetische Teilchen aus einer Richtung das Instrument getroffen haben. Fallen mehrere Teilchensorten aus allen Richtungen und mit unterschiedlicher Energie ein, so wird die Unterscheidung entsprechend schwieriger. Für diese Untersuchungen sind die Koinzidenzkanäle aufgrund ihrer Richtungsauflösung besser geeignet.

Nachdem die Ansprechkurven für das Instrument vorlagen, wurde der Einfluß des Hitzeschildes untersucht. Dies werde ich im nächsten Abschnitt erläutern.

3.3.4 Ansprechen mit Hitzeschild

Im vorigen Abschnitt habe ich erläutert, wie die Ansprechfunktionen $Fq_i(E, \theta)$ und $G_i(E)$ des EPI-Instrument ermittelt wurden. Diese Größen beschreiben das Verhalten des Instruments ohne weitere Materie in der Umgebung. Da sich das EPI-Instrument während der Messungen am Jupiter innerhalb der Galileo-Probe befand, mußte der Einfluß des die Probe umgebenden Hitze-

schildes mit bis zu 14 cm Dicke sowie der Probenmaterie in die Untersuchungen mit einbezogen werden. Um diesen Einfluß zu studieren habe ich ein geometrisches Modell der Probe erstellt. In diesem Modell wurde nicht eine genaue Nachbildung der Probenstruktur versucht, da diese sehr kompliziert ist und die entsprechenden Zeichnungen nicht zur Verfügung standen, sondern ich habe versucht die Massenbelegung um das EPI-Instrument nachzubilden. Mit Hilfe der bekannten Massen der einzelnen Strukturelemente wurde ein schalenförmiges Modell aufgebaut, daß der äußeren Form entspricht und in erster Näherung die räumliche Verteilung und Massendicke der Materie um das EPI-Instrument wiedergibt. Die Abbildung 3.18 zeigt im oberen Teil eine Zeichnung der Probe und im unteren Teil das Modell. Das einfachste Vorgehen, nämlich die

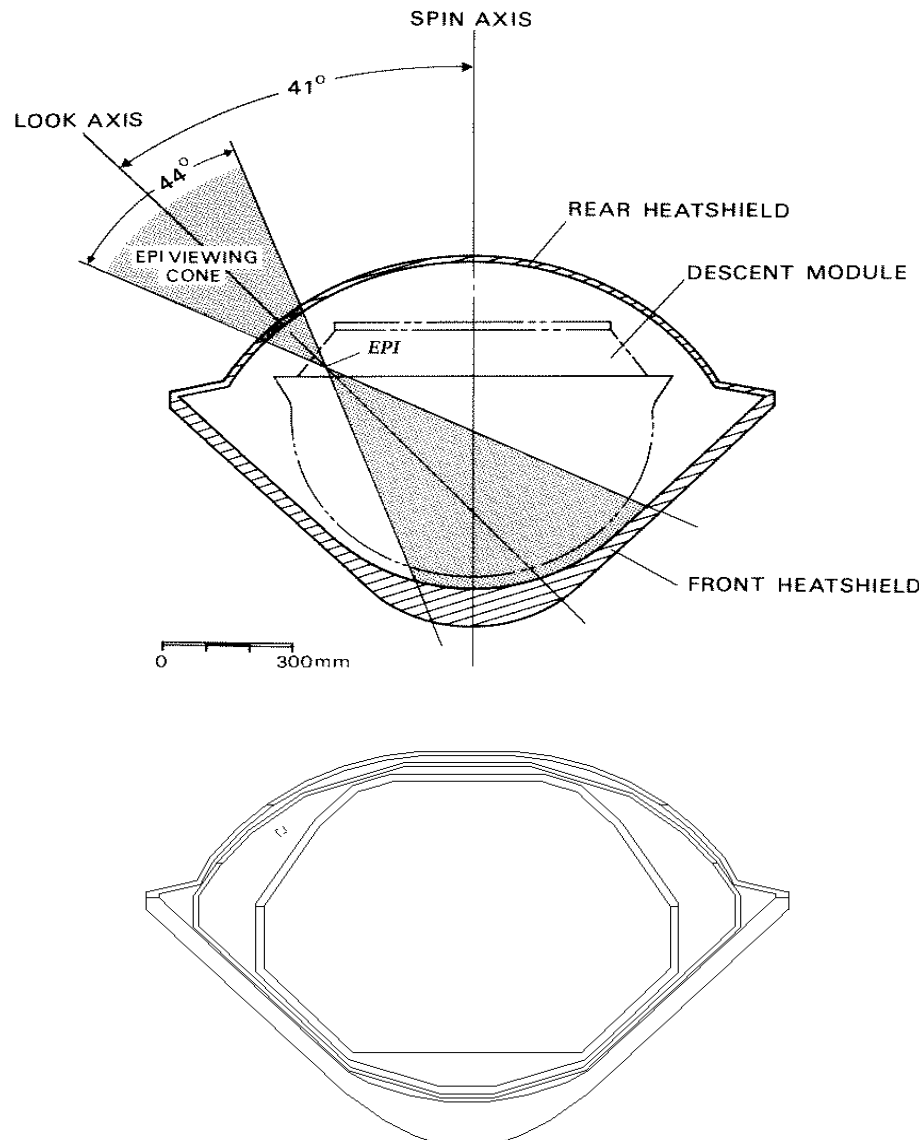


Abbildung 3.18: **Skizze der Probe und des Probenmodells.** Im oberen Teil ist eine Zeichnung der Probe abgebildet und im unteren Teil das in der Simulation verwendete Modell.

Probe mit dem EPI Instrument gemeinsam zu simulieren, scheidet an den erforderlichen Rechenzeiten und Rechengenauigkeiten. Dieses Verfahren hat ein schlechtes Verhältnis von Treffern zu Versuchen, da das EPI-Instrument in einem Abstand von ca. 10 cm hinter dem Hitzeschild eingebaut ist und deshalb die meisten ausgespielten Teilchenbahnen an dem Instrument vorbeigehen. Zudem muß durch die Größe der Probe mit einem Durchmesser von $\cong 1.5$ m ein Bereich

von wenigen μm im EPI-Instrument bis hin zu einigen m in der Probe ohne Rundungsfehler überbrückt werden. Die hierfür erforderliche Rechenzeit steht in keinem vertretbaren Verhältnis zur erreichbaren Genauigkeit.

Die Idee war nun, die Teilchenverteilung zu bestimmen, die am Ort des EPI-Instrumentes ankommt, wenn isotrop von außerhalb eingeschossen wird, um im nächsten Schritt die Ergebnisse der beiden Rechnungen zu verknüpfen. Also habe ich an der Stelle, an der das EPI montiert war, ein Testvolumen der gleichen Größe festgelegt. Dann wurde auf einer Referenzfläche entsprechend den im vorigen Abschnitt angegebenen Randbedingungen ausgespielt. Treffen die Teilchen das Testvolumen, werden ihre Daten gespeichert, ansonsten nur gezählt. Die Rechnungen wurden für Elektronen, Protonen und Helium durchgeführt. Durch Wechselwirkungen mit der Probenmaterie entstehen viele Sekundärteilchen, die ebenfalls weiterverfolgt und für die Auswertung mit herangezogen wurden. Abbildung 3.19 zeigt, am Beispiel von Protonen als Primärteilchen, die aus der Probenmaterie austretende Teilchenpopulation. Die Protonen stammen aus einem

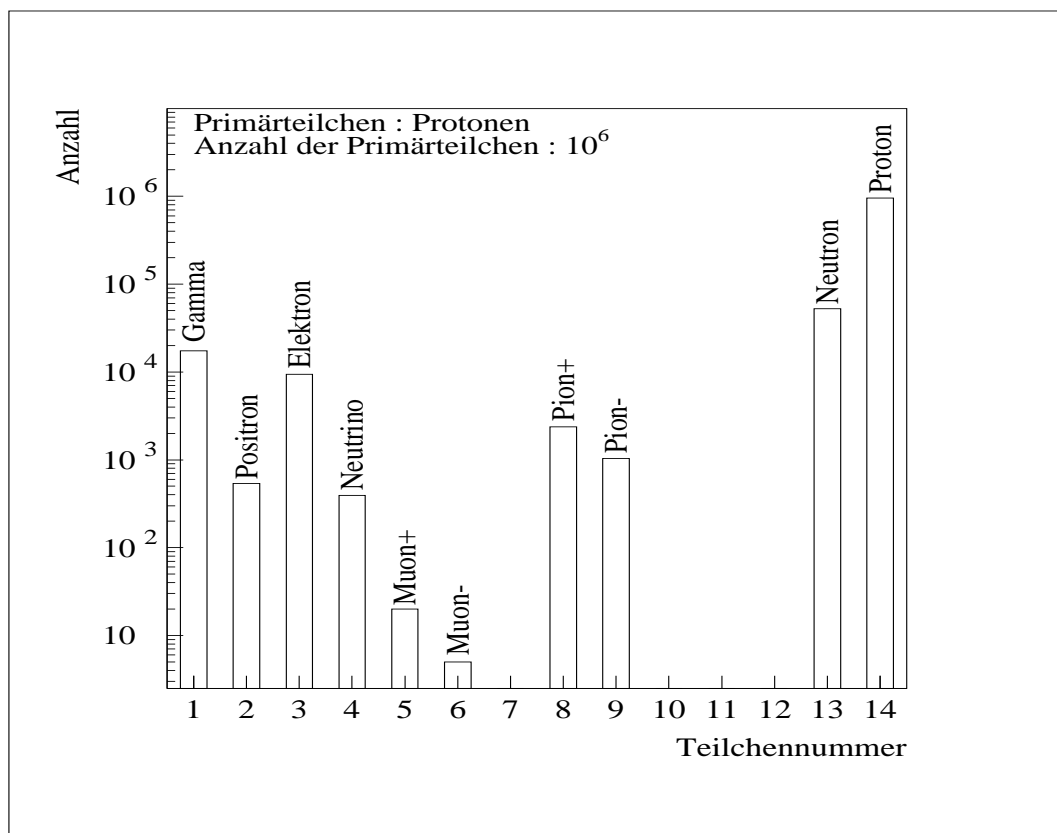


Abbildung 3.19: **Teilchenpopulation innerhalb der Probe.** Die Abbildung zeigt am Beispiel von Protonen als Primärteilchen die aus der Probenmaterie austretende Teilchenpopulation. Die Protonen stammen aus einem Energiebereich von 0 - 1000 MeV und dem vollen Raumwinkelbereich. Aufgetragen ist die Zahl der Teilchen, die das Testvolumen erreichen gegen die Teilchennummer des GEANT-Programms. Die zu den Nummern gehörenden Teilchen sind jeweils über den entsprechenden Histogrammbalken angegeben. Neben den primären Protonen erreichen eine ganze Schar weiterer Teilchen das Testvolumen.

Energiebereich von 0 - 1000 MeV und dem vollen Raumwinkelbereich. Aufgetragen ist die Zahl der Teilchen, die das Testvolumen erreichen gegen die Teilchennummer des GEANT-Programms. Die zu den Nummern gehörenden Teilchen sind jeweils über den entsprechenden Histogrammbalken angegeben. Neben den primären Protonen erreichen eine ganze Schar weiterer Teilchen das Testvolumen. Es mußte also zunächst das Ansprechen des EPI-Instrumentes für die am häufigsten auftretenden Sekundärteilchen bestimmt werden. Als Ergebnis dieser Rechnungen standen

dann neben dem schon berechneten Ansprechen für Elektronen, Protonen und Alphateilchen auch das für Neutronen, positiv und negativ geladene Pionen und Myonen sowie für Gammastrahlung zur Verfügung. Die Verknüpfung der beiden Simulationsrechnungen wird im nächsten Abschnitt erläutert.

3.3.5 Verknüpfung der Simulationsergebnisse

Nachdem die Ansprechfunktionen für die verschiedenen Kanäle und Teilchenarten vorlagen und das Verhalten des Hitzeschildes berechnet war, galt es die beiden Teilergebnisse zu kombinieren. Dazu wurden die relativen Häufigkeiten der aus der Probenmaterie austretenden Teilchen in Abhängigkeit von E , θ und der Teilchenart mit den äquivalenten Flächen des Instruments multipliziert und aufsummiert. Damit erhält man die äquivalente Fläche f_q für den Teilcheneinfall von außerhalb der Probenmaterie. Man bildet also

$$f_q(E', \theta') = \sum H(E, \theta, E', \theta') F_q(E, \theta) \quad (3.31)$$

mit

- $f_q(E', \theta')$: äquivalente Fläche für Teilchen der Energie E' und dem Einfallswinkel θ' von außerhalb der Probe
 $F_q(E, \theta)$: äquivalente Fläche für Teilchen der Energie E und dem Einfallswinkel θ von innerhalb der Probe
 $H(E, \theta, E', \theta')$: Matrix, die die Verknüpfung der Paare (E, θ) und (E', θ') angibt.

Als ein Beispiel ist in Abbildung 3.20 die äquivalente Fläche $f_{q_{p,E1}}(E, \theta)$ des E1-Kanals für Protonen dargestellt. Der obere Teil der Abbildung zeigt $f_{q_{p,E1}}$ in Abhängigkeit von der Energie E und dem Einfallswinkel θ . Die Punktdichte entspricht der Größe von $f_{q_{p,E1}}$. Unten links ist der entsprechend Gleichung (3.16) berechnete Verlauf des Geometriefaktors $g_{p,E1}(E)$ gegen die Energie E aufgetragen, während unten rechts der Verlauf von $f_{q_{p,E1}}$ gegen den Winkel θ abgebildet ist. Zum Vergleich sind wieder die geometrischen Werte für $G_{E1}(E)$ und $F_{q_{E1}}(\theta)$ mit eingezeichnet. In der folgenden Tabelle 3.5 sind die Werte der unter Berücksichtigung des Hitzeschildes erhaltenen Geometriefaktoren und diejenigen aus Tabelle 3.4 zusammengefaßt.

Die Geometriefaktoren sind durch den Einfluß des Hitzeschildes für alle Teilchen kleiner gewor-

Kanal	G_e^{hs} $cm^2 sr$	G_p^{hs} $cm^2 sr$	G_{he}^{hs} $cm^2 sr$	G_e $cm^2 sr$	G_p $cm^2 sr$	G_{he} $cm^2 sr$	G_{Sim} $cm^2 sr$	G_{Sul} $cm^2 sr$
E1	1.760	0.931	1.259	2.743	1.655	2.000	2.083	1.836
E2	0.323	0.151	0.226	0.610	0.266	0.358	0.396	0.191
E3	2.081	1.036	1.350	3.211	1.837	2.148	2.222	1.897

Tabelle 3.5: **Zusammenfassung der Geometriefaktoren.** Zusammenfassung der mit der Simulation berechneten Geometriefaktoren mit - G^{hs} - und ohne Hitzeschild - G - der Integralkanäle E1 und E3, sowie des Koinzidenzkanals E2 für Elektronen, Protonen und Helium. Zum Vergleich sind die nach der Sullivan-Formel und die aus der Simulation bei abgeschalteten Wechselwirkungen (d.h. es geht nur die Geometrie des Instruments ein) berechneten Werte G_{Sul} bzw. G_{Sim} angegeben.

den, wobei die Verhältnisse der Kanäle für Protonen und Helium gleich geblieben sind. Für die Elektronen ist der Geometriefaktor des E2-Kanals relativ zu E1 und E3 kleiner geworden. Die generelle Abnahme des Geometriefaktors ist auf die Absorption der niederenergetischen Teilchen durch das Hitzeschild und auf die Streuung im Hitzeschild zurückzuführen. Bei den von

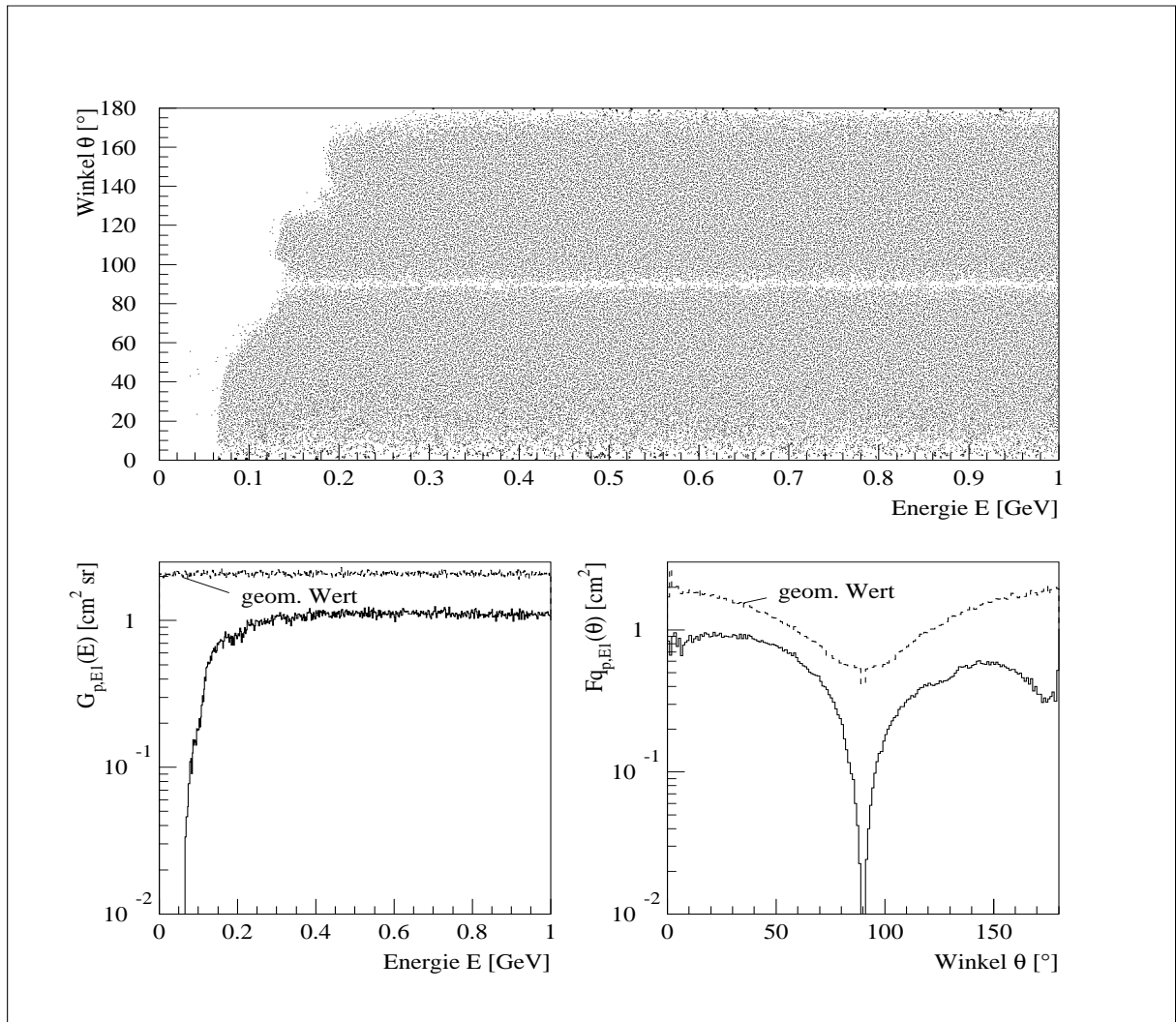


Abbildung 3.20: Die äquivalente Fläche $f_{q_{p,e1}}(E, \theta)$ des E1-Kanals für Protonen. Der obere Teil der Abbildung zeigt $f_{q_{p,E1}}$ in Abhängigkeit von der Energie E und dem Einfallswinkel θ . Die Punktdichte entspricht der Größe von $f_{q_{p,E1}}$. Unten links ist der entsprechend Gleichung (3.16) berechnete Verlauf des Geometriefaktors $g_{p,E1}(E)$ gegen die Energie E aufgetragen, während unten rechts der Verlauf von $f_{q_{p,E1}}$ gegen den Winkel θ abgebildet ist. Zum Vergleich sind die geometrischen Werte $G_{E1}(E)$ und $F_{qE1}(\theta)$ mit eingezeichnet. Diese Werte erhält man, wenn in der Simulation nur die geometrischen Bahnen der Teilchen benutzt und keine physikalischen Wechselwirkungen berücksichtigt werden.

den Elektronen im Hitzeschild erzeugten Sekundärteilchen handelt es sich überwiegend um γ -Strahlung, auf die der Koinzidenzzähler E2 nicht so stark anspricht wie die Einzelzähler. Dies führt zu einem relativen Absinken des Geometriefaktors des E2-Kanals für die Elektronen.

3.4 Zusammenfassung

In diesem Abschnitt möchte ich die einzelnen Schritte der Simulation noch einmal darstellen und die Ergebnisse zusammenfassen. Zunächst wurde ein möglichst detailliertes geometrisches Modell des Instruments für die Simulation mit dem GEANT-Programm entwickelt und mit Hilfe

der Eichdaten und Labormessungen optimiert [Hoo89, Peh88]. Dann wurden Rechnungen mit abgeschalteten Wechselwirkungen durchgeführt. Dieses Verfahren liefert die nur durch die Geometrie des Teleskops bestimmten Geometriefaktoren für das reale Teleskop. Diese wurden mit den Werten für das ideale Teleskop nach SULLIVAN [Sul71] verglichen. Die deutlichen Unterschiede (siehe Anhang) kommen zum einen durch die bessere Bestimmung der Detektorgrößen und Randeffekte [Hoo89, Peh88] und zum anderen durch die Berücksichtigung der endlichen Detektordicke zustande. Setzt man für den idealen Detektor die gemessenen Werte ein, so unterscheiden sich die Werte nur noch durch den durch die Dicke der Detektoren verursachten Anteil. In Voruntersuchungen wurden die Eingangsparameter für die Simulation optimiert und dann die Rechnungen für Elektronen, Protonen, α -Teilchen und γ -Strahlung durchgeführt. Zur Beschreibung des Instrumentverhaltens wurden die äquivalente Fläche $Fq(E, \theta)$ und der energieabhängige Geometriefaktor $G(E)$ für die einzelnen Kanäle ermittelt. Bei der Auswertung zeigte sich, daß der Verlauf sich deutlich vom idealen Verlauf unterscheidet, insbesondere verschwindet die abschirmende Wirkung der Apertur mit steigender Teilchenenergie. Durch diese hochenergetischen Teilchen, die die Detektoren aus allen Richtungen erreichen können, ergibt sich ein verändertes Ansprechverhalten der Koinzidenzkanäle. Diese sind nicht mehr nur in einem Energieintervall empfindlich, sondern der Verlauf von $G(E)$ ist ähnlich dem der Integralkanäle.

Bereits die von SIEVERS [Sie96] mit Hilfe der Simulation untersuchte Abhängigkeit der äquivalenten Fläche vom Drehwinkel bei Einfall von monoenergetischen Teilchen aus einer festen Richtung zeigte, daß die Auswertung der sektorisierten Messungen sehr sorgfältig vorgenommen werden muß, da durch die Neigung der Teleskopachse gegen die Spinachse der Probe bei einer Drehung der Probe nur bestimmte Bereiche der äquivalenten Fläche überstrichen werden.

Als nächster Schritt wurde der Einfluß der das Instrument umgebenden Probenmaterie untersucht. Dazu wurde eine separate Simulation durchgeführt, um die Rechenzeit in einem vertretbaren Rahmen zu halten. Diese Rechnungen zeigten, daß beim Eintreten einer primären Teilchenart in die Probe auf deren Innenseite eine Vielzahl von Sekundärteilchen zusätzlich austritt.

In einem letzten Schritt wurden die Ergebnisse der Probensimulation mit denen des Instruments verknüpft. Dieses führt zu den endgültigen äquivalenten Flächen³ $Fq(E, \theta)$ und Geometriefaktoren $G(E)$ für die einzelnen Kanäle, die in der Abbildung 3.21 für Protonen zusammengefaßt sind. Die Abbildung zeigt das $G(E)$ für die verschiedenen EPI-Kanäle berechnet nach a.) der Sullivan-Formel (schwarz), b.) der Simulation mit abgeschalteter Wechselwirkung (grün) und c.) für simulierte Protonen (rot). Man erkennt, daß es eine geringe Wahrscheinlichkeit gibt, daß Protonen den HE-Kanal zum Ansprechen bringen, während Protonen den HVY-Kanal nicht zum Ansprechen bringen. Die Energiebereiche für a. und b. wurden den ursprünglichen Energieverlustberechnungen entnommen, siehe Tabelle 3.3. Die Verschiebung der Energiegrenzen zwischen a. und c. zu höheren Energien hin und der unterschiedliche Verlauf des $G(E)$ ist deutlich zu erkennen. Die Kurven für alle Teilchen finden sich im Anhang.

³Die äquivalente Fläche und der Geometriefaktor unter Berücksichtigung des Hitzschildes werden im folgenden mit $Fq(E, \theta)$ und $G(E)$ bezeichnet.

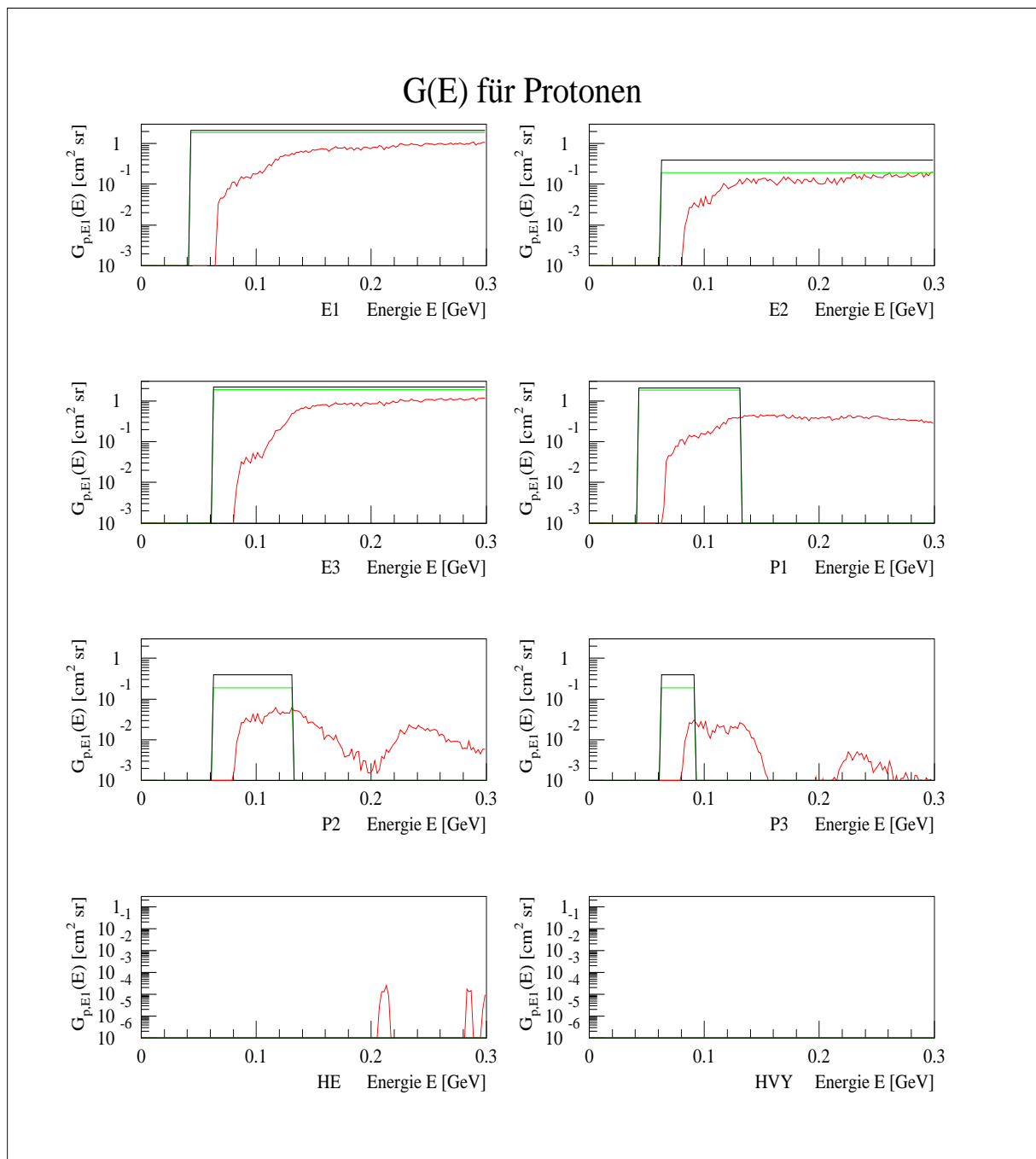


Abbildung 3.21: **Der energieabhängige Geometriefaktor $G(E)$ der EPI-Kanäle für Protonen.** Die Abbildung zeigt das $G(E)$ für die verschiedenen EPI-Kanäle berechnet nach a.) der Sullivan-Formel (schwarz), b.) der Simulation mit abgeschalteter Wechselwirkung (grün) und c.) für simulierte Protonen (rot). Man erkennt, daß es eine geringe Wahrscheinlichkeit gibt, daß Protonen den HE-Kanal zum Ansprechen bringen, während Protonen den HVY-Kanal nicht zum Ansprechen bringen. Die Verschiebung der Energiegrenzen zwischen a. und c. zu höheren Energien hin und der unterschiedliche Verlauf des $G(E)$ ist deutlich zu erkennen.

Im folgenden Abschnitt geht es um die Frage, welche Informationen sich mit den nun zur Verfügung stehenden Ansprechfunktionen aus den Meßkanälen gewinnen lassen.

3.5 Welche Informationen enthalten die Meßkanäle.

Wie bereits zu Beginn dieses Kapitels beschrieben, war die Meßaufgabe des EPI-Instruments die Bestimmung von Teilchenintensitäten für Elektronen, Protonen, α -Teilchen und Ionen mit $Z > 2$, sowie deren Energie- und Winkelverteilung. In diesem Abschnitt soll mit Hilfe der Simulationsergebnisse untersucht werden, in welchem Umfang sich diese Aufgaben erfüllen lassen.

Die Simulation liefert Informationen darüber, wie stark die unterschiedlichen Teilchenarten die Meßkanäle zum Ansprechen bringen. Es zeigte sich, daß Elektronen alle Kanäle bis auf den HE- und den HVY-Kanal stimulieren. Dieses Verhalten war aufgrund der Vielfachstreuung der Elektronen zu erwarten. Für die Bewertung der gemessenen HE- bzw. HVY-Zählrate ist es wichtig, zu wissen, ob Protonen den HE-Kanal bzw. α -Teilchen den HVY-Kanal zum Ansprechen bringen. Von $1.7 \cdot 10^6$ simulierten Protonen, die das Instrument trafen, löste 1 Proton ein HVY-Ereignis aus. Die Fehlregistrierung von HVY-Teilchen durch Protonen kann also vernachlässigt werden. Bei der Untersuchung der Stimulation des HE-Kanals durch Protonen, benutzt man am besten den P3-Kanal als Referenz. Erst ab einer Energie von ca. 300 MeV stimulieren Protonen den HE-Kanal und für das in der Simulation benutzte flache Energiespektrum triggern maximal 3% der im P3-Kanal registrierten Protonenereignisse den HE-Kanal. Aber hier spielt die Steilheit des Spektrums eine entscheidende Rolle: wird das Spektrum steil, so nimmt die Zahl der fehlregistrierten Teilchen ab. Da am Jupiter mit einer geringen Intensität von schweren Ionen zu rechnen ist, ist die Stimulation des HVY-Kanals durch die mit größerer Intensität vorhandenen α -Teilchen von besonderem Interesse. Die Rechnungen zeigen, daß von den im E1-Kanal registrierten α -Teilchen mit einer Wahrscheinlichkeit von $3 \cdot 10^{-5}$ ein HVY-Ereignis ausgelöst wird. Dies ist ein wichtiges Ergebnis für die Auswertung der HVY-Daten.

Wie kann man nun Informationen über die Strahlung bekommen? Da die verschiedenen Teilchenarten sich nicht anhand der Zählraten in den einzelnen Kanälen erkennen lassen, wurde untersucht, ob ein Fitverfahren in der Lage ist, die Trennung durchzuführen. Dazu wurde ein Ansatz für Energie- und Richtungsverteilung der Strahlung gemacht und damit für einen bestimmten Parametersatz mit Hilfe der $Fq_k(E, \theta)$ und der $G_k(E)$ ein Satz von Testzählraten für die einzelnen Kanäle berechnet. Anhand dieser Testdatensätze wurde geprüft, ob das Fitverfahren die Parameter richtig bestimmen kann.

Für diese Untersuchungen wurde eine Form der Intensitätsverteilung benutzt, die sich in der Erdmagnetosphäre bewährt hat. Im Strahlungsgürtel der Erde kann die Intensität durch ein Gesetz der Form

$$J(E, \alpha) = I_0(E/E_0)^{-\gamma} \sin^n(\alpha) \quad (3.32)$$

beschrieben werden mit $J(E_0) = I_0$ und dem Pitchwinkel α . Der Pitchwinkel ist der Winkel zwischen Teilchenrichtung und Magnetfeldrichtung [Wal94, Roe70]. Im inneren Strahlungsgürtel der Erde liegen Verteilungen vor, die ein deutliches Maximum für $\alpha = 90^\circ$ zeigen; dabei wird n immer größer, je mehr man sich dem inneren Rand nähert [FAW77, Wal94].

Hat man nur omnidirektionale Messungen vorliegen, so wird diese beschrieben durch

$$J_0(E) = I_0(E/E_0)^{-\gamma}. \quad (3.33)$$

Für die omnidirektionalen Kanäle konnten bei den Testfits die Testparameter für einzelne Teilchensorten und für Teilchengemische richtig ermittelt werden. Allerdings ist bei der Anwendung des Verfahrens auf die Flugdaten zu berücksichtigen, daß die Strahlung am Jupiter eine Richtungsverteilung aufweist [BVA76, MST79] und somit die Vereinfachungen bei der Berechnung des $G(E)$ zu Fehlern führen.

In Gleichung(3.16) ist der energieabhängige Geometriefaktor $G_k(E)$ definiert als

$$G_k(E) = \int_{\Omega} d\omega Fq_k(E, \omega) . \quad (3.34)$$

Der Index k mit $k \in \{E1, E2, E3, P1, P2, P3, HE, HVY\}$ bezeichnet den Meßkanal. Die Integration über die Richtungsabhängigkeit des Ansprechens $Fq_k(E, \omega)$ in Gleichung(3.34) führt zu unterschiedlichen Fehlern in den einzelnen Kanälen. Da die Richtungsabhängigkeit der Integralkanäle E1, E2 und P1 geringer ist als die der Koinzidenzkanäle E2, P2, P3, HE und HVY, ist der Einfluß der Mittelung für die Integralkanäle nicht so ausgeprägt.

Beschreibt man die Abhängigkeit der Intensität von der Energie E und dem Pitchwinkel α nach Gleichung(3.32) als $J(E, \alpha) = I(E)F(\alpha)$, ergibt sich die Zählrate im Kanal k nach Gleichung(3.17) zu

$$C_k = \int_0^{\infty} dE G_k(E) I(E)F_k(\alpha_0). \quad (3.35)$$

Der Mittelwert $F_k(\alpha_0)$ über die Strahlung ist für $F(\alpha) = \sin^n(\alpha)$ gegeben durch

$$F_k(\alpha_0) = \frac{\int_{\Omega} d\omega Fq_k(E, \theta) \sin^n(\alpha)}{\int_{\Omega} d\omega Fq_k(E, \theta)} . \quad (3.36)$$

Da die $Fq_k(E, \theta)$ unterschiedlich sind, ergibt sich für jeden Kanal k ein eigenes $F_k(\alpha_0)$. Für $n = 0$ ist die einfallende Strahlung isotrop und es gilt $F_k(\alpha_0) = 1$ für alle k .

Neben dem Exponenten n bestimmt der Winkel ε zwischen Magnetfeld- und Teilchenrichtung das Verhalten der $F_k(\alpha_0)$. Die gewählte Pitchwinkelverteilung ist symmetrisch zur Magnetfeldrichtung und das Maximum der Intensität liegt senkrecht dazu. Für $\varepsilon = 90^\circ$ liegt das Maximum in der yz -Ebene und bei jeder Umdrehung des Instruments fallen zweimal Teilchen in Richtung der Teleskopachse ein. Für wachsendes n werden die Zählraten in den Kanälen kleiner, aber das Zählratenverhältnis der Kanäle untereinander bleibt annähernd konstant.

Wird ε kleiner, dreht sich also das Maximum der Intensität aus der yz -Ebene in Richtung der xy -Ebene, so werden ab $\varepsilon \cong 45^\circ$ die Verhältnisse von Integral- zu Koinzidenzkanälen größer und erreichen bei $\varepsilon = 0^\circ$ den höchsten Wert. Ist $\varepsilon = 0^\circ$, so liegt das Maximum in der xy -Ebene und die meisten Teilchen fallen seitlich in das Teleskop ein. Mit zunehmendem n gibt es immer weniger Teilchen, die aus Richtung der Teleskopachse (41°) einfallen. Seitlich einfallende Teilchen bringen die Integralkanäle, aber nicht die Koinzidenzkanäle zum Ansprechen und verursachen dadurch den beschriebenen Anstieg der Zählratenverhältnisse.

Für Protonen und α -Teilchen ist dieser Effekt deutlicher ausgeprägt als für Elektronen, da bei seitlich einfallenden Elektronen Vielfachstreuung, Bremsstrahlung, Paarbildung und Compton-Effekt ein Ansprechen der Koinzidenzkanäle verursachen und dadurch den Anstieg abschwächen.

Die aus den omnidirektionalen Kanälen mit Hilfe der $G_k(E)$ bestimmten Intensitäten sind je nach n zu groß, aber die Spektralindices γ sind richtig, solange für den Winkel zwischen Magnetfeld- und Teilchenrichtung gilt $45^\circ \leq \varepsilon \leq 135^\circ$.

Um die Richtungsverteilung zu messen, wurden vom EPI sektorisierte Messungen für die Kanäle E1, E2, E3, P1, P2 und HE durchgeführt. Der HE-Kanal war in 4, alle übrigen Kanäle in je 8 Sektoren unterteilt. In Abbildung 3.22 ist der geometrische Zusammenhang zwischen der Lage der Proben-Spinachse \vec{S} , der Teleskopachse \vec{T} , der Magnetfeldrichtung \vec{M} und der Teilchenrichtung \vec{P} dargestellt. Der Winkel α zwischen Teilchenrichtung und Magnetfeld ist

der Pitchwinkel und $\kappa = 41^\circ$ ist der Neigungswinkel der Teleskopachse gegen die Spinachse. Der Winkel ε zwischen Magnetfeldrichtung und Spinachse bestimmt die ϕ -Abhängigkeit der Zählrate. Für $\varepsilon = 0$ fallen die Magnetfeldrichtung und die Spinachse zusammen und es gibt keine ϕ -Abhängigkeit, da die Verteilung dann symmetrisch zur Spinachse ist. Der Winkel θ zwischen Teilchenrichtung und Teleskopachse (nicht eingezeichnet) bestimmt die Größe der äquivalenten Fläche für diese Richtung. Wählt man eine Richtung (δ, Ψ) für den Teilcheneinfall und legt den

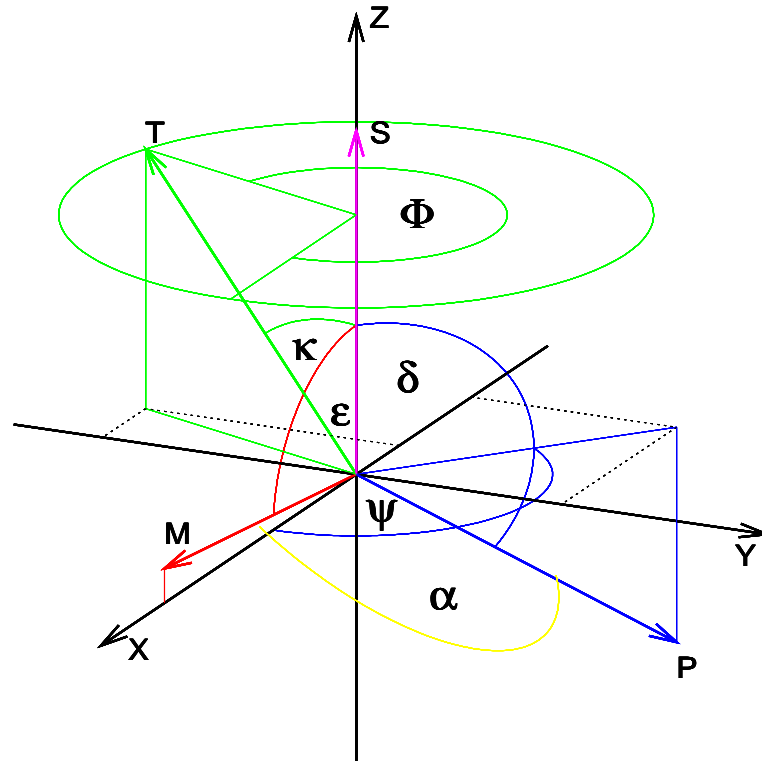


Abbildung 3.22: Lage der Achsen und Winkel bei den Sektormessungen. Dargestellt ist der geometrische Zusammenhang zwischen der Lage der Proben-Spinachse \vec{S} , der Teleskopachse \vec{T} , der Magnetfeldrichtung \vec{M} und der Teilchenrichtung \vec{P} bei den Sektormessungen. $\kappa = 41^\circ$ ist der Neigungswinkel der Teleskopachse gegen die Spinachse und α ist der Pitchwinkel zwischen Teilchenrichtung und Magnetfeldrichtung. Der Winkel ε zwischen Magnetfeldrichtung und Spinachse bestimmt die ϕ -Abhängigkeit der Zählrate. Für $\varepsilon = 0$ fallen die Magnetfeldrichtung und die Spinachse zusammen und es gibt keine ϕ -Abhängigkeit, da die Verteilung dann symmetrisch zur Spinachse ist.

Winkel ε zwischen Magnetfeldrichtung \vec{M} und Spinachse \vec{S} fest, so erhält man die Intensität aus dieser Richtung nach Gleichung (3.32) für vorgegebenes I_0 , γ und n . Der Pitchwinkel α berechnet sich zu

$$\cos(\alpha) = \vec{M} \cdot \vec{P} = \begin{pmatrix} \sin(\varepsilon) \\ 0 \\ \cos(\varepsilon) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \sin(\delta) \cos(\Psi) \\ \sin(\delta) \sin(\Psi) \\ \cos(\delta) \end{pmatrix} \quad (3.37)$$

$$\alpha = \arccos(\sin(\varepsilon) \sin(\delta) \cos(\Psi) + \cos(\varepsilon) \cos(\delta)). \quad (3.38)$$

Das Koordinatensystem wurde so gewählt, daß die Φ -Komponente von \vec{M} null ist. Der Zusammenhang zwischen dem Drehwinkel der Probe $\Phi(t)$ und dem Winkel θ , der die Einfallsrichtung

der Teilchen gegen die Teleskopachse beschreibt, ist durch

$$\cos(\theta) = \vec{T} \cdot \vec{P} = \begin{pmatrix} \sin(\kappa) \cos(\Phi(t) - \Phi_0) \\ \sin(\kappa) \sin(\Phi(t) - \Phi_0) \\ \cos(\kappa) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \sin(\delta) \cos(\Psi) \\ \sin(\delta) \sin(\Psi) \\ \cos(\delta) \end{pmatrix} \quad (3.39)$$

$$\begin{aligned} \theta(\phi(t)) &= \arccos(\sin(\kappa) \cos(\Phi(t) - \Phi_0) \sin(\delta) \cos(\Psi) \\ &\quad + \sin(\kappa) \sin(\Phi(t) - \Phi_0) \sin(\delta) \sin(\Psi) \\ &\quad + \cos(\kappa) \cos(\delta)) \end{aligned} \quad (3.40)$$

gegeben. $\Phi_0 = \Phi(t_0)$ bestimmt den Startwinkel zu Beginn der Messung bei $t = t_0$.

Mit Hilfe von Gleichung (3.14) kann die Zählrate für die Richtung (δ, Ψ) in Abhängigkeit vom Drehwinkel Φ berechnet werden. Die Integration über alle Richtungen liefert die Zählrate des Instruments für die gewählte Energie- und Winkelverteilung in Abhängigkeit vom Drehwinkel Φ . Dieses Verfahren berücksichtigt die Energie- und Winkelabhängigkeit sowohl der Strahlung als auch des Ansprechens.

Die folgende Abbildung 3.23 zeigt die Richtungsabhängigkeit der sektorisierten Kanäle am Beispiel von Protonen. Dargestellt ist für jeden Kanal die Zählrate, die nach obigem Verfahren für die Sektoren 1-8 jeweils mit $I_0 = 10^8$ für verschieden stark gebündelte Verteilungen mit $n=2,5$ und 20 berechnet wurde. Der Winkel ε zwischen Magnetfeldrichtung und Spinachse wurde zu $\varepsilon = 90^\circ$ gewählt und die Richtung des Magnetfeldes fällt mit der x-Achse zusammen. Da die gewählte Intensitätsverteilung eine scheibenförmige Verteilung mit Maximum in der yz-Ebene ist, durchläuft das Instrument pro Umdrehung zweimal den Bereich maximaler Intensität und man erhält zwei Zählratenmaxima. Da die Sektorzählung bei $\phi = 0^\circ$ beginnt und die Verteilung in der yz-Ebene liegt, erhalten die vier Sektoren des Heliumkanals die gleiche Intensität. In den Sektoren 1 und 8, 2 und 3, 4 und 5 sowie 6 und 7 der übrigen Kanäle sollte jeweils die gleiche Zählrate ermittelt werden, da sie symmetrisch zur Verteilung liegen. Die in der Abbildung vorhandenen Unterschiede sind auf Ungenauigkeiten in der Berechnung zurückzuführen, deren wesentliche Ursache ein Kompromiß zwischen Rechenzeit und Genauigkeit ist.

Das Verhältnis von Maximum zu Minimum in den Sektorzählraten ist bei den Koinzidenzkanälen (rechte Spalte) wegen der größeren Richtungsempfindlichkeit deutlicher ausgeprägt als bei den Integralkanälen (linke Spalte). Mit zunehmendem n wird die Verteilung schmäler, die Zählrate nimmt ab und die Ausprägung der Maxima nimmt zu, d.h. das Verhältnis von Maximum zu Minimum wird größer, z.B. ist es für E2 gleich 1.4 bei $n=2$ und 2.3 bei $n=20$.

Mit Hilfe eines Fitverfahrens können nun die Parameter I_0 und γ für Elektronen, Protonen und α -Teilchen, der Exponent n und der Startwinkel Φ_0 sowie der Winkel ε zwischen Magnetfeld und Spinachse aus den sektorisierten Daten bestimmt werden. Dabei sind die anfallenden Zufallskoinzidenzen in dem Fitverfahren mit zu berücksichtigen, siehe Kapitel 4.1.4. Eine Überprüfung des Fitverfahrens anhand von Testdatensätzen zeigte, daß das Verfahren funktioniert, aber sehr rechenzeitintensiv ist.

Die Untersuchungen des Instrumentverhaltens mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation zeigen, daß es prinzipiell möglich ist, aus den gemessenen Zählraten des EPI-Instruments Aussagen sowohl über die Intensität der Teilchenpopulation am Jupiter als auch über deren Energie- und Richtungsverteilung zu gewinnen. Bedenkt man die geringen Ressourcen, die dem Instrument zur Verfügung standen und die zusätzliche Schwierigkeit, daß die Messungen durch die Materie des Hitzeschildes und der Instrumentenkapsel hindurch gemacht wurden, so ist dies ein durchaus zufriedenstellendes Ergebnis.

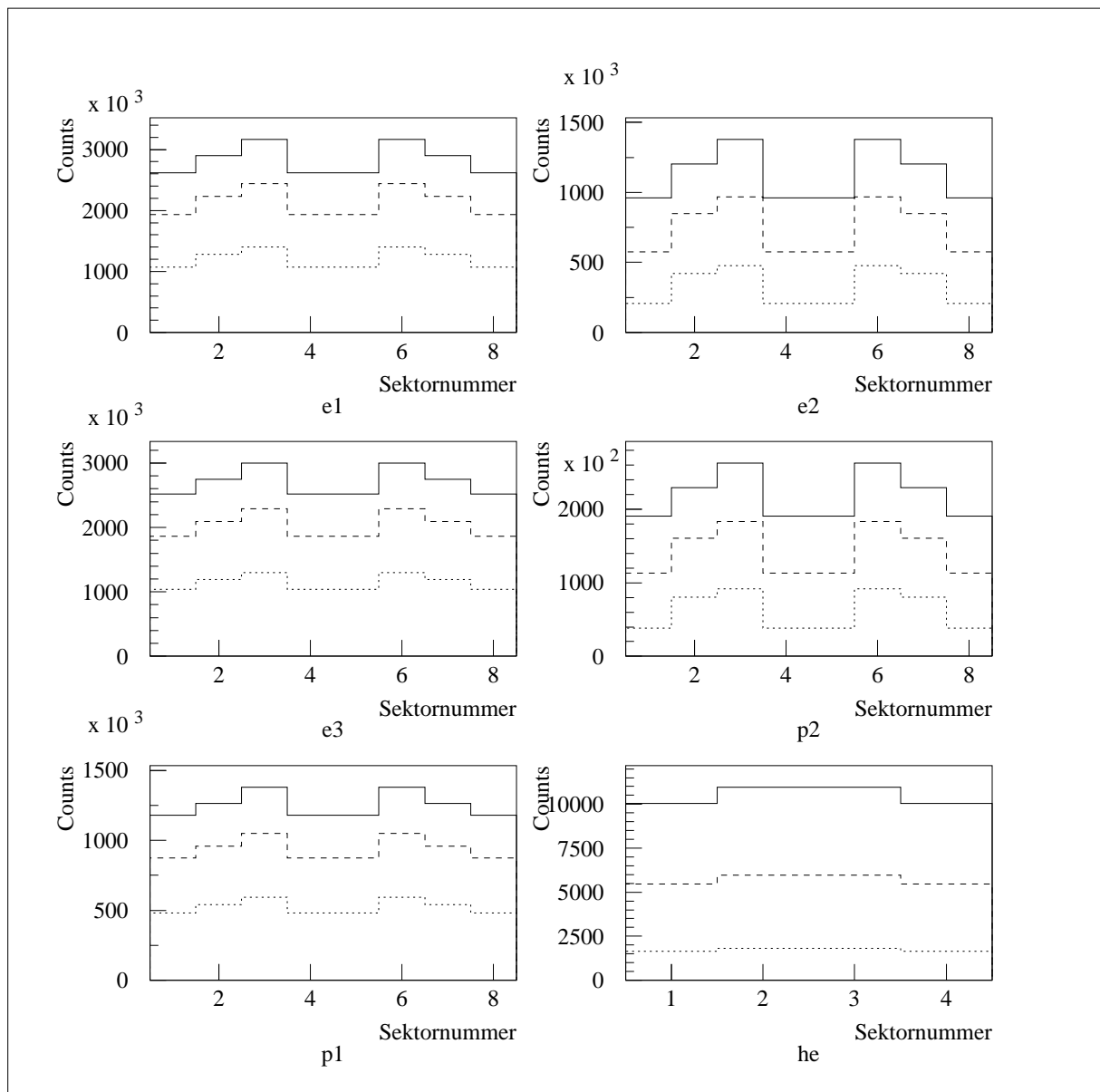


Abbildung 3.23: **Sektorzählrate für verschiedene n berechnet für Protonen.** Dargestellt ist für jeden Kanal die Zählrate, die nach obigem Verfahren für die Sektoren 1-8 jeweils mit $I_0 = 10^8$ für verschieden stark gebündelte Verteilungen mit $n=2,5$ und 20 berechnet wurde. Der Winkel ε zwischen Magnetfeldrichtung und Teilchenrichtung wurde zu $\varepsilon = 90^\circ$ gewählt und die Richtung des Magnetfeldes fällt mit der x-Achse zusammen. Damit liegt das Maximum der Verteilung in der yz-Ebene und bei einer vollen Drehung der Teleskopachse sollten zwei Maxima in den Zählraten auftreten. Die Zählrate nimmt bei steigendem n ab und die Ausprägung der Maxima wird deutlicher.

In diesem Kapitel habe ich ausführlich die Simulation des EPI-Instrumentes beschrieben und gezeigt welche Informationen man aus den Meßkanälen erhalten kann. Im nächsten Kapitel werden die Flugdaten auf Zählratenverluste untersucht und dann die hier vorgestellten Verfahren auf die Flugdaten angewendet.

Kapitel 4

Auswertung und Interpretation der Daten

4.1 Untersuchung der Daten auf Zählverluste

Nachdem ich mich im vorigen Kapitel der Beschreibung des Instrumentes und der Simulation sowie der Bereitstellung vom Hilfsmitteln gewidmet habe, möchte ich in diesem Kapitel untersuchen, ob die EPI-Kanäle Zählverluste aufweisen und deren Umfang abschätzen.

Der erste Schritt in der Verarbeitung der Rohdaten besteht darin, die Zählerstände der verschiedenen Kanäle in Zählungen pro Sekunde umzurechnen. Die folgende Abbildung 4.1 zeigt die Zählraten für die 8 omnidirektionalen Zählkanäle des EPI-Instrumentes in Counts pro Sekunde aufgetragen gegen die Entfernung vom Jupiter in Jupiterradien R_j ¹. Die Fehlerbalken zeigen die statistischen Fehler plus die Konvertierungsfehler an. Um die niedrigen Zählraten des HE- und HVY-Kanals mit darstellen zu können, wurde für die Darstellung der Zählraten eine logarithmische Skala gewählt. Von $5 R_j$ steigen die Zählraten in allen Kanälen an, laufen bei $\sim 2.2 R_j$ durch ein Maximum, fallen danach in allen Kanälen stark ab, durchlaufen zwei weitere Maxima und gehen dann bei $1.28 R_j$ steil auf 0 zurück.

Bevor die Daten interpretiert werden können, muß geprüft werden, ob Korrekturen anzubringen sind. Deshalb behandeln die folgenden Abschnitte

- Zählerüberläufe,
- Totzeitkorrekturen,
- Fehlregistrierung von Teilchen durch Impulsaufstockung
- und Zufallskoinzidenzen.

4.1.1 Zählratenverluste durch Zählerüberläufe

Die EPI-Zähler bestehen aus einem Vorzähler und einem Hauptzähler. Der Vorzähler kann periodische Pulsfolgen bis maximal 8 MHz verarbeiten und wird alle 8 ms ausgelesen und zurückgesetzt. Die Vorzählerwerte werden vom Hauptzähler aufsummiert und am Ende der Messung von der CPU komprimiert. Die Tabelle 4.1 zeigt die möglichen Maximalwerte der verschiedenen Zähler sowie die gemessenen Maximalwerte.

¹ $1 R_j = 71372 \text{ km}$

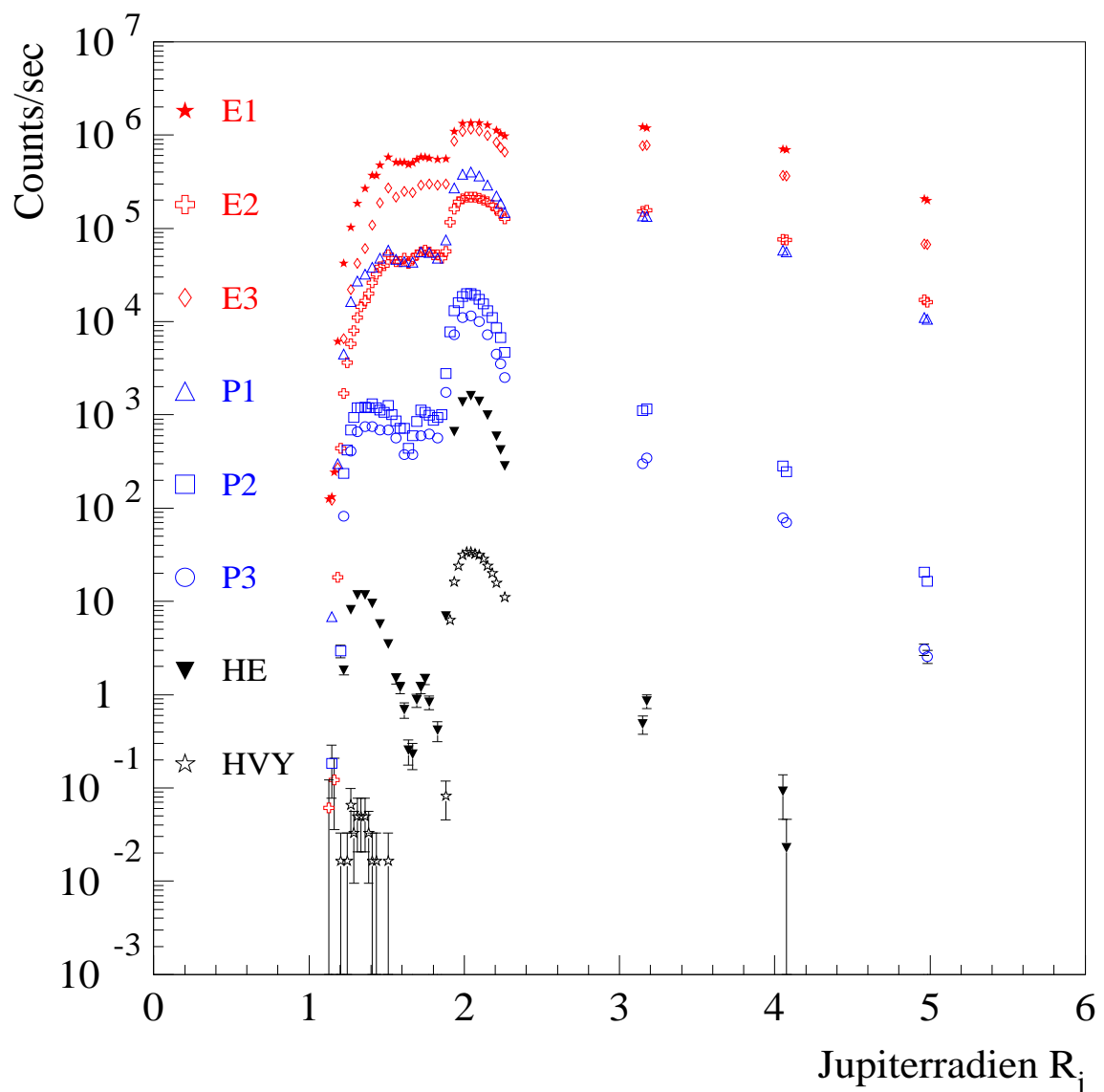


Abbildung 4.1: Die Zählraten der 8 omnidirektionalen EPI-Zählkanäle in Counts pro Sekunde aufgetragen gegen die Entfernung vom Jupiter in Jupiterradien R_j . Um alle Kanäle darstellen zu können, wurde für die Zählraten eine logarithmische Skala gewählt. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler plus den Konvertierungsfehler an.

Aus der Tabelle 4.1 kann man ablesen, daß der Zählbereich des Hauptzählers mit $4.3 \cdot 10^9$ deutlich größer ist als das Maximum von $1.5 \cdot 10^8$, das der Vorzähler in der maximalen Meßzeit von 18 Sekunden liefern kann. Der Hauptzähler kann also nicht überlaufen. Die Zählraten im Hauptzähler wurden nicht durch die Komprimierung verfälscht, da während der Messung das Maximum des Komprimierungsverfahrens nicht überschritten wurde. Das Problem des Zählerüberlaufes stellt sich damit nur noch für den Vorzähler, da dieser bei Zählraten $> 8 \cdot 10^6$ pro Sekunde aufgrund seiner Beschaltung überlaufen, d.h. nach Erreichen des Maximums wieder auf 0 springen und erneut hochlaufen kann.

Die maximal an den Vorzähler gelieferte Zählrate kann mit der Zählertheorie abgeschätzt werden. Dazu betrachtet man analog zu Abschnitt 3.2.4 die Bereiche Detektor, Vorverstärker und Hauptverstärker als nachtriggerbaren Zähler mit einer Totzeit von 80 ns und Diskriminator und Koinzidenz als nicht nachtriggerbaren Zähler mit einer Totzeit von ebenfalls 80 ns (schnelle

Typ	möglicher Maximalwert	omnidirektional in 18 Sekunden	sektorisiert in 2.25 Sekunden
Vorzähler (alle 8 ms)	65536	$1.5 \cdot 10^8$	$1.8 \cdot 10^7$
Hauptzähler	$4.3 \cdot 10^9$	$1.5 \cdot 10^8$	$1.8 \cdot 10^7$
Komprimierung	$6.5 \cdot 10^7$	$6.5 \cdot 10^7$	$6.5 \cdot 10^7$
Messung	$1.5 \cdot 10^8$	$2.2 \cdot 10^7$	$2.9 \cdot 10^6$

Tabelle 4.1: Mögliche Werte der EPI-Zähler und des Komprimierungsverfahrens im Vergleich zu den gemessenen Werten.

Koinzidenz). Die Kombination dieser beiden Zähler liefert eine maximale Zählrate von $4.6 \cdot 10^6$ Counts/s oder einen Zählerstand von $8.28 \cdot 10^7$ über 18 Sekunden im omnidirektionalen Zähler und liegt damit deutlich unterhalb der maximalen Zählleistung des Vorzählers (siehe Tabelle 4.1).

Nach den technischen Unterlagen verhindert die Pulsformung in den Verstärkerzügen ein Anwachsen der Pulsfrequenz auf > 8 MHz und damit ein Überlaufen des Vorzählers [Bac96]. Damit kann ich für die weitere Auswertung davon ausgehen, daß die Daten des EPI-Instruments nicht durch Zählerüberläufe verfälscht worden sind.

4.1.2 Zählratenverluste durch Totzeiteffekte

Ein Ausmessen der Zählercharakteristik - registrierte gegen wahre Zählrate - ist im Labor mit Präparaten wegen der hohen erforderlichen Zählraten nicht realisierbar. Bei entsprechenden Versuchen erwies sich die Stimulationswirkung der stärksten im Institut vorhandenen radioaktiven Quellen als völlig unzureichend. Deshalb habe ich eine Korrektur der Daten mit Hilfe der Zählertheorie (siehe Abschnitt 3.2.4) durchgeführt. Dabei tauchte das Problem auf, daß man aus den Daten nicht herausfinden kann, auf welcher Seite des Maximums der Kurve gemessene gegen wahre Zählrate man sich befindet.

Die Ergebnisse der Pioneer Messungen zeigen, daß die Teilchenintensität bei Annäherung an den Jupiter ansteigt. Da auf dem rechten Teil der Kurve zunehmende gemessene Zählrate abnehmende wahre Zählrate bedeutet, muß zu Beginn der Messungen der linke Teil der Kurve gültig gewesen sein. Da die Meßpunkte im Bereich der höchsten aufgetretenen Zählraten kontinuierlich aufeinander folgen und die höchste gemessene Zählrate mit $2.2 \cdot 10^7$ nahe am Maximum der Komprimierung von $6.5 \cdot 10^7$ liegt, hätte bei einem weiteren Ansteigen der Intensität der Maximalwert der Komprimierung erreicht werden müssen. Da dies nicht der Fall ist, und auch keine Hinweise auf ein weiteres Durchlaufen des Maximums bei abnehmenden Intensitäten vorhanden sind, ist das ein Hinweis darauf, daß das Maximum der Kurve nicht überschritten wurde.

Die Untersuchung der Korrelation der Detektorströme mit der Zählrate (siehe Anhang A) unterstützt diese Vermutung. Bei Vorliegen sehr starker Zählverluste müßte dieses im Verhalten der beiden Integralkanäle E1 und P1, deren Schwellen bei 100 bzw. 600 KeV liegen, zu erkennen sein. E1 mit seiner niedrigen Schwelle registriert alle Teilchen, die auch in P1 gezählt werden, plus der Teilchen unterhalb der Schwelle von P1, aber oberhalb der Schwelle von E1. Bei korrekter Funktion, bzw. nicht zu starken Zählverlusten, muß E1 immer eine höhere Zählrate aufweisen als P1. Abbildung 4.1 zeigt, daß dies für alle Meßpunkte der Fall ist.

Für die Korrektur der Totzeiten wurde deshalb der ansteigende Ast der Kurve benutzt. Die Korrektur der Zählraten wurde entsprechend Gleichung(3.9) ausgeführt, die Tabellen mit den korrigierten Daten sind im Anhang C zu finden.

Im nächsten Abschnitt untersuche ich, ob Pile-up Effekte in der Elektronik oder Wechselwirkungen von anderen Teilchenspezies in der Lage sind, die gemessenen HE- und HVY-Zählraten zu verursachen.

4.1.3 Fehlklassifizierung von Teilchen

Liegen hohe Zählraten vor, so ist neben dem Einfluß von Totzeiteffekten auch zu prüfen, ob es zu einer signifikanten Aufstockung von Pulsen in der Elektronik kommen kann. Durch diesen sogenannten Pile-up Effekt werden direkt aufeinanderfolgende Pulse aufaddiert und damit ein größerer Impuls vorgetäuscht, der dann entsprechend falsch einsortiert wird. Eine ausführliche Beschreibung des Verhaltens von ladungsempfindlichen Vorverstärkern (LEV) findet man bei GREEN [Gre79]. Hiernach ist bei dem im EPI-Instrument verwendeten LEV ein sicheres Arbeiten bis zu einer Zählrate von $1 \cdot 10^7$ *cnts/s* zu erwarten, so daß die LEVs keine Störungen der Zählrate verursachen. Messungen am EPI Verstärker-Diskriminatorenteil mit Hilfe von Testpulsen zeigten, daß Pulse, die einen Abstand von mehr als 300 ns haben, sicher getrennt werden können. Dies entspricht einer Zählrate von $3.3 \cdot 10^6$ *cnts/s*.

Geht man von einer Poissonverteilung der Pulse aus, kann man eine Abschätzung machen, wie oft bei gegebener mittlerer Zählrate mehrere Teilchen innerhalb von 300 ns den Detektor treffen und somit nicht mehr getrennt werden können. Nach WEINZIERL [Wei70] erhält man die Wahrscheinlichkeit, daß bei einer wahren mittleren Zählrate a gerade x Impulse in der Zeit t gezählt werden zu

$$P_x = \frac{(at)^x}{x!} e^{-at}. \quad (4.1)$$

Für eine Abschätzung mit den höchsten gemessenen Zählraten im EPI von $2 \cdot 10^6$ *cnts/s* und der Auflösung von 300 ns zeigt Tabelle 4.2 die nach Gleichung (4.1) berechneten Wahrscheinlichkeiten für Mehrfachregistrierung sowie die danach zu erwartende Anzahl von Mehrfachereignissen. Aus der Tabelle 4.2 kann man z.B. abschätzen, welche Zählrate im P1-Kanal aufgrund

x	P_x	$P_x \cdot a$
2	$1 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^5$
3	$2 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^4$
4	$3 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^3$
5	$4 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^2$
6	$4 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^1$
7	$3 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^0$
8	$2 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-1}$

Tabelle 4.2: **Tabelle der Wahrscheinlichkeiten** P_x , daß bei einer wahren mittleren Zählrate a gerade x Impulse in der Zeit t gezählt werden. Es wurde für a die höchste im EPI gemessene Zählrate von $2 \cdot 10^6$ *cnts/s* und für die Meßzeit die Auflösung von 300 ns eingesetzt. Die Spalte $P_x \cdot a$ gibt die erwartete Anzahl von Mehrfachereignissen für die höchste vom EPI gemessene Zählrate von $2 \cdot 10^6$ an.

von Mehrfachereignissen im ersten Detektor zustande kommt. Dabei dient als Grundlage für die Abschätzung die Zählrate im E1-Kanal. Die Abschätzung wird allerdings dadurch erschwert, daß die Teilchen alle unterschiedliche Energieverluste im Detektor erleiden. Es sind, je nach Größe des Energieverlustes, zwischen zwei und fünf Teilchen gleichzeitig nötig, um die P1-Schwelle zu triggern. Geht man davon aus, daß im Mittel drei Teilchen nötig sind, so bedeutet dies, daß ca. 2% der E1-Zählrate zu einem falschen Ansprechen der P1-Schwelle führen.

Um die Koinzidenzkanäle zu triggern, müssen beide Detektoren ansprechen. Dadurch sind die Bahnen der Teilchen sehr eingeschränkt, z.B. dürfen keine zu starken Streuungen auftreten. Insgesamt führt dies zu einer Verkleinerung der Wahrscheinlichkeiten, so daß die Fehlregistrierung durch Pile-up in den Koinzidenzkanälen für echte Koinzidenzereignisse vernachlässigt werden kann, allerdings können Zufallskoinzidenzen eine Rolle spielen (siehe nächster Abschnitt).

In welchem Umfang physikalische Ursachen, d.h. das Teilchenverhalten in den Detektoren, zu einer falschen Teilchenerkennung führen, wurde bereits in Abschnitt 3.5 dargestellt. Das Ansprechen des HVY-Kanals auf α -Teilchen ist im Zusammenhang mit den gemessenen HVY-Raten von besonderem Interesse. In der folgenden Abbildung 4.2 ist das $G(E)$ des HE- und HVY-Kanals für α -Teilchen dargestellt. Es fällt auf, daß das Ansprechen des HVY-Kanals auf

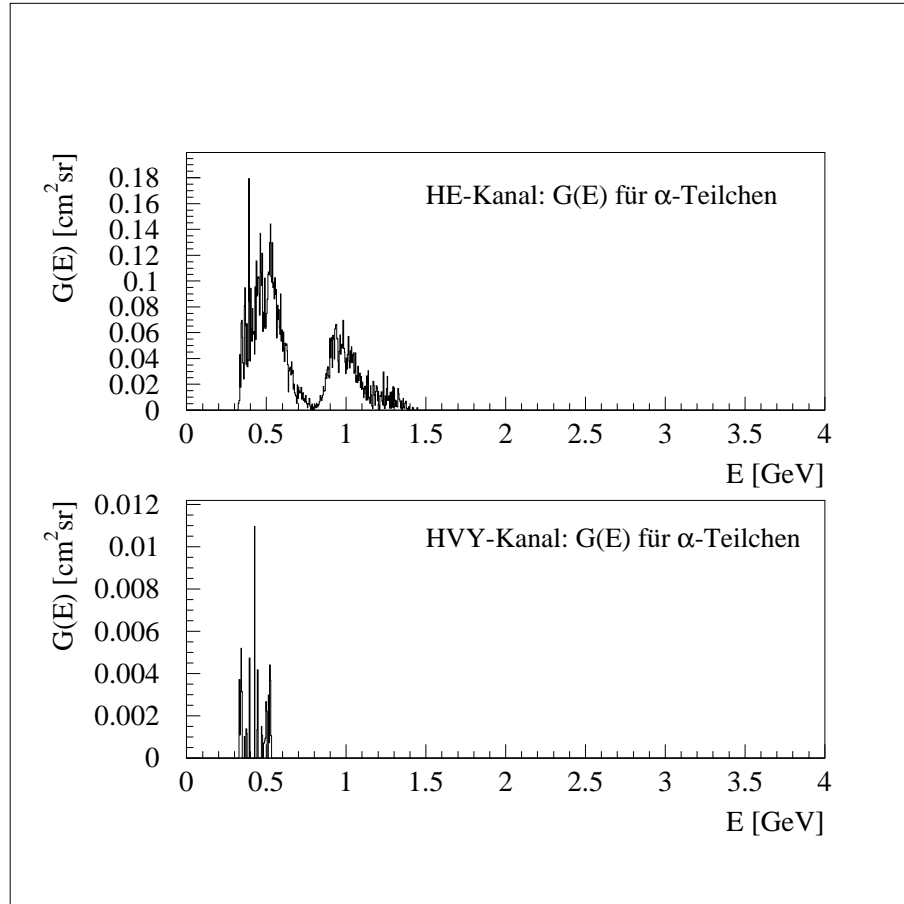


Abbildung 4.2: Die Abbildung zeigt das $G(E)$ des HE- und HVY-Kanals für α -Teilchen. Es fällt auf, daß das Ansprechen des HVY-Kanals auf α -Teilchen auf den Energiebereich von 330 MeV bis 530 MeV beschränkt ist.

α -Teilchen auf den Energiebereich von 330 MeV bis 530 MeV beschränkt ist. Dividiert man die beiden durcheinander und bildet den Mittelwert über den Energiebereich, so erhält man folgendes Ergebnis:

$$\frac{G(E)_{HVY}}{G(E)_{HE}} = \begin{cases} 0 & \text{falls } E < 330 \text{ MeV}, \\ 0.03 & \text{falls } 330 \text{ MeV} < E < 530 \text{ MeV}, \\ 0 & \text{falls } E > 530 \text{ MeV}. \end{cases} \quad (4.2)$$

Dies Ergebnis deckt sich mit den gemessenen Verhältnissen HVY/HE von ca. 3.0 %. Für die gemessenen HVY-Raten bedeutet dies, daß sie verträglich sind mit der Aussage: alle registrierten HVY-Raten sind durch α -Teilchen induziert. Eine Simulation von schweren Ionen wurde deshalb nicht durchgeführt.

4.1.4 Zufallskoinzidenzen

Die Kanäle E2, P2, P3, HE und HVY des EPI-Instruments sind jeweils Zweifachkoinzidenzen zwischen verschiedenen Diskriminatoren der Detektoren A und B (siehe 3.8). Koinzidenzschaltungen werden nicht nur durch ein Teilchen, das nacheinander die beiden Detektoren durchdringt, sondern auch durch zwei unabhängige Teilchen, die zufällig innerhalb der Koinzidenzzeit in Detektor A und Detektor B eintreffen, ausgelöst. Die Zahl der so entstehenden Zufallskoinzidenzen kann aus den Zählraten der beiden in Koinzidenz geschalteten Kanäle abgeschätzt werden [Neu66] zu

$$m_z = m_1 \cdot m_2 \cdot \tau_k. \quad (4.3)$$

Hierbei bedeuten m_z die Zahl der Zufallskoinzidenzen, m_1 und m_2 die Zählraten der beiden Kanäle 1 und 2, sowie τ_k das zeitliche Auflösungsvermögen der Koinzidenzschaltung, die Koinzidenzzeit. Die für das EPI-Instrument geltenden Koinzidenzbedingungen sind in der folgenden Tabelle 4.3 noch einmal dargestellt (vgl. Tabelle 3.2). Nur für den E2-Kanal stehen die ent-

Kanal	Koinzidenzbedingung			Einzelkanäle	
<i>E2</i>	0.1_A	\wedge	0.1_B	<i>E1</i>	, <i>E3</i>
<i>P2</i>	0.6_A	\wedge	0.6_B	<i>P1</i>	, -
<i>P3</i>	0.6_A	\wedge	1.1_B	-	, -
<i>He</i>	2.3_A	\wedge	2.3_B	-	, -
<i>Hvy</i>	2.3_A	\wedge	24.5_B	-	, -

Tabelle 4.3: **Tabelle EPI Koinzidenzbedingungen.** Man sieht, daß nur für den E2-Kanal die entsprechenden Einzelzählraten zur Verfügung stehen.

sprechenden Einzelzählraten zur Verfügung, um eine Korrektur entsprechend Gleichung(4.3) durchführen zu können. Für die übrigen Koinzidenzkanäle kann man versuchen aus den vorhandenen Messungen eine Abschätzung vorzunehmen. Für den P2-Kanal könnte man annehmen, daß im zweiten Detektor die gleichen Verhältnisse vorliegen wie im ersten Detektor und ansetzen $P1/E1 = P1'/E3$. Damit hätte man die fehlende Einzelzählrate zur Korrektur gewonnen. Eine mit Hilfe der Simulation durchgeführte Untersuchung zeigt, daß der Verlauf von $P1/E1$ und $P1'/E3$ stark von der Energie der einfallenden Teilchen abhängt und daß die beiden Verhältnisse sich stark unterscheiden. Dies ist auch verständlich, da Detektor B durch den Messingabsorber zusätzlich abgeschirmt wird.

Aus den Messdaten läßt sich somit keine befriedigende Abschätzung der zur Korrektur benötigten Einzelzählraten erhalten. Ein Ausweg aus dieser Situation ergab sich bei der Untersuchung der Verwendbarkeit des $P1'$ -Wertes. In der Simulation stehen die Informationen für beliebige Schwellen zur Verfügung, so daß ich mir die fehlenden Einzelzählraten aus der Simulation verschaffen kann. Bei den weiteren Untersuchungen stellte sich dieses Verfahren als das einzig durchführbare dar und wurde auf alle Kanäle angewandt. Dabei zeigte sich, daß es auch mit Hilfe der Simulation nicht möglich ist, eine allgemeine Abschätzung der Zufallskoinzidenzen zu geben. Die einzelnen Teilchensorten überlagern sich in den verschiedenen Kanälen und selbst wenn eine Teilchensorte einen Kanal nicht direkt triggern kann, so kann es dennoch über Zufallskoinzidenzen in den zugehörigen Einzelzählern zu einer merklichen Zählrate in dem betroffenen Kanal kommen. Die Zufallskoinzidenzen können also nicht getrennt berechnet werden, sondern müssen in das Verfahren zur Berechnung der Spektren und Intensitäten mit integriert werden. Der E2-Kanal kann zur Kontrolle des Verfahrens benutzt werden, da hier die Zufallskoinzidenzen aus den Daten berechnet werden können.

Zum Abschluß dieses Abschnitts zeigt die folgende Abbildung 4.3 die totzeitkorrigierten Zählraten für die 8 omnidirektionalen Zählkanäle des EPI-Instruments in Counts pro Sekunde aufgetragen gegen die Entfernung vom Jupiter in Jupiterradien R_j . Die Fehlerbalken zeigen die

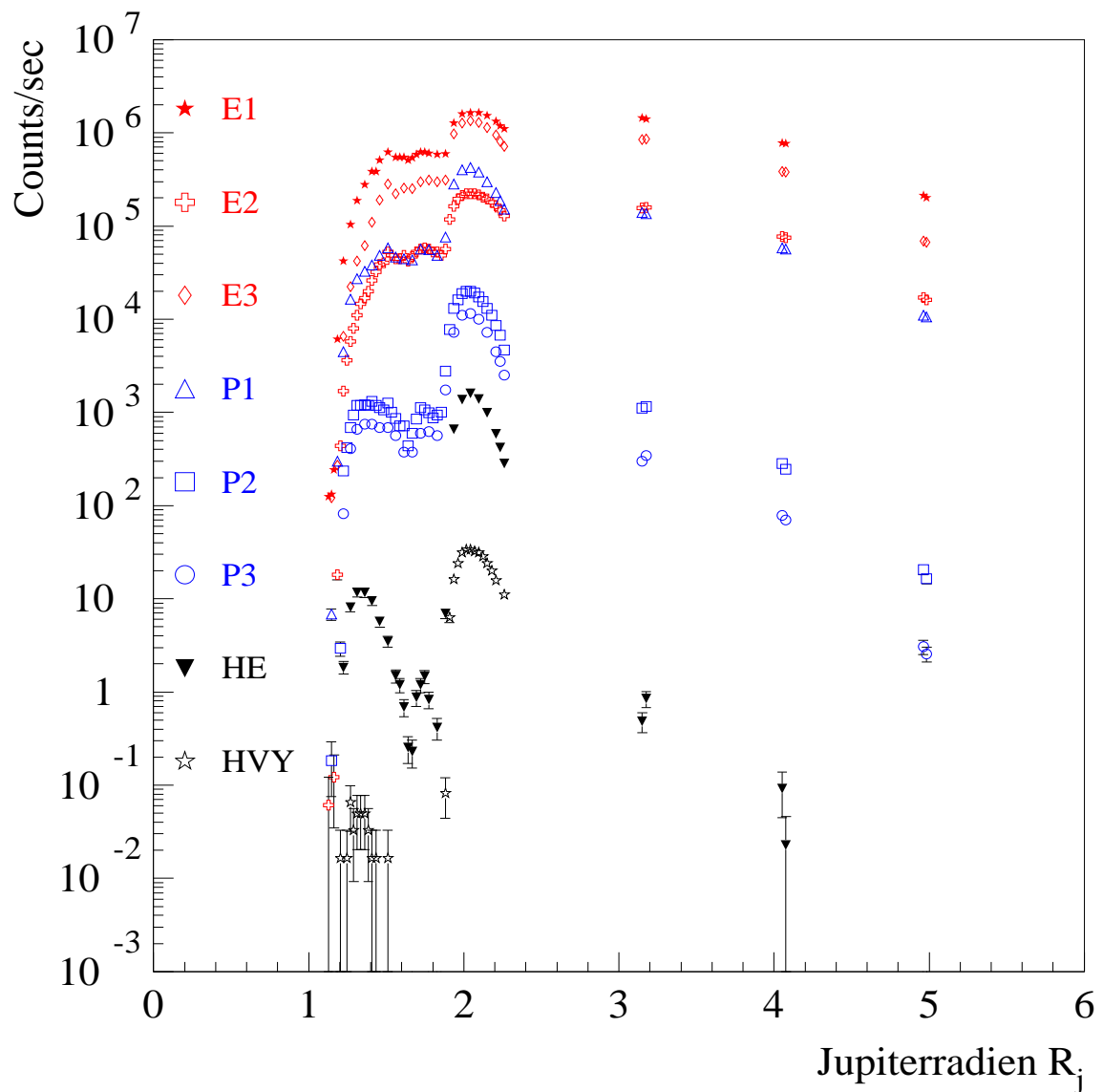


Abbildung 4.3: Die totzeitkorrigierten Zählraten der 8 omnidirektionalen EPI-Zählkanäle in Counts pro Sekunde aufgetragen gegen die Entfernung vom Jupiter in Jupiterradien R_j . Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler plus den Konvertierungsfehler an.

statistischen Fehler plus die Konvertierungsfehler an. Ein Vergleich mit Abbildung 4.1 zeigt, daß die Totzeitkorrekturen unerheblich sind.

Diese Daten sind die Grundlage für die weiteren Auswertungen. Die entsprechenden Korrekturen wurden für die sektorisierten Kanäle vorgenommen. Auf eine Abbildung wurde aus Platzgründen verzichtet, aber die Daten sind im Anhang zu finden.

Nachdem ich mich in diesem Abschnitt mit den verschiedenen Quellen von Zählverlusten und deren Korrektur beschäftigt habe, werden im nächsten Abschnitt einige für die weiteren Untersuchungen wichtigen Transportprozesse im inneren Strahlungsgürtel des Jupiter zusammengestellt.

4.2 Transportprozesse im inneren Strahlungsgürtel des Jupiter

In den folgenden Abschnitten werden einige Begriffe aus der Theorie der radialen Diffusion und die Darstellung der Daten in Abhängigkeit vom L-Wert benutzt, so daß in diesem Abschnitt in einer Übersicht einige der für die qualitative Interpretation der EPI-Messungen wichtigen Begriffe zusammengetragen sind.

Die wichtigsten Elemente der Bewegung energiereicher geladener Teilchen im stabilen Eingangsbereich werden kurz dargestellt. Für Einzelheiten sei verwiesen auf ROEDERER [Roe70], ROSSI und OLBERT [RO70]), KERTZ [Ker71], WIBBERENZ [Wib85]. In Abschnitt 2.2 habe ich darauf hingewiesen, daß die komplizierten Bahnen der Teilchen durch die Zerlegung in drei periodische Anteile übersichtlich beschrieben werden können, nämlich die Gyrationbewegung um das lokale Magnetfeld, die Oszillation entlang eines Bündels von Feldlinien zwischen den Spiegelpunkten (magnetische Flasche) und die azimutale Drift um den Planeten herum (siehe Abbildung 2.4). Bei jeder dieser drei Bewegungsformen bleibt eine der adiabatischen Invarianten erhalten, wenn die Änderungen des Magnetfeldes auf den räumlichen und zeitlichen Skalen, die zu den drei Bewegungsformen gehören, klein sind.

4.2.1 Die Gyrationbewegung und die Konstanz des magnetischen Moments

Lokal gyrieren die Teilchen auf einer Larmorbahn um das Magnetfeld herum, mit dem Larmorradius

$$r_L = \frac{m v_{\perp}}{q B}. \quad (4.4)$$

Dabei sind m , v und q Masse, Geschwindigkeit und Ladung des Teilchens, $v_{\perp} = \sin \alpha v$ die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Feld und B der Betrag des Magnetfeldes. Der Pitchwinkel α ist der in Abschnitt 3.5 eingeführte Winkel zwischen Bewegungsrichtung \vec{v} des Teilchens und Richtung des Magnetfeldes \vec{B} . Diese Aufteilung der Teilchenbewegung in Komponenten parallel und senkrecht zum Magnetfeld ist für das Folgende von Bedeutung.

In der Äquatorebene des Jupiter im Abstand von $2 R_j$ ist der Betrag des Magnetfeldes etwa $4/8 = 0.5$ Gauß. Für ein 20 MeV Elektron (100 MeV Proton) ergibt sich dann ein Larmorradius von etwa 1,4 km (30 km), also sehr klein verglichen mit dem Jupiterradius von rund 70.000 km, so daß die Bedingung für die adiabatische Näherung gut erfüllt ist.

Der Strom, der durch die kreisförmige Bewegung des Teilchens um das Magnetfeld herum erzeugt wird, führt zu einem magnetischen Moment μ der Größe (siehe ROSSI und OLBERT [RO70], Eq. (5.83))

$$\mu = \frac{p^2 \sin^2 \alpha}{2m\gamma B} = \frac{p_{\perp}^2}{2m\gamma B}. \quad (4.5)$$

Dabei ist $p = \gamma m v$ der Teilchenimpuls, mit dem relativistischen γ -Faktor $\gamma = (1 - (v/c)^2)^{-1/2}$. Im nicht-relativistischen Fall läßt sich Gl. (4.5) auch schreiben als

$$\mu = \frac{m v_{\perp}^2 / 2}{B} = \frac{E_{\perp}}{B} \quad (4.6)$$

mit der kinetischen Energie E_{\perp} senkrecht zum Magnetfeld. Der Ausdruck

$$I_1 = \frac{p_{\perp}^2}{2mB} = \frac{p^2 \sin^2 \alpha}{2mB} \quad (4.7)$$

ist die sog. erste adiabatische Invariante I_1 . Sie unterscheidet sich um den Faktor γ vom magnetischen Moment μ . In einem *zeitlich konstanten* Magnetfeld bleibt die Teilchenenergie und damit

auch das Quadrat des Impulses konstant, so daß damit auch der Ausdruck $\sin^2 \alpha/B$ eine Konstante der Bewegung ist. Variiert dagegen das Magnetfeld langsam mit der Zeit, d.h. auf einer Zeitskala, die groß ist gegen eine Gyrationperiode, so bleibt nicht $\sin^2 \alpha/B$ konstant, sondern der Ausdruck I_{\perp} . Die Größe p^2 variiert dann mit der Stärke des Magnetfeldes, in das hinein das Teilchen bewegt wird (Betatron-Effekt). Im nichtrelativistischen Grenzfall entspricht dies dem Fall $E_{\perp} \propto B$ (s.a. Gl. (4.6)).

4.2.2 Die Oszillationsbewegung

Entlang der gekrümmten Magnetfeldlinien kommt es zu einer Oszillation zwischen den beiden Spiegelpunkten wie in einer magnetischen Flasche. Die Konstanz von $\sin^2 \alpha/B$ führt dazu, daß bei der Teilchenbewegung entlang des mittleren Magnetfeldes der Pitchwinkel des Teilchens ständig zunimmt beim Hineinlaufen in das stärkere Magnetfeld in höheren Breiten, bis es schließlich zur Spiegelung kommt, wenn die Bedingung

$$\sin^2 \alpha_o = \frac{B_o}{B_s} \quad (4.8)$$

erfüllt ist. Dabei ist B_s die Magnetfeldstärke, wo es zur Spiegelung kommt, B_o die Magnetfeldstärke entlang der gleichen Feldlinie und α_o der Pitchwinkel am Äquator. Zu dieser Bewegung gehört die sog. Longitudinalinvariante. Diese bestimmt die Länge der Feldlinie zwischen den beiden Spiegelpunkten. Dadurch wird garantiert, daß auch für ein von einem Dipolfeld abweichendes Magnetfeld die Teilchen auf der gleichen Schale (siehe den nächsten Abschnitt) bleiben.

4.2.3 Die azimutale Driftbewegung

Bewegen sich die Teilchen in einem Magnetfeld mit einem Gradienten der Feldstärke senkrecht zum Magnetfeld, d.h. in radialer Richtung, kommt es zu einer Drift der Teilchen in azimutaler Richtung, wobei das Vorzeichen der Driftgeschwindigkeit mit der Ladung des Teilchens wechselt. In einem reinen Dipolfeld bewegen sich die Teilchen dabei so um den Planeten herum, daß sie immer auf der gleichen „Schale“ bleiben. Die Entstehung einer Schale kann man sich so vorstellen, daß die Feldlinien um die Achse herum rotieren. Die Schalen werden durch den Schalenparameter L beschrieben. Für ein Dipolfeld ist dies die Entfernung in der die Feldlinie den Äquator schneidet. Angegeben wird L in Einheiten des jeweiligen Planetenradius, hier also in R_j . Für ein komplizierteres Magnetfeld gelang es MCILWAIN unter Benutzung der adiabatischen Invarianten die Bewegung im realen Feld auf die Bewegung in einem Dipolfeld abzubilden, wobei auch die Spiegelung in höheren Breiten für das gleiche Magnetfeldverhältnis B/B_o erfolgt [McI61, Roe70].

Der magnetische Fluß durch die Fläche, die bei der azimutalen Driftbewegung von einem Teilchen umrundet wird, ist die dritte adiabatische Invariante. Ihre Konstanz ist jedoch nur garantiert für Änderungen des Magnetfeldes auf einer Zeitskala, die groß ist gegen die Driftperiode des Teilchens. Diese Invarianz wird z.B. im Erdmagnetfeld verletzt bei einer ganzen Reihe von magnetischen Störungen, die durch die Wechselwirkung mit dem Sonnenwind angetrieben werden.

4.2.4 Darstellung von Meßergebnissen im Parameterraum

Die bisher eingeführten Größen können auch dazu verwendet werden, die Position eines Beobachters im Strahlungsgürtel festzulegen und die Messungen in geschickter Weise zu ordnen. Die theoretischen Transportgleichungen werden für die Phasenraumdicke f formuliert, so daß es für den Vergleich mit den Beobachtungen nötig ist, f mit den an einem Punkt des Raumes

gemessenen Intensitäten zu verknüpfen. Wir setzen Unabhängigkeit von der Länge voraus, so daß in sphärischen Koordinaten nur eine Variation mit r und λ erfolgt. Der Ort (r, λ) wird mit den magnetischen Koordinaten L und B/B_0 so verknüpft, wie in Abbildung 4.4 skizziert. Die

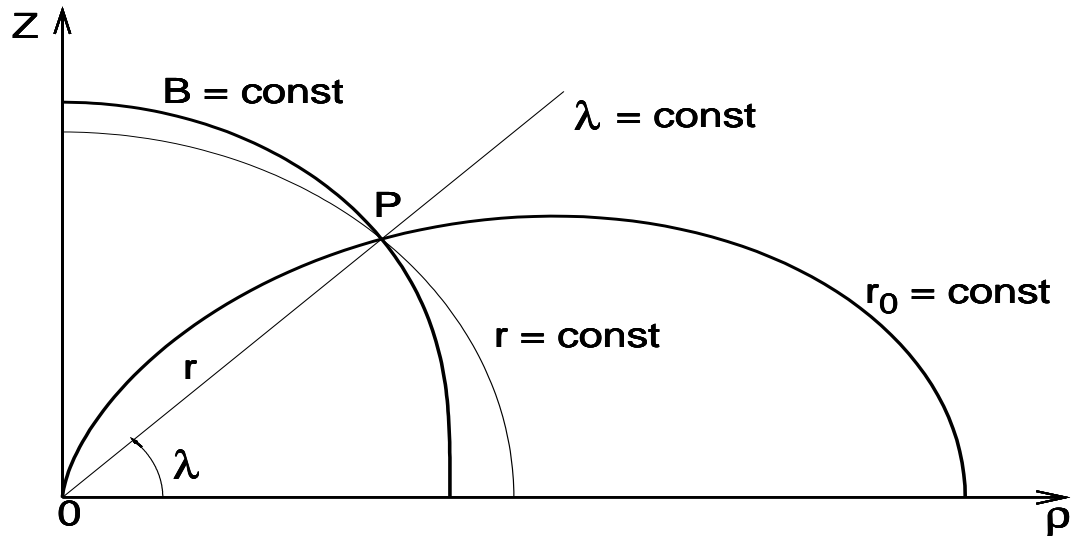


Abbildung 4.4: Das (r, λ) und (B, r_0) Koordinatensystem. Gezeigt ist für den Punkt P der Zusammenhang zwischen den Koordinaten (r, λ) und (B, r_0) . Wird B in Einheiten von B_0 angegeben und setzt man $r_0 = L r_j$, so hat man das oben erwähnte, von McIlwain eingeführte (B, L) -Koordinatensystem.

Gleichung einer Feldlinie $r(\lambda)$ ist

$$r = r_0 \cos^2 \lambda, \quad (4.9)$$

wobei r_0 der Abstand der Feldlinie am Äquator ist. Dort war $L = r_0/r_j$ definiert. Entlang dieser Feldlinie variiert B gemäß

$$B(\lambda) = B_0 \frac{(4 - 3 \cos^2 \lambda)^{1/2}}{\cos^6 \lambda}. \quad (4.10)$$

Auf diese Weise lassen sich (r, λ) und $(L, B/B_0)$ ineinander umrechnen.

Das innere Magnetfeld des Jupiter kann näherungsweise durch einen exzentrischen Dipol beschrieben werden (siehe Kapitel 2.1), mit einer Neigung von etwa 10 Grad gegen die Rotationsachse und einer Verschiebung des Dipols um $0.12 R_j$. Diese Verschiebung wird sich als wichtig erweisen, wenn in Abschnitt 4.3 die relative Lage der Jupiter-Ringe zu den magnetischen Koordinaten betrachtet wird.

Für die Beziehung zwischen der Phasenraumdicke $f_\nu(L, \mu)$ und der differentiellen Intensität (= Energiespektrum) $j_\nu(L, E)$ gilt allgemein die Beziehung $j(E) = p^2 f(\mu)$ (ROSSI und OLBERT [RO70]). Dabei kennzeichnet der Index ν die jeweilige Teilchensorte. Die Anwendung dieser Beziehung auf den Vergleich zwischen Theorie und Beobachtung findet sich etwa bei WESTPHALEN [Wes81] und SCHULZ und LANZEROTTI [SL74].

4.2.5 Die Transportgleichung

Die Transportprozesse im inneren Strahlungsgürtel lassen sich mit den Methoden der Diffusionstheorie beschreiben [Roe70, Wal94]. Dabei lassen sich die Prozesse in zwei große Gruppen einteilen: die radiale Diffusion, die Teilchen quer zu den Driftschalen versetzt, und die Pitchwindkeldiffusion, die die Spiegelpunkte der Teilchen entlang der Feldlinie verschiebt. Während die

radiale Diffusion zu einer Änderung des Energiespektrums der Teilchen führt (siehe unten), läßt die Pitchwinkeldiffusion das Energiespektrum im wesentlichen unverändert, sorgt aber dafür, daß die Teilchen verstärkt in den Verlustkegel der Atmosphäre gestreut werden. Dieser Prozeß bestimmt also die Lebensdauer der gefangenen Teilchen. In Abbildung 4.5 sind diese beiden Prozesse skizziert.

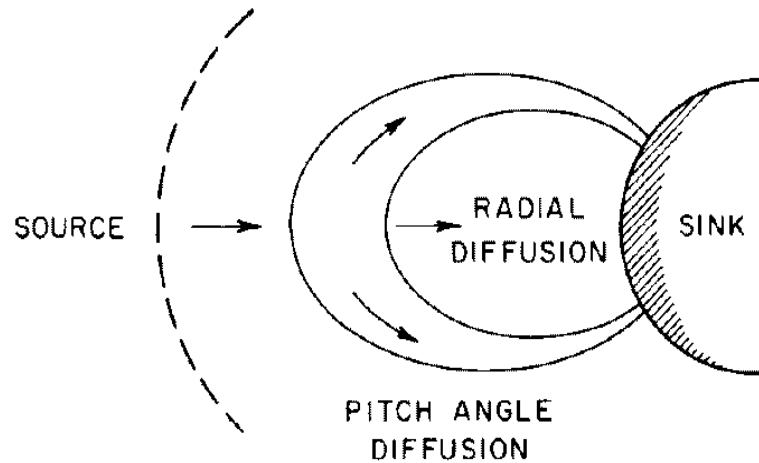


Abbildung 4.5: Radiale Diffusion und Pitchwinkeldiffusion, aus [Roe70].

Unter Beschränkung auf radial spiegelnde Teilchen läßt sich nach WALT [Wal94] die radiale Diffusionsgleichung im Strahlungsgürtel schreiben als

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial L} \left[\frac{D_{LL}}{L^2} \frac{\partial}{\partial L} (L^2 f) \right] - V + Q \quad (4.11)$$

Hierbei ist D_{LL} der radiale Diffusionskoeffizient, $-V$ der Verlustterm und Q ein möglicher lokaler Quellterm.

Kurze Beschreibungen der zugrunde liegenden Prozesse finden sich bei ROEDERER [Roe70] oder WALT [Wal94]. Der Prozeß der radialen Diffusion wird gesteuert durch Fluktuationen des Magnetfeldes auf einer Zeitskala, die zu einer Verletzung der dritten Invarianten führt. Dabei bleibt jedoch die erste Invariante erhalten. Das bedeutet, daß Teilchen, die bei der radialen Diffusion nach innen (nach außen) gelangen, dabei eine Erhöhung (eine Erniedrigung) ihrer Energie erfahren, da sie in einen Bereich anderen mittleren Magnetfeldes geführt werden. Wie oben am Fall der Invarianz von I_1 für den Fall langsam zeitlich veränderlicher Felder gezeigt wurde, bleibt dabei das Verhältnis p_{\perp}^2/B konstant. Da das äquatoriale Magnetfeld mit L^3 variiert, ergibt sich für den Fall äquatorial spiegelnder Teilchen ($\alpha = 90^\circ$) eine Energieänderung gemäß $p^2 \propto L^3$.

Ein wichtiger Unterschied zwischen den Magnetosphären von Erde und Jupiter besteht darin, daß magnetische und elektrostatische Fluktuationen im Erdmagnetfeld auf den für die radiale Diffusion wichtigen Zeitskalen durch die Wechselwirkung mit dem Sonnenwind angetrieben werden. Beim Jupiter werden dagegen elektrische Polarisationsfelder vermutet, die durch neutrale Winde in der Ionosphäre angetrieben werden (BRICE und McDONOUGH [BM73]). Hierfür wird eine wesentlich schwächere Variation von D_{LL} mit L erwartet als im Strahlungsgürtel der Erde und eine Unabhängigkeit von der Energie (zur Diskussion siehe FISCHER et al. [FJWW80]).

Auch die wichtigsten Verlustprozesse sind unterschiedlich. Auf der Erde treten Verluste am inneren Rand durch Wechselwirkungen mit der Restatmosphäre auf. Diese Verluste werden typisch in einer Höhe von etwa 400 km oberhalb der Erdoberfläche so stark, daß die Teilchen ausgefällt werden und verloren gehen. Dabei sind bei hohen Energien die wichtigsten Prozesse die Coulombschen Wechselwirkungen, d.h. Energieverluste durch Anregung und Ionisation.

Bei niedrigeren Energien tritt für Protonen auch Ladungsaustausch auf. Dabei werden Protonen elektrisch neutral und sind damit nicht mehr im Strahlungsgürtel gefangen. Beim Jupiter sollten Coulombsche Verluste wesentlich geringer sein wegen der niedrigen Skalenhöhe der Atmosphäre (starke Gravitation, geringe Temperatur). Dagegen erleiden die Elektronen in den starken Magnetfeldern Synchrotronverluste (magnetische Bremsstrahlung) [dPG90, dPG94]. Der größte Unterschied tritt jedoch auf durch die Jupitermonde, die innerhalb des stabilen Einfangbereichs umlaufen sowie durch den Jupiter-Ring.

Betrachtet man für Elektronen den stationären Fall, in dem die Gewinne durch die radiale Diffusion mit den Synchrotronverlusten im Gleichgewicht stehen, und beschreibt die Verluste durch eine Verlustzeit, so vereinfacht sich die Diffusionsgleichung 4.11 [Wes81, Wib85]. Abbildung 4.6 wurde bei FISCHER et al. entnommen und zeigt den radialen Verlauf der Phasenraum-dichte für Elektronen mit $I_1 = 200$ MeV/G für drei verschiedene Verhältnisse von Verlust- zu Diffusionszeit für den L-Bereich von 1.1 bis $2 R_j$.

Es ist deutlich zu sehen, daß die Phasenraum-dichte, abhängig von den gewählten Parametern,

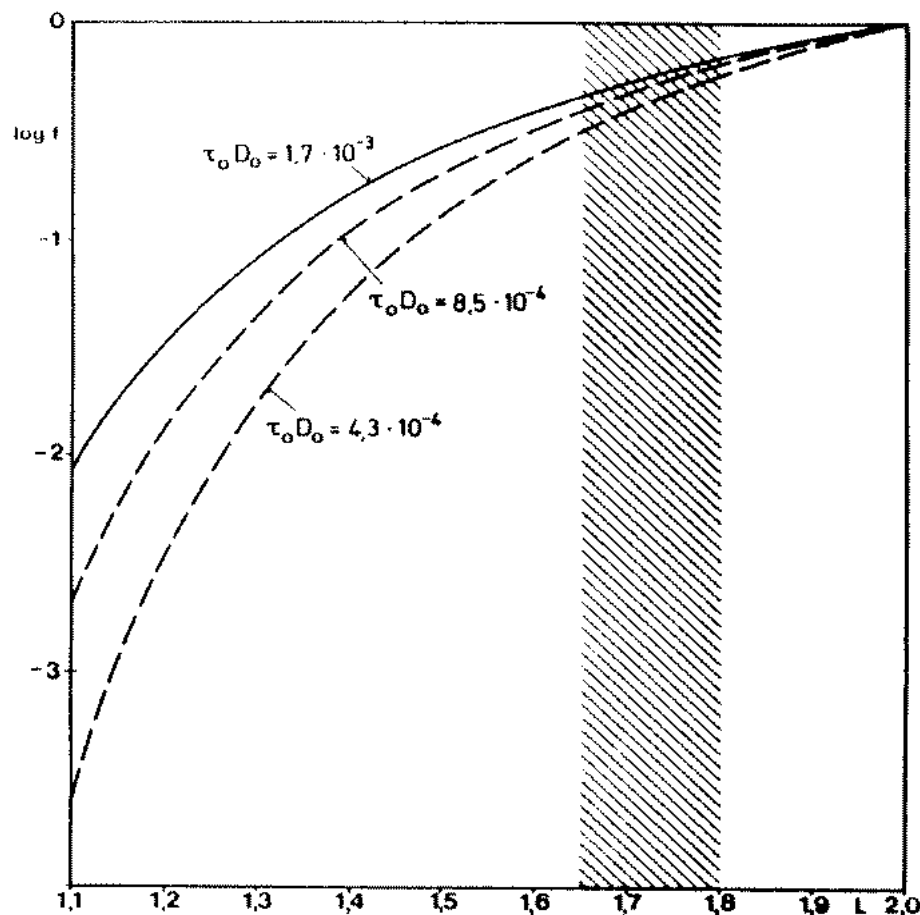


Abbildung 4.6: Der theoretische Verlauf der Phasenraum-dichte im Bereich $1.1 < L < 2$ für Elektronen mit $I_1 = 200$ MeV/G für drei verschiedene Verhältnisse von Verlust- zu Diffusionszeit [FJWW80].

zum inneren Rand hin um zwei bis vier Größenordnungen abnimmt. Der schraffierte Bereich zeigt die Lage des Ringes, in dem zusätzliche Verluste durch Absorption erwartet werden, die zu einer noch stärkeren Abnahme von f führen.

In diesem Abschnitt wurde eine Übersicht über einige Transportmechanismen gegeben und gezeigt, wie vielfältig die beteiligten Prozesse sind, die in die Diffusionsgleichung 4.11 eingehen. Eine ausführliche Beschreibung ist z.B. bei DE PATER et al. [dPG90] zu finden.

4.3 Qualitative Interpretation der Zählkanäle

Nachdem die Meßergebnisse in korrigierter Form vorliegen und ich eine Übersicht der hier interessierenden Transportprozesse gegeben habe, geht es in diesem Abschnitt um eine qualitative Untersuchung der Daten. Wegen der äquatornahen Bahn der Probe wird zunächst auf den Übergang zu magnetischen Koordinaten verzichtet und für die folgenden Untersuchungen der radiale Abstand vom Jupiter benutzt.

Um einen Eindruck von den möglichen Ursachen der in den Daten sichtbaren Strukturen zu erhalten, sind in Abbildung 4.7 im oberen Teil die EPI-Zählraten und im unteren Teil ein schematischer Querschnitt durch das Jupitersystem mit der Ringstruktur und den inneren Monden gezeigt. Der E2-Kanal wurde auf Zufallskoinzidenzen korrigiert. Man erkennt, daß die starken Änderungen der Zählraten im Bereich des Ringes liegen.

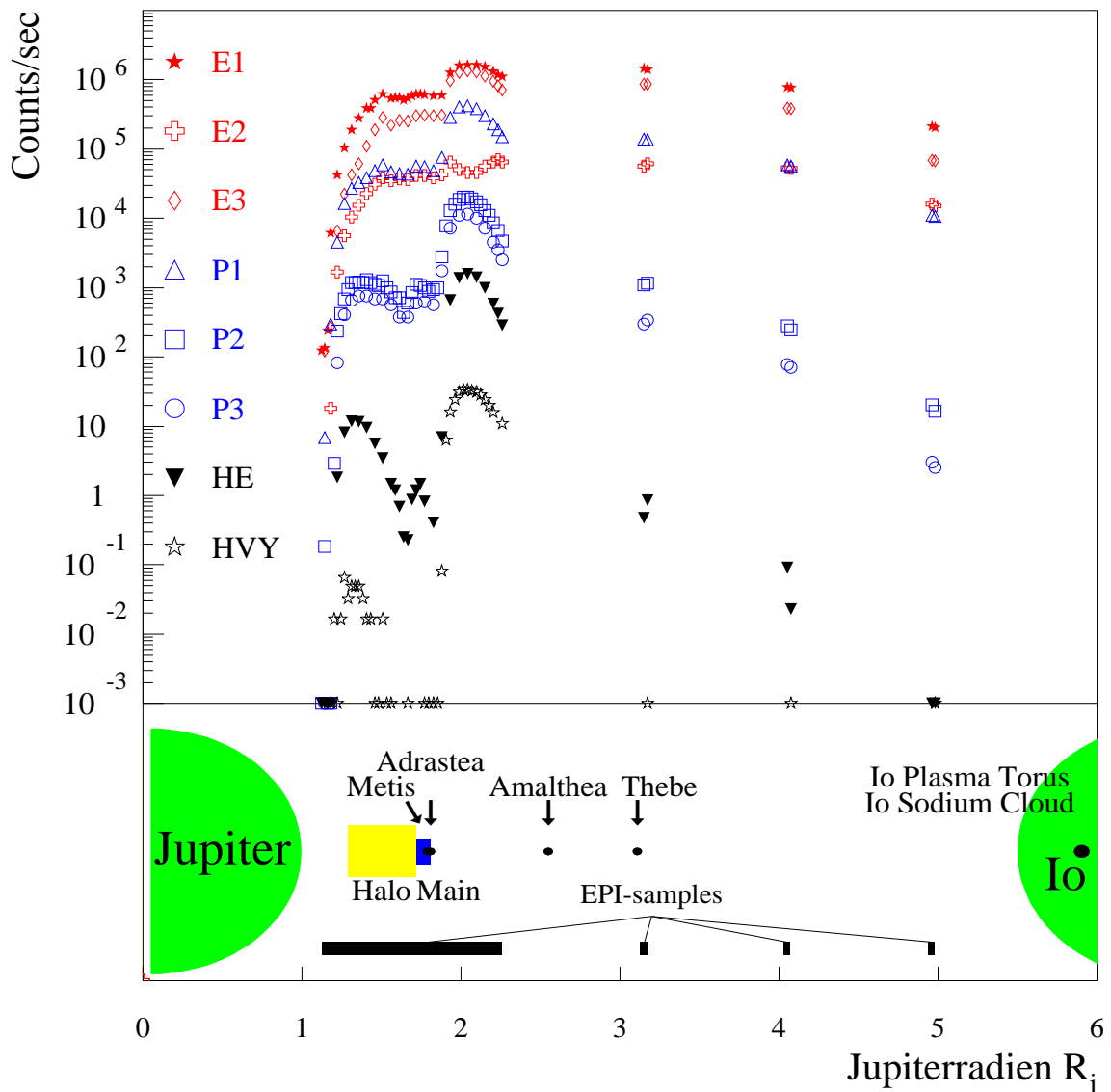


Abbildung 4.7: **Zählraten und Seitenansicht des Jupitersystems.** Oben: Die korrigierten Zählraten der 8 omnidirektionalen EPI-Zählkanäle in Counts pro Sekunde aufgetragen gegen den Abstand vom Jupiter in R_j . Der E2-Kanal wurde auf Zufallskoinzidenzen korrigiert. Unten: Eine schematische Seitenansicht des Jupitersystems mit der Ringstruktur und den inneren Monden.

4.3.1 Übersicht

Dieser Abschnitt gibt eine Übersicht über den Verlauf der Strukturen in den Zählkanälen. Abbildung 4.8 zeigt den Ringbereich in einer gespreizten Darstellung. Die farbigen Bereiche markieren

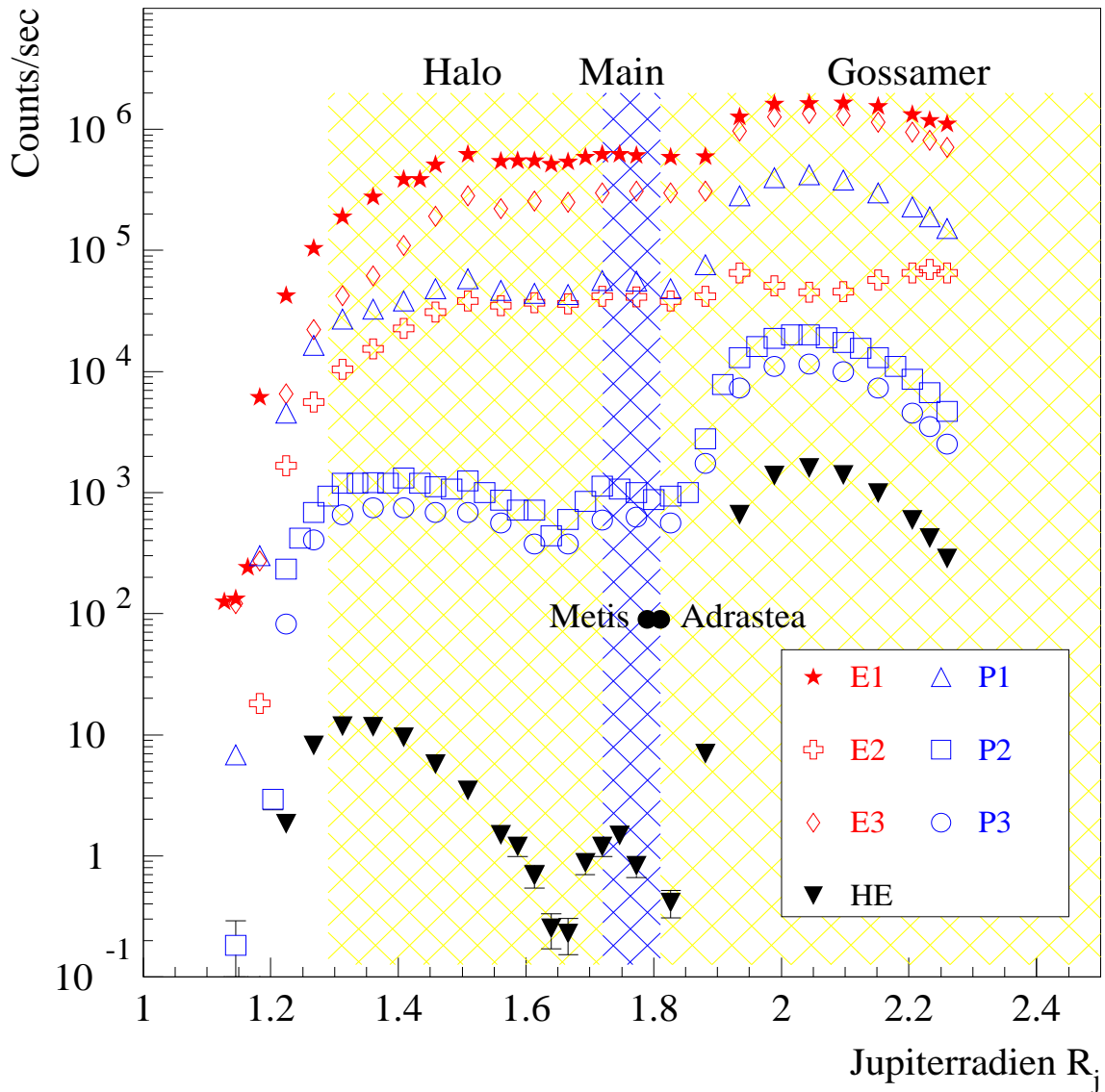


Abbildung 4.8: **Zählraten und Ringsystem in gespreizter Darstellung.** Die korrigierten Zählraten der EPI-Zählkanäle im Bereich des Ringes aufgetragen gegen den Abstand vom Jupiter in R_j . Der HVY-Kanal wird nicht weiter untersucht, da die gemessene Zählrate von α -Teilchen verursacht wird. Die farbigen Bereiche markieren die verschiedenen Abschnitte des Ringsystems mit den beiden Monden Metis und Adrastea.

die verschiedenen Abschnitte des Ringsystems mit unterschiedlichen Dichten. An den Main-Ring mit der höchsten Dichte schließen sich nach innen und außen zwei weniger dichte Ringe an, der Halo-Ring und der Gossamer-Ring. Am äußeren Rand des Main-Ringes liegen die beiden innersten Monde Metis und Adrastea mit Bahnradien von $1.79 R_j$ bzw. $1.81 R_j$.

Der Anstieg der unkorrigierten Zählraten im Bereich von $2.3 R_j$ bis $1.8 R_j$ im E2-Kanal wurde im wesentlichen durch Zufallskoinzidenzen verursacht (siehe Abbildung 4.3). Im Bereich der höchsten Zählraten liegt die Korrektur bei $\sim 80 \%$. Da für die übrigen Kanäle keine Abschätzung der Zufallskoinzidenzen möglich ist, werden hier die unkorrigierten Daten benutzt. Der HVY-

Kanal wird nicht weiter untersucht, da die hier gemessene Zählrate durch α -Teilchen induziert wird (siehe Abschnitt 4.1.3).

Das erste Absinken der Zählraten setzt bei ca. $2 R_j$ innerhalb des Gossamer Ringes ein, während die kleineren Strukturen in der Nähe des Main-Ringes liegen. Seit den Messungen der Pioneer- und Voyager-Sonden ist bekannt, daß die Monde und der Ring zur Teilchenabsorption im Strahlungsgürtel des Jupiter führen. Teilchen, deren Larmorradius kleiner als der jeweilige Monddurchmesser ist, werden von dem Mond auf seiner Bahn absorbiert (sweeping-effect) und es bleibt hinter dem Mond ein von Teilchen entleerter Korridor zurück. Dieser Korridor wird dann durch Prozesse wie die in Abschnitt 4.2 beschriebene radiale Diffusion wieder aufgefüllt. Da die Teilchen an das Magnetfeld gekoppelt sind, ist es wichtig, welchen L-Bereich der Mond durchläuft. Für den Ring hängt die Absorption von vielen Parametern ab, z.B. von der Dichte, der Größe und der Verteilung der Staubteilchen im Ring, aber auch vom Larmorradius und der Energie sowie den Driftzeiten der Teilchen. Eine ausführlichere Beschreibung hierzu findet man bei PAONESSA et al. [PC85] und DE PATER [dPG90]. Eine Übersicht über den Einfluß von Europa ($9.4 R_j$) und Amalthea ($2.54 R_j$) findet man bei MOGRO-CAMPERO [MC76] und eine ausführliche Diskussion über Amalthea bei MCKIBBEN et al. [MPS83]. Die von Pioneer 11 beobachtete Teilchenabsorption zu Beginn des Ringes und an den innersten Monden Metis ($1.79 R_j$) und Adrastea ($1.81 R_j$) wird von PYLE et al. [PMS83] beschrieben, allerdings konnte damals die Doppelstruktur innerhalb des Ringes nicht gemessen werden.

Während aus dem Bereich von Thebe und Amalthea wegen der Begrenzung in der Anzahl der Samples keine Vergleichsmessungen des EPI-Instruments vorliegen, ist die starke Abnahme der Intensität zwischen $2 R_j$ und $1.9 R_j$ in Übereinstimmung mit den Pioneer-Messungen [VA76, PMS83]. Die sprunghafte Abnahme der Zählrate bei $1.9 R_j$ zieht sich durch alle Kanäle, aber die relative Sprungweite ist unterschiedlich. Der E2-Kanal geht zwischen $2.2 R_j$ und $1.9 R_j$ durch ein leichtes Minimum, zeigt dann bei $1.9 R_j$ aber nur einen kleinen Einbruch, während die Zählrate in den Kanälen E1, E3, P1, P2, P3 und HE um einen Faktor 3, 4, 8, 20, 20 und 3000 zurückgeht.

Zu niedrigeren R_j -Werten hin nimmt die Zählrate in den E-Kanälen leicht ab und zeigt nur schwache Strukturen, die zu einem Maximum bei $1.5 R_j$ führen. Im weiteren Verlauf fallen die Zählraten zunächst langsam und ab $1.25 R_j$ steil ab. Die übrigen Kanäle zeigen alle zwei weitere Maxima. Das erste liegt im Bereich von $1.71 - 1.74 R_j$, während das zweite Maximum für den P1-Kanal bei $1.5 R_j$, für den P2- und P3-Kanal bei $1.35 R_j$ und für den HE-Kanal bei $1.31 R_j$ liegt. Im Anschluß an das letzte Maximum fallen alle Kanäle zunächst langsam und ab etwa $1.25 R_j$ steil ab. Der steile Abfall am inneren Rand bei $1.25 R_j$ scheint für alle Kanäle gleich zu sein.

Die Störung durch die Monde und die Ringe wirken sich also auf die Kanäle verschieden aus. Die Zählrate der E-Kanäle zeigt einen kleineren Sprung bei $1.9 R_j$, fällt aber von $1.5 R_j$ an ab, während die Zählrate der übrigen Kanäle in diesem Bereich wieder ansteigt. Die eben beschriebenen Strukturen im inneren Bereich wurden erstmals vom EPI-Instrument gemessen, deshalb existieren keine Vergleichsmessungen.

Von den Pioneer-Sonden wurden im inneren Strahlungsgürtel deutlich höhere Elektronen- als Protonenintensitäten gemessen. Da die Konfiguration in der inneren Magnetosphäre relativ stabil ist, kann man davon ausgehen, daß die Verhältnisse während der EPI-Messungen vergleichbar waren. Dies wird auch durch die Messungen bei $2 R_j$ bestätigt. Sind Elektronen mit deutlich höherer Intensität vorhanden als Protonen, so zeigt die Simulation, daß die Elektronen die E-Kanäle und je nach Spektrum auch den P1-Kanal dominieren.

Damit werden die Strukturen in den E-Kanälen und zum großen Teil auch im P1-Kanal von den Elektronen bestimmt, während sie im P2- und P3-Kanal von Protonen und im HE-Kanal von α -Teilchen bestimmt werden. Möglicherweise verursachen die in den E-Kanälen ebenfalls registrierten Protonen und α -Teilchen die dort sichtbaren Strukturen.

4.3.2 Der Einfluß des Ringes und der inneren Monde

In diesem Abschnitt soll eine vorläufige Interpretation der radialen Profile für Kanäle vorgestellt werden, die von bestimmten Teilchensorten dominiert werden (siehe voriger Abschnitt).

Um eine Abschätzung der Absorptionsbereiche zu erhalten, wurden die Kanäle E3 (Elektronen-dominiert), P3 (Protonen-dominiert) und HE (Helium-dominiert) ausgewählt. Diese sind in Abbildung 4.9 als Funktion des Abstandes in Jupiterradien dargestellt. Die EPI-Zählraten zeigen

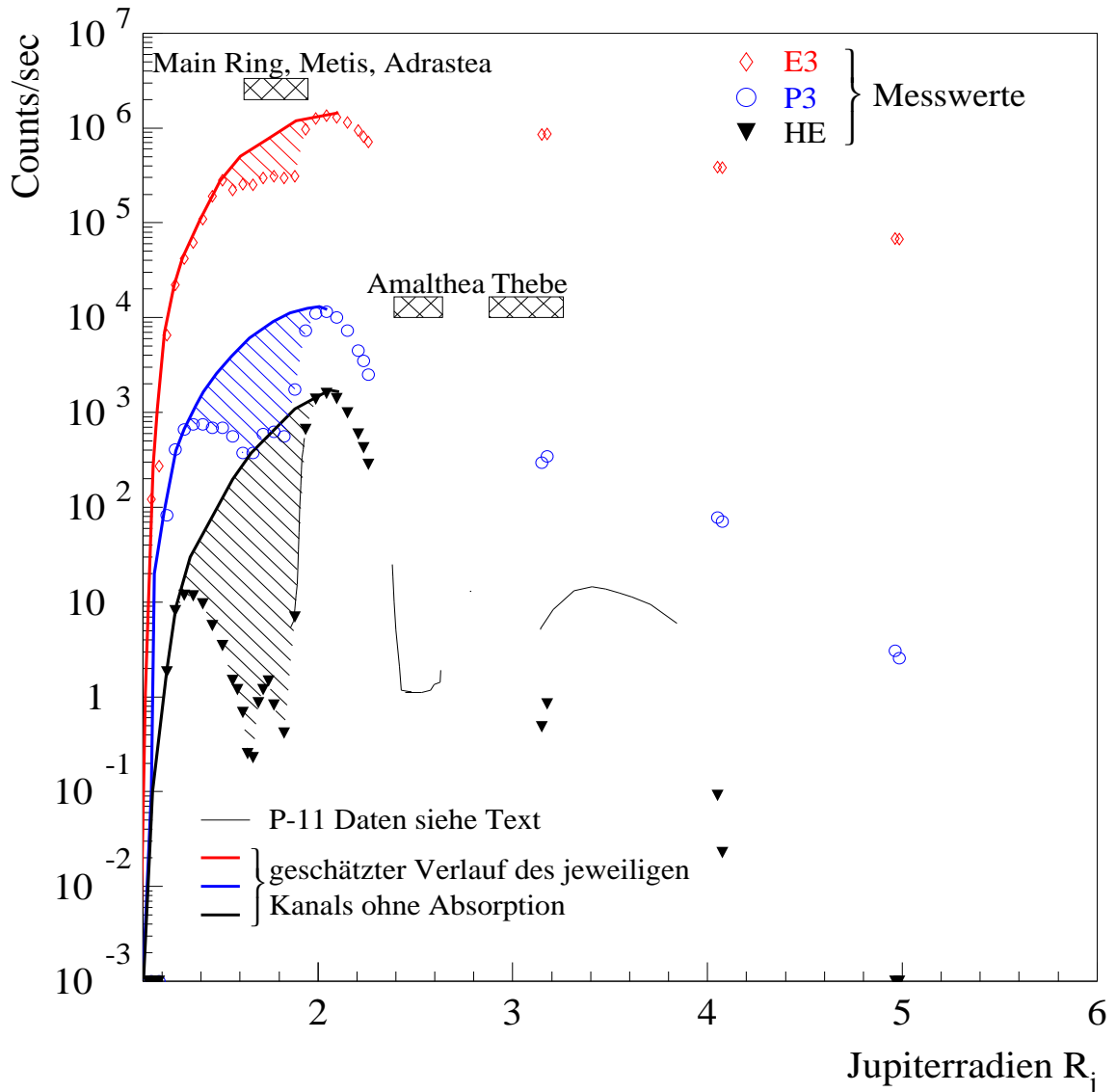


Abbildung 4.9: Der radiale Verlauf ausgewählter Zählkanäle ist als Funktion des Abstandes zum Jupiter dargestellt. Es wurden Zählkanäle ausgewählt, die von einer Teilchensorte dominiert werden. Es sind dies die Kanäle E3 (Elektronen-dominiert), P3 (Protonen-dominiert) und HE (Helium-dominiert). Die strich-punktiert eingezeichnete Kurve zeigt die Zählrate des Medium-Z-Kanals des University of Chicago Instruments an Bord von Pioneer 11. Die Daten wurden bei PYLE et al. [PMS83] entnommen und sollen einen Anhaltspunkt geben, wie stark die Verluste durch die Monde sind, da in diesem Bereich keine EPI-Messungen vorliegen. Die schraffierten Rechtecke sollen die L-Bereiche zeigen, die von den Monden und dem Main-Ring überdeckt werden.

im Bereich vom Zählratenmaximum bei $2 R_j$ bis zum Beginn der kontinuierlichen Messungen bei $2,26 R_j$ eine starke Abschwächung. Die in Abbildung 4.9 strich-punktiert eingezeichnete Kurve

zeigt die Zählrate des Medium-Z-Kanals des University of Chicago Instruments an Bord von Pioneer 11. Die Daten wurden bei PYLE et al. [PMS83] entnommen und sollen einen Anhaltspunkt geben, wie stark die Verluste durch die Monde sind. Da es sich um Zählraten handelt, ist ein quantitativer Vergleich nicht möglich, aber die Übereinstimmung im Verlauf der Zählraten legt die Vermutung nahe, daß die Abschwächung der EPI-Zählraten ebenfalls durch Amalthea und Thebe verursacht wird. Der große Einflußbereich der Monde und des Ringes hängt damit zusammen, daß der magnetische Äquator des Jupiter um 10° gegen die Drehachse des Jupiter und damit die Bahnebene der Monde geneigt ist. Diese Neigung führt dazu, daß sich die Magnetosphäre bei einer Umdrehung des Jupiter um 10° auf und ab bewegt, so daß die Monde und der Ring einen relativ großen Bereich im L-Raum überstreichen. Zusätzlich verstärkt wird dieser Effekt durch den Offset des Dipols. Die schraffierten Rechtecke in Abbildung 4.9 sollen die L-Bereiche andeuten, die von den Monden und dem Main-Ring überdeckt werden. Diese sind für die Teilchen, die an das Magnetfeld gekoppelt sind, deutlich breiter als die geometrischen Abmessungen der Monde. Amalthea und Thebe sind Ellipsoide mit Achsdurchmessern von 270 und 170 km bzw. 110 und 90 km. Für Adrastea kann man einen mittleren Durchmesser von 20 km und für Metis von 40 km annehmen und die Breite des Main-Ringes beträgt etwa $0.08 R_j$. Da die Breite der L-Bereiche vom verwendeten Magnetfeldmodell abhängt und für verschiedene Modelle leicht unterschiedlich ist, sind die hier angegebenen Werte nur Richtwerte.

Verbindet man den steilen inneren Abfall der Zählrate mit dem Maximum bei $2 R_j$ durch eine glatte Kurve (siehe Abbildung 4.9), wie man sie in etwa für einen Verlauf ohne Absorption erwarten würde, ist deutlich zu sehen, daß die mit dem Ring zusammenhängenden Absorptionsstrukturen je nach der dominanten Teilchensorte stark unterschiedlich sind. Die Elektronen sind offenbar am wenigsten und die α -Teilchen am stärksten von der Absorption betroffen. Im HE-Kanal sind auch die Strukturen am deutlichsten zu erkennen. Die beiden Minima im HE-Kanal liegen bei $1.67 R_j$ und $1.83 R_j$, die Differenz beträgt also $0.16 R_j$. Während das erste Minimum recht gut zu der Lage von Adrastea und dem Main-Ring bei $1.81 R_j$ paßt, scheint das zweite Minimum nicht unmittelbar einem Phänomen zuzuordnen zu sein. Der Abstand von Adrastea und Metis ist mit $0.02 R_j$ deutlich kleiner als der Abstand der Minima. Das Minimum bei $1.67 R_j$ liegt aber im Bereich des Halo, dessen Dichte in der Nähe des Main-Ringes am höchsten ist und zum Jupiter hin abnimmt. Diese Dichtestruktur ist verträglich mit dem im HE-Kanal gemessenen Verlauf der Zählrate, aber es ist eine genaue Analyse der Wechselwirkungen nötig, um ein zuverlässiges Ergebnis zu erhalten.

Sektorisierte Daten

Es ist im Zusammenhang mit den eben diskutierten Absorptionsstrukturen interessant, ob im radialen Verlauf der Sektordaten, der Anhaltspunkte über die Winkelverteilung liefert, Änderungen zu beobachten sind. Eine Übersicht über die Sektordaten ist im Anhang zu finden, hier soll nur an einem Beispiel der typische Verlauf gezeigt werden.

Vom LRD-Sensor wurde der Nulldurchgang durch das Magnetfeld gemessen und dieser Impuls dann als Startsignal für die Sektorzählung des EPI benutzt. Der LRD-Sensor war verdreht gegen die EPI-Achse auf der Probe montiert. Die Verdrehung betrug $-112,5^\circ$ gegen die Drehrichtung der Probe, so daß Sektor 1 von der Feldrichtung aus gemessen bei $112,5^\circ$ begann. Es ist aus den Daten nicht zu erkennen, ob der Nulldurchgang in Richtung der positiven oder negativen x-Achse erfolgte, da das LRD nur den Nulldurchgang aber keine Richtung des Magnetfeldes liefert. Da die Bahn des EPI südlich des Äquators verlief, war der Winkel ε zwischen Magnetfeld und Spinachse zu Beginn der Messungen größer als 90° und damit liegen die Maxima der Zählrate auf der Seite der positiven x-Achse.

Wegen der besseren Richtungsauflösung der Koinzidenzkanäle (siehe Abschnitt 3.5), sollten Änderungen in der Pitchwinkelverteilung der Teilchen hier am besten zu beobachten sein. In Abbildung 4.10 sind die Zählraten des P2-Kanals als Polardiagramme dargestellt für die ver-

schiedenen R_j -Werte. Die Lage der Sektoren wurde so korrigiert, daß der erste Sektor in die

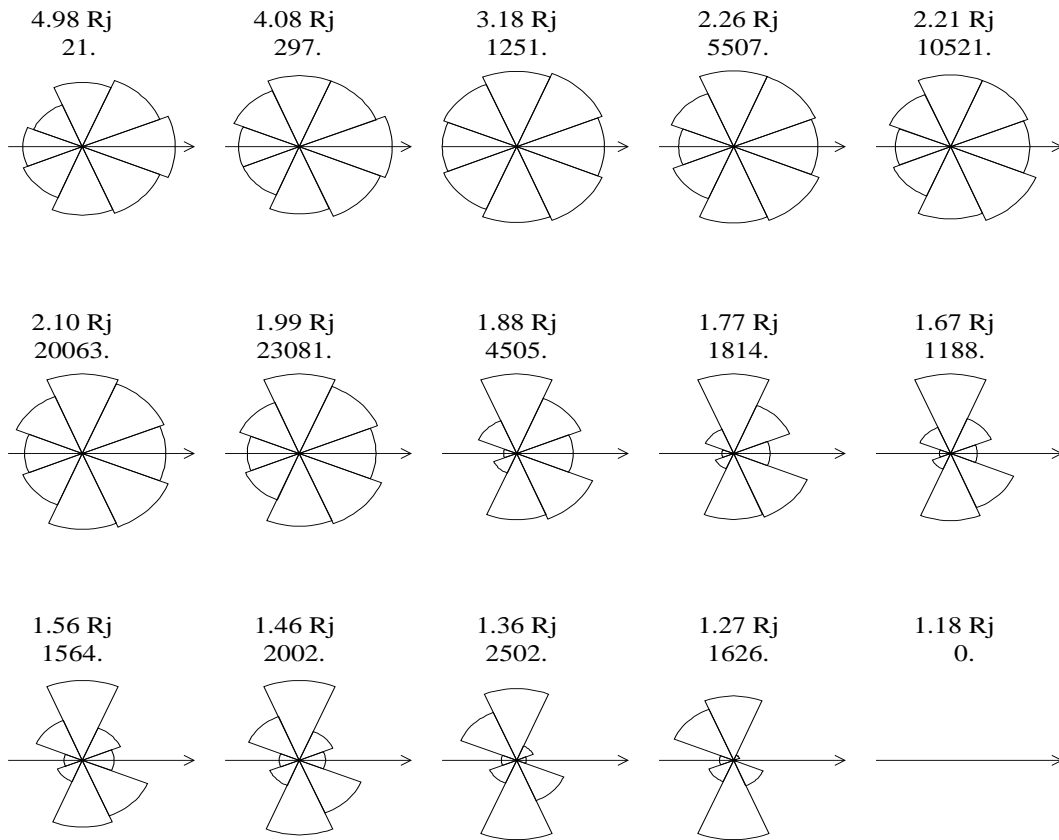


Abbildung 4.10: Die Sektorzählraten des P2-Kanals dargestellt als Polardiagramme. Sektor 1 zeigt in die durch den Pfeil angedeutete Feldrichtung und die Polardiagramme sind auf den Maximalwert der Zählrate normiert. R_j und der Maximalwert sind oberhalb des Diagramms angegeben. Man erkennt, daß die Isotropie der Strahlung zu kleineren R_j -Werten hin abnimmt. Die Maxima der Zählraten wandern von den Sektoren 2 und 8 zu Beginn der Messungen mit abnehmendem R_j in die Sektoren 3 und 7. Dies bedeutet, daß sich der Winkel ε von Werten $> 90^\circ$ mit abnehmendem R_j an 90° annähert. Die Sektorzählung erfolgt gegen den Uhrzeigersinn.

durch den Pfeil angedeutete Feldrichtung zeigt. Die Polardiagramme sind auf den Maximalwert der jeweiligen Zählrate normiert. R_j und der Maximalwert sind oberhalb des Diagramms angegeben. Man erkennt, daß die Isotropie der Strahlung zu kleineren R_j -Werten hin abnimmt. Da die Pitchwinkelverteilung durch eine \sin^n -Verteilung beschrieben wird (siehe Abschnitt 3.5), muß das n zu kleineren R_j -Werten hin ansteigen. Die Maxima der Zählraten wandern von den Sektoren 2 und 8 zu Beginn der Messungen mit abnehmendem R_j in die Sektoren 3 und 7. Dies bedeutet, daß sich der Winkel ε von Werten $> 90^\circ$ mit abnehmendem R_j an 90° annähert.

Als Maß für die Bündelung der Strahlung wird im folgenden das Verhältnis VMM von maximaler zu minimaler Sektorzählrate benutzt. In Abbildung 4.11 sind der Verlauf von VMM und der Verlauf der omnidirektionalen Zählrate in einer Darstellung zusammengefaßt. In der linken Spalte sind die Integralkanäle und in der rechten Spalte die Koinzidenzkanäle dargestellt. In den Integralkanälen wird VMM zunächst bis etwa $2 R_j$ kleiner und steigt dann zum inneren Rand auf einen Wert von ~ 3 an. Dabei sind im E1- und E3-Kanal kaum Strukturen zu erkennen und im P1-Kanal ein leichter Sprung bei $2 R_j$. Ein leichter Rückgang im Verlauf von VMM bis zum Beginn der kontinuierlichen Messungen bei $2.26 R_j$ zeigt sich auch in den Koinzidenzkanälen. Dann sieht man aber deutliche Strukturen im weiteren Verlauf zu kleineren R_j und ein weit

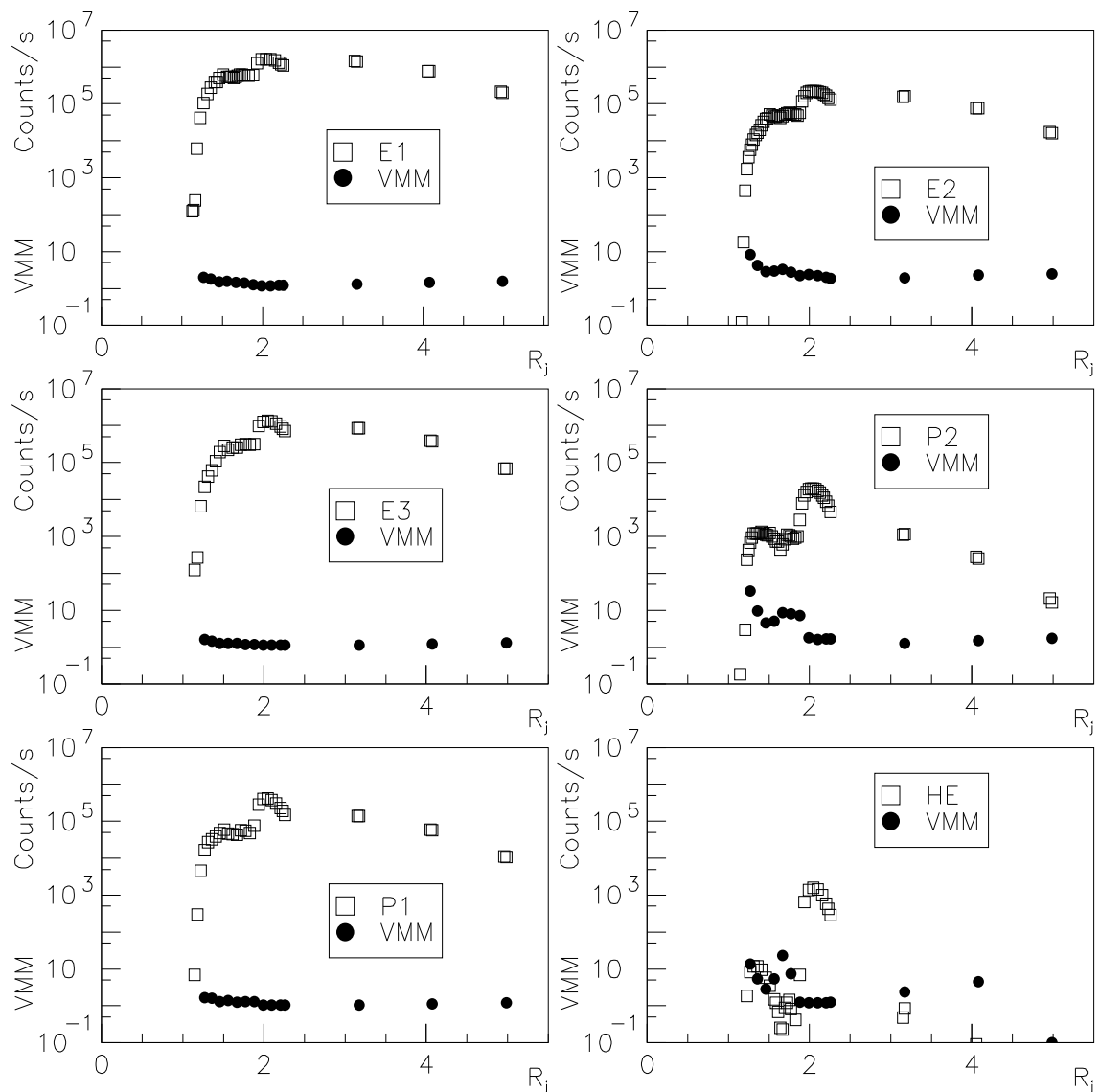


Abbildung 4.11: Der Quotient Maximum/Minimum der Sektorzählraten (VMM) und die omnidirektionalen Zählraten aufgetragen gegen R_j . Die Koinzidenzkanäle (rechte Spalte) zeigen stärkere Änderungen im Verlauf von VMM als die Integralkanäle (linke Spalte) und man sieht deutlich, daß ein Anstieg von VMM erfolgt, wenn die Zählrate sinkt und umgekehrt.

stärkeres Ansteigen am inneren Rand bis auf einen Wert von ~ 20 .

Die Änderungen im Verlauf von VMM sind mit den Sprüngen in der Zählrate korreliert: sinkt die Zählrate, so steigt VMM an und umgekehrt. Das heißt offenbar, daß immer dann, wenn eine hohe Absorption beobachtet wird, die Winkelverteilung schärfer um 90° gebündelt wird (n wird größer) und sich bei ansteigender Zählrate wieder verbreitert (n wird kleiner).

Dieses Verhalten wurde auch bei der Absorption durch Io beobachtet [Tho79] und könnte erklären, warum die Isotropie von außen in Richtung Amalthea/Thebe zunächst zunimmt. Die beobachteten starken Änderungen der Winkelverteilung sind wichtig im Hinblick auf die Anwendbarkeit des in Abschnitt 3.5 beschriebenen Fitverfahrens für die omnidirektionalen Kanäle.

Die starke Ausrichtung der Pitchwinkel um 90° kann daran liegen, daß lokal spiegelnde Teilchen (siehe Abschnitt 4.2.2), die ja einen Pitchwinkel in der Nähe von 90° haben, am wenigsten von der Absorption betroffen sind, da sie keine großen Materieschichten durchdringen. Teilchen

mit einem kleineren Pitchwinkel durchlaufen während ihrer Bounce-Bewegung einen von der Größe des Winkels abhängigen Bereich des Ringes. Dabei bestimmt das Verhältnis von Bounce- zu Driftzeit, wie schnell ein Teilchen den Bereich einer Störung durchquert. Teilchen, deren Bouncezeit relativ groß ist, können während einer halben Bounce-Bewegung so weit driften, daß sie die Mondbahnen vor der nächsten Begegnung quasi überspringen. Dieser Effekt wird auch als „leapfrogging“ bezeichnet und führt zu einer Energieabhängigkeit der Absorption im Bereich der Monde.

Interessant ist auch, ob sich in den Absorptionsbereichen neben der Pitchwinkelverteilung auch der Spektralindex der Verteilung ändert.

Spektralindex und Teilchenzusammensetzung

Aus der Simulation ist bekannt, daß die Zählkanäle nicht selektiv auf einzelne Teilchensorten ansprechen, d.h. eine Aussage über die absolute Teilchenintensität ist schwierig. Die Intensität muß in etwa dem Verlauf der Zählkanäle folgen, kann jedoch, da es sich um Zählraten von Teilchengemischen handelt, für die einzelnen Teilchensorten unterschiedlich verlaufen. Berechnet man sich mit Hilfe der Simulation die Zählratenverhältnisse der EPI-Kanäle in Abhängigkeit vom Spektralindex γ , so kann man durch Vergleich mit den gemessenen Verhältnissen eine Abschätzung über die Teilchenzusammensetzung und den Spektralindex erhalten, da das I_0 bei der Quotientenbildung herausfällt.

Abbildung 4.12 zeigt für Elektronen und Protonen den berechneten Verlauf von $P1/E1$, $P2/E2$ und $P3/E2$ aufgetragen gegen den Spektralindex γ . Die Kurven von Protonen und

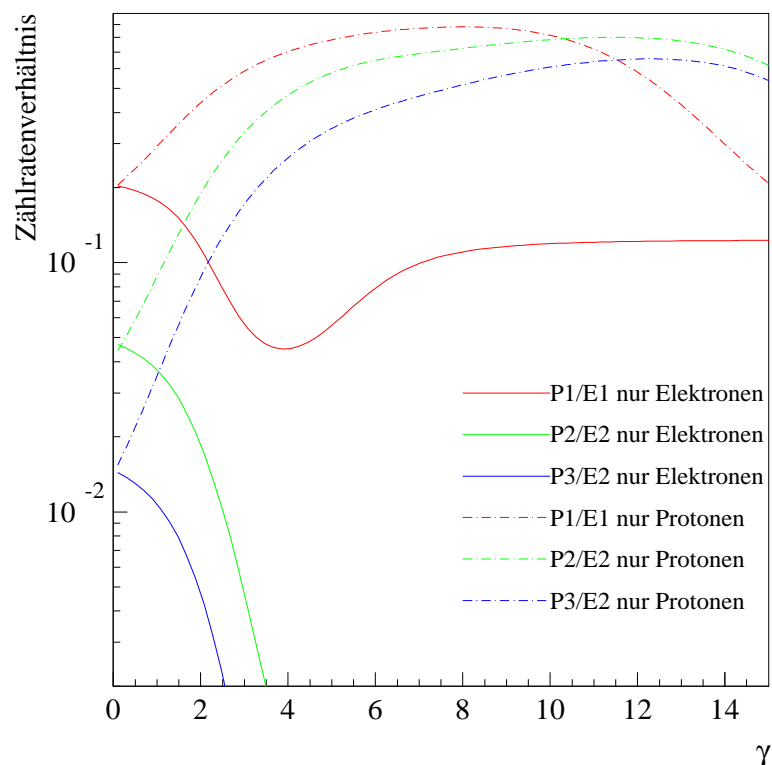


Abbildung 4.12: Für Elektronen und Protonen ist der mit der Simulation berechnete Verlauf von $P1/E1$, $P2/E2$ und $P3/E2$ aufgetragen gegen den Spektralindex γ .

Elektronen zeigen deutliche Unterschiede. Die Protonenkurven steigen mit zunehmendem γ an, laufen durch ein Maximum und fallen dann wieder ab. Die Kurven $P2/E2$ und $P3/E2$ für Elektronen dagegen fallen schnell ab, während die $P1/E1$ Kurve zunächst abfällt, durch ein

Minimum geht und dann wieder ansteigt.

Man kann nun die Maxima und Minima der Kurven benutzen, um eine Abschätzung der Teilchenzusammensetzung in den Meßdaten zu erhalten. Der sich aus den Flugdaten ergebende Verlauf von $P1/E1$, $P2/E2$ und $P3/E2$ ist in Abbildung 4.13 gegen den R_j -Wert aufgetragen. Die Maxima und Minima der berechneten Verläufe aus Abbildung 4.12 sind als waagerechte

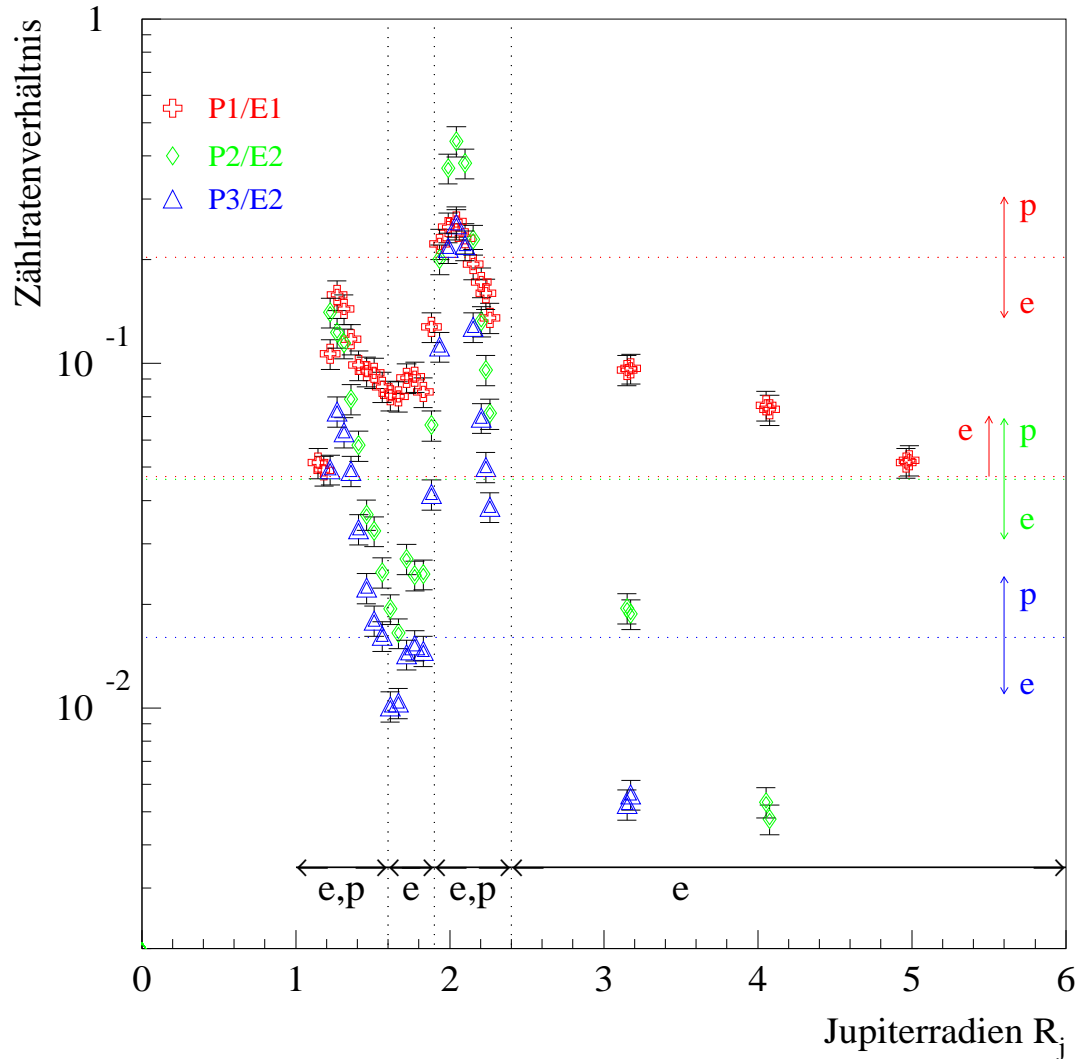


Abbildung 4.13: **Gemessene Verhältnisse von $P1/E1$, $P2/E2$ und $P3/E2$ aufgetragen gegen den R_j -Wert.** Die Maxima und Minima der berechneten Verläufe aus Abbildung 4.12 sind als waagerechte Linien in der entsprechenden Farbe eingezeichnet. Die untere blaue Linie gehört zum Verhältnis $P3/E2$, die grüne Linie zum Verhältnis $P2/E2$ und die roten Linien zum Verhältnis $P1/E1$. Die Pfeile rechts in der Abbildung zeigen für das entsprechende Verhältnis in die Richtung, in der das Verhältnis von der neben dem Pfeil angegebenen Teilchensorte erzeugt wird. So sind die Verhältnisse im Bereich von $6 - 2.4 R_j$ von Elektronen allein zu erzeugen, im Bereich von $1.9 - 2.4 R_j$ dagegen sind auch Protonen notwendig, um die beobachteten Verhältnisse zu erzeugen. Die so entstehenden Bereiche sind im unteren Teil der Abbildung mit Pfeilen verdeutlicht.

Linien in der entsprechenden Farbe eingezeichnet. Die untere blaue Linie gehört zum Verhältnis $P3/E2$, die grüne Linie zum Verhältnis $P2/E2$ und die roten Linien zum Verhältnis $P1/E1$. Die Pfeile rechts in der Abbildung zeigen für das entsprechende Verhältnis in die Richtung, in der das Verhältnis von der neben dem Pfeil angegebenen Teilchensorte erzeugt wird.

Zwischen dem Beginn der Messungen und der senkrechten Linie bei $2.4 R_j$ liegen die gemess-

senen Werte für $P1/E1$ alle zwischen den beiden roten Linien. Werte in diesem Bereich können aber nur von Elektronen verursacht werden, da Protonen größere Werte erzeugen würden (siehe Pfeile). Entsprechendes gilt für $P2/E2$ und $P3/E2$ in diesem Bereich. Dieser Bereich wurde durch einen waagerechten Pfeil unterhalb der Meßpunkte mit der Bezeichnung e markiert. Der sich anschließende Bereich von $2.4 R_j$ bis $1.9 R_j$ wurde mit e, p bezeichnet, da $P2/E2$ und $P3/E2$ deutlich oberhalb der blauen bzw. grünen Linie liegen und damit Protonen zugeordnet werden müssen, aber $P1/E1$ zum Teil zwischen den roten Linien verläuft, also Elektronen zuzuordnen ist. Im Bereich zwischen $1.9 R_j$ und $1.6 R_j$ liegen die Werte aller Verhältnisse unterhalb der jeweiligen Grenze für Protonen, so daß hier wieder Elektronen die dominante Teilchensorte sind und der Bereich mit e bezeichnet wurde. Im letzten Bereich von $1.6 R_j$ bis zur unteren Grenze der Messungen liegen die Werte von $P1/E1$ im Bereich der Elektronen und die Werte von $P2/E2$ und $P3/E2$ im Bereich der Protonen. Hier sind also wieder beide Teilchensorten vorhanden und der Bereich wurde mit e, p bezeichnet.

Diese Abschätzung zeigt, daß es entlang der EPI-Bahn Bereiche gab, in denen Elektronen die dominante Teilchensorte waren und solche, in denen Elektronen und Protonen beide in merklicher Anzahl vorhanden waren. Über die Anwesenheit von Helium erlaubt dieses Verfahren keine sinnvolle Abschätzung, da die Intensität sehr viel niedriger ist.

Nun kann in den Gebieten, die von Elektronen dominiert werden, eine Abschätzung des Spektralindex vorgenommen werden. Für die Messungen bei 4.98, 4.06 und $3.17 R_j$ erhält man aus Abbildung 4.12 für γ die Werte 3.2, 2.8 und 2.1. Im zweiten elektronendominierten Bereich ergeben sich bei 1.83 , 1.74 und $1.65 R_j$ die Werte 2.4, 2.2 und 2.5 für γ .

Das Elektronenspektrum scheint also mit abnehmender Entfernung zum Jupiter härter (flacher) zu werden und ist im inneren elektronendominierten Bereich an den beiden Zählratenminima offenbar weicher als im Zählratenmaximum.

Nach dieser ausführlichen qualitativen Untersuchung geht es im folgenden Abschnitt um die Bestimmung der absoluten Teilchenintensitäten und des Energiespektrums.

4.4 Absolute Teilchenintensität und Energiespektrum

In diesem Abschnitt sollen die omnidirektionalen Kanäle des EPI-Instruments ausgewertet werden. Dabei wird die Energie- und Intensitätsverteilung durch ein Potenzgesetz der Form

$$I(E) = \frac{dJ}{dE} = I_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\gamma} \quad (4.12)$$

beschrieben (siehe Abschnitt 3.5). Mit E_0 als unterer Grenze des jeweiligen Meßbereiches gilt $I(E_0) = I_0$.

Eine Korrektur auf Zufallskoinzidenzen ist aus den Daten nur für den E2-Kanal möglich, da für alle anderen Kanäle die jeweiligen Einzelzählraten fehlen (siehe Kapitel 3). In der Simulation wurde für alle im Instrument vorkommenden Schwellen das Ansprechen berechnet, so daß für alle Koinzidenzkanäle die entsprechenden Einzelzählraten berechnet werden können. Die Gesamtzählrate der Koinzidenzkanäle ist die Summe aus den jeweiligen Zufallskoinzidenzen und den echten Koinzidenzen. Für P2, P3, HE und HVY ist die Simulation die einzige Möglichkeit, die Größe der Zufallskoinzidenzen abzuschätzen, während beim E2-Kanal ein Vergleich mit den aus den Daten gewonnenen Werten möglich ist.

Da der Winkel ε zwischen Magnetfeld und Spinachse nicht zu stark von 90° abweicht, sollte das in Abschnitt 3.5 beschriebene Fitverfahren zur Berechnung der omnidirektionalen Intensitäten den Spektralindex korrekt bestimmen können, aber für die absolute Intensität I_0 , je

nach Größe des Exponenten n der \sin^n -Verteilung, einen zu niedrigen Wert ermitteln (siehe Abschnitt 3.5).

Die qualitative Untersuchung der Winkelverteilung zeigte eine für die einzelnen Teilchensorten unterschiedlich stark ausgeprägte Anisotropie mit z.T. starken Sprüngen in den Absorptionsbereichen. Für eine verschieden starke Bündelung der Teilchensorten sind auch die in Abschnitt 3.5 beschriebenen $F_k(\alpha_0)$ der Zählkanäle für die Teilchensorten unterschiedlich. Da die Protonen und α -Teilchen in geringerer Intensität vorhanden sind als die Elektronen und zudem die stärkeren Schwankungen in der Winkelverteilung zeigen, ist für diese Teilchensorten die Bestimmung der Parameter I_0 und γ problematisch. Eine Analyse der Fitergebnisse zeigte, daß für Protonen und α -Teilchen eine ausführliche Untersuchung der sektorisierten Daten nötig ist, um zuverlässige Ergebnisse zu erhalten. Da die Untersuchung im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden kann, werde ich hier nur die Ergebnisse für die Elektronen zeigen.

Die Abbildung 4.14 zeigt die aus dem Fit für Elektronen erhaltenen Werte für $I_0(E_0)$ (oben) und γ (unten) aufgetragen als Funktion von R_j . Der Verlauf der Intensitätswerte zeigt einen

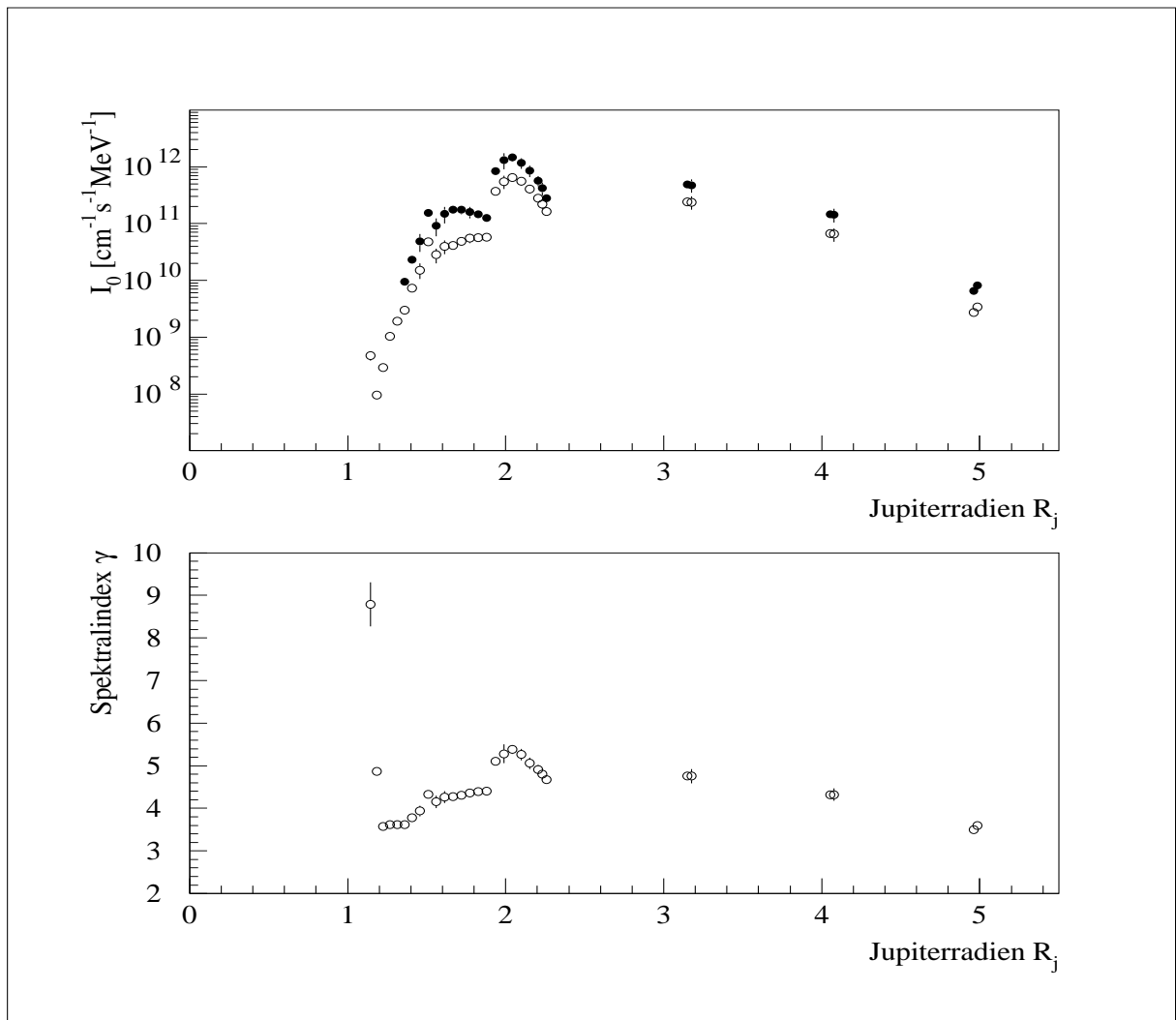


Abbildung 4.14: Für Elektronen aus dem Fit bestimmte Werte für I_0 und γ . In der Abbildung oben sind die aus dem Fit erhaltenen Intensitätswerte $I_0(E_0)$ für $E_0 = 2$ MeV und in unteren Teil die entsprechenden Spektralindices γ für Elektronen aufgetragen als Funktion von R_j . Die ausgefüllten Symbole zeigen die auf Anisotropie korrigierten Intensitätswerte (siehe Text).

ähnlichen Verlauf wie die Zählkanäle, weist jedoch weniger Strukturen auf. Dies bestätigt, das Elektronen weniger von der Absorption betroffen sind.

Berechnet man sich das Verhältnis von Maximum zu Minimum der sektorisierten Kanäle für Elektronen mit der Simulation, kann man eine Abschätzung über die Größe des n -Wertes erhalten. Dies ist jedoch nur eine grobe Abschätzung, da das Verhältnis nicht nur von n , sondern auch vom γ des Spektrums abhängt und zudem empfindlich auf die Teilchensorte reagiert. Man erhält bei 5 R_j ein n_e von 9-11, das innerhalb des Amalthea-Orbits auf Werte von 4-5 zurückgegangen ist und in den Absorptionsbereichen auf Werte von 25-30 ansteigt.

Man kann für diese Werte von n das $F_k(\alpha_0)$ nach Gleichung 3.36 berechnen und dann eine entsprechende Korrektur der Intensitäten durchführen. Die ausgefüllten Symbole in Abbildung 4.14 oben zeigen die korrigierten Intensitäten. Da weniger sektorisierte als omnidirektionale Meßsample vorliegen, wurde an den Zwischenwerten interpoliert. Im starken inneren Abfall ist eine Korrektur nicht sinnvoll, da hier die Zählrate sehr niedrig ist und die gemessenen Werte für VMM sehr groß sind.

Die korrigierte Intensität zeigt im Bereich unterhalb von 2 R_j einen leichten Anstieg, so daß hier möglicherweise die radiale Diffusion über die Synchrotronverluste dominiert, aber erst die Analyse der Sektordaten kann zeigen, ob dieser Anstieg signifikant ist.

Der Spektralindex steigt vom Beginn der Messungen bis zu 3.14 R_j leicht an, ist innerhalb des Amalthea-Orbits aber wieder leicht abgefallen. Dies könnte ein Hinweis darauf sein, daß das Spektrum durch die Absorption im Amalthea-Orbit härter wird, also überwiegend niederenergetische Elektronen absorbiert werden.

Mit Beginn der kontinuierlichen Messungen bei 2.2 R_j steigt der Spektralindex an und zeigt bei 2.0 R_j einen starken Rückgang, fällt danach weiter leicht ab, macht bei 1.5 R_j einen weiteren kleinen Sprung und ab 1.18 R_j steigt das γ steil an.

Im Fall einer ungestörten radialen Diffusion sollte das Spektrum mit abnehmenden R_j -Werten härter werden (siehe Abschnitt 4.2.5). Im Bereich unterhalb von 2.0 R_j ist dies der Fall, aber hier sind die dominierenden Verlustprozesse vom entscheidender Bedeutung. DE PATER et al. [dPG90] kommen zu dem Ergebniss, daß die Verluste durch Coulomb-Streuung für Elektronen in der ganzen inneren Magnetosphäre zu vernachlässigen sind, während Pitchwinkelsteuerung für niederenergetische Teilchen nahe am Jupiter wichtig ist, aber der Ring den stärksten Einfluß auf die Teilchen hat.

Die in den EPI-Ergebnissen festgestellte Abnahme des Spektralindexes ist in Übereinstimmung mit den eben geschilderten Resultaten. Die oben erwähnten Synchrotronverluste sollten allerdings bei Annäherung an den Jupiter zu einem weicherem Spektrum führen [dPG90].

Für einen Vergleich mit den Pioneer 11 Messungen [FMMC75] wurde aus den korrigierten I_0 -Werten die integrale omnidirektionale Intensität $J(> E_u)$ für $E_u = 21$ MeV und $E_o = 1$ GeV berechnet. Sie ist gegeben durch

$$J(> E_u) = \int_{E_u}^{E_o} dE I_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\gamma}. \quad (4.13)$$

In der folgenden Abbildung 4.15 sind die integralen omnidirektionalen Intensitäten für beide Instrumente als Funktion des L-Wertes aufgetragen. Die in dieser Arbeit benutzten L-Werte wurden von MIHALOV [Mih96] zur Verfügung gestellt. Zur Berechnung diente das O6-Modell [Con93]. Die schwarzen Symbole kennzeichnen die EPI- und die roten Symbole die Pioneer-Ergebnisse. Bei VAN ALLEN [VA76] sind aus Pioneer 10 und 11 Messungen erstellte Isokontourplots angegeben. Aus diesem Datensatz wurden entlang der Probenbahn die oben angegebenen Vergleichswerte bestimmt [Mih00]. Die beiden Intensitätsverläufe können nur qualitativ verglichen werden, da die Pioneerdaten nicht mit dem oben erwähnten O6-Modell berechnet wurden, sondern mit einem Magnetfeldmodell, daß einen gekippten, zentrierten Dipol benutzt. Zudem mußte zur Berech-

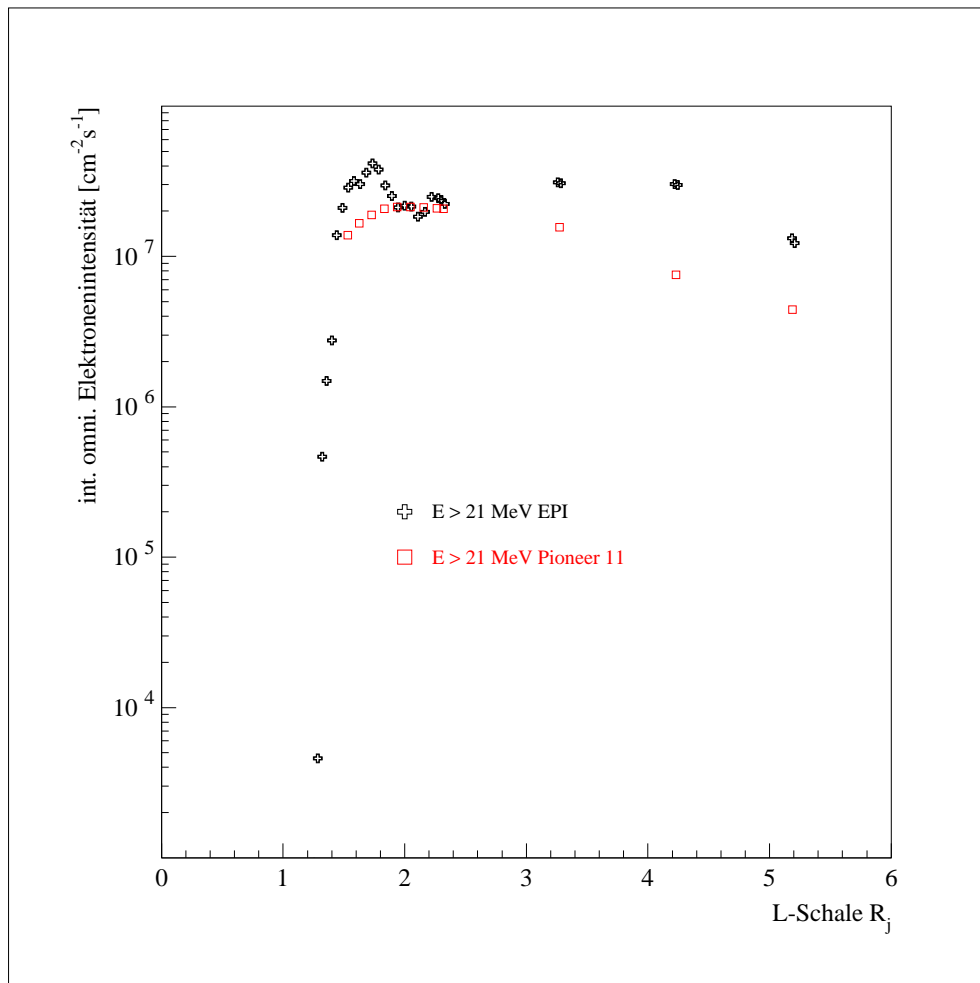


Abbildung 4.15: **Integrale omnidirektionale Intensität von Elektronen, EPI - Pioneer 11.** Die Abbildung zeigt einen Vergleich der aus den EPI Messungen berechneten integralen omnidirektionalen Intensitäten mit den aus den Pioneer 11 Messungen bestimmten Intensitäten für Elektronen mit $E > 21$ MeV.

nung der Isokontourplots auf äquatoriale Intensitäten zurückgerechnet werden. Wegen der stark gegen die Äquatorebene geneigten Flugbahnen der Pioneer Sonden (siehe Anhang) erfordert dies relativ große Korrekturen.

Die vom EPI gemessenen Intensitäten liegen in der gleichen Größenordnung wie die Pioneer Ergebnisse, sind aber insgesamt etwas größer und erreichen ihren Maximalwert bei einem kleineren R_j . Der steile innere Abfall konnte von Pioneer nicht gemessen werden und wird vermutlich durch die zunehmende Wechselwirkung der Teilchen mit Atmosphäre verursacht.

Diese Ergebnisse zeigen, daß die in FSICHER et al. [FPW⁺96] unter Verwendung der nominalen Geometriefaktoren angegebenen integralen omnidirektionalen Intensitäten korrigiert werden müssen.

Die aufgrund eines von MIHALOV entwickelten Verfahrens zur Untersuchung der sektorisierten EPI-Daten in [MFPL00] angegebenen Werte weichen von den hier gezeigten Werten ab, der Spektralindex ist härter und die Intensitäten für Elektronen mit einer Energie > 21 MeV sind etwas kleiner. Diese Unterschiede konnten noch nicht geklärt werden. Hier muß die Auswertung der sektorisierten Daten nach dem hier vorgestellten Verfahren zeigen, wodurch die Unterschiede begründet sind.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

An Bord der Eintauchkapsel (Probe) der GALILEO-Mission befand sich das Kieler Experiment EPI (Energetic Particles Investigation). Es war die Aufgabe von EPI, Intensität, Zusammensetzung und Winkelverteilung der energiereichen Teilchen am inneren Rand des Strahlungsgürtels des Jupiter zu vermessen.

5.1 Spezifische Anforderungen und Probleme der Mission

Der Missionsverlauf und die Durchführung waren durch eine Reihe von ungewöhnlichen Anforderungen charakterisiert:

- Das Instrument fliegt viele Jahre im Inneren der Kapsel ohne Kontrollmöglichkeit.
- Ein wesentliches Ziel der Probe ist die Vermessung der oberen Atmosphäre des Jupiter. Da beim Eintauchen in die Atmosphäre große Beschleunigungskräfte auftreten, müssen alle an Bord befindlichen Instrumente so konzipiert sein, daß sie diesen Bremsschock überstehen ohne andere Instrumente zu gefährden.
- Die begrenzten Ressourcen führen zu einer Beschränkung in Größe, Leistung und Gewicht.
- Für den gesamten Datensatz stehen 7680 Bit zur Verfügung, dies entspricht etwa 14 Zeilen ASCII-Text. Diese Vorgabe verlangt eine geschickte Komprimierung und Darstellung der Daten während des Fluges in der Umgebung des Jupiter.
- Die Auswahl der Meßpunkte mußte vor dem Start programmiert werden unter Berücksichtigung eventueller Abweichungen der Probenankunft vom nominellen Plan. Bei zu frühem Beginn der Messungen ist der Proben Speicher voll, bevor der innere Rand erreicht wird, und bei zu spätem Beginn ist die Intensität der Strahlung durch die Abschwächung am inneren Rand bereits so weit abgesunken, daß keine Teilchen mehr registriert werden können. Es werden Vergleichsmessungen zwischen dem Io-Orbit und $3 R_j$ vorgesehen, aber der Hauptteil der Messungen soll bei $2.3 R_j$ beginnen und den inneren Bereich des Strahlungsgürtels vermessen, in dem noch kein Raumfahrzeug gewesen ist.
- Von den Pioneer-Messungen ist bekannt, daß mit extrem hohen Teilchenintensitäten von 10^6 Teilchen pro cm^2 zu rechnen ist (siehe Abschnitt 2.4).
- Diese hohen Intensitäten erfordern den Einsatz sehr kleiner Detektoren und den Verzicht auf eine aktive Abschirmung.
- Wegen der beschriebenen Eintauchphase ist die Probe mit einem Hitzeschild ausgerüstet, der wegen der hohen mechanischen und thermischen Belastung die Verwendung eines Meßfensters für das EPI nicht zuläßt. Die Messungen erfolgen innerhalb des Hitzeschildes.

5.2 Ergebnisse dieser Arbeit

Unter diesen Randbedingungen wurde das EPI konzipiert und entwickelt. Das Instrument arbeitet nach dem Prinzip des Teilchenteleskops (siehe Abb. 3.2) und ist aus zwei Halbleiterdetektoren und einem Absorber zur Meßbereichserweiterung aufgebaut, die von einer passiven Abschirmung umgeben sind (Abb. 3.7).

Der Nachweis geladener Teilchen erfolgt durch die Bestimmung der Energieverluste in den einzelnen Detektoren. Die Wechselwirkungen geladener Teilchen mit Materie werden durch die BETHE-BLOCH-Beziehung (Gl. 3.1) beschrieben. Die in den Detektoren gemessenen Energieverluste werden über Diskriminatorschwellen verschiedenen integralen Meßkanälen zugeordnet (dE/dx-dE/dx-Methode, S. 21).

Die Ansprechfunktionen des EPI

Während der Konzeptionsphase des EPI wurden idealisierte Ansprechfunktionen bei der Festlegung der Energiebereiche zugrunde gelegt. Die Analyse der an verschiedenen Teilchenbeschleunigern durchgeführten Eichmessungen zeigte, daß die sehr kleinen Detektoren nicht zu vernachlässigende, exemplarabhängige Randeffekte aufweisen, und daß die Zählkanäle nicht wie erwartet auf die verschiedenen Teilchensorten reagieren.

Mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen wurde ein Modell des Instruments entwickelt, daß die Randeffekte berücksichtigt (siehe Abschnitt 3.3.2). Ein an die Flugdetektoren angepaßtes Modell (S. 34) wurde im Rahmen dieser Arbeit benutzt, um das Ansprechvermögen der Zählkanäle auf Elektronen, Protonen und α -Teilchen mit Hilfe der Simulation zu bestimmen. Dabei wurden der energieabhängige Geometriefaktor $G(E)$ und die energie- und winkelabhängige äquivalente Fläche $Fq(E, \theta)$ benutzt, um das Instrumentverhalten zu beschreiben (siehe Abschnitt 3.3.1).

Die Absorption und Streuung im Hitzeschild führt zu einer Anhebung der unteren Meßgrenze, einem generellen Rückgang des $G(E)$ und einem relativen Rückgang der seitlich einfallenden Teilchen (Abb. 3.14, 3.20) und der Hitzeschild stellt eine zusätzliche Quelle von Teilchen dar (Abb. 3.19).

Die Untersuchung zeigt deutlich die Probleme, die sich aus der Definition der Meßkanäle über integrale Schwellen ergibt (siehe Abschnitt 3.3.3):

- Elektronen werden in allen Kanälen außer HE und HVY registriert (Abschnitt 3.5, Abb. D.1).
- Protonen werden in allen Kanälen außer HVY registriert (Abschnitt 3.5, Abb. D.4).
- α -Teilchen werden in allen Kanälen registriert (Abschnitt 3.5, Abb. D.7).

Es ist somit keine generelle Zuordnung der Zählkanäle zu bestimmten Teilchensorten möglich und die Ermittlung der Anteile der verschiedenen Teilchensorten an den Zählraten der Meßkanäle ist schwierig. Zusätzlich verkompliziert wird die Situation dadurch, daß das Instrument um die Probenachse rotiert. Dies hat zur Folge, daß die Winkelverteilungen verschmiert werden.

Wird eine Energie- und Winkelverteilung vorgegeben, so kann man unter Verwendung der $G(E)$ und der $Fq(E, \theta)$ die sich ergebenden Zählraten berechnen und mit den gemessenen Werten vergleichen. Auf dieser Basis wurde ein Fitverfahren entwickelt und gezeigt, daß es möglich ist, die Parameter der Teilchenverteilung für die einzelnen Teilchensorten zu bestimmen (Abschnitt 3.5).

Die Anwendung dieses Verfahrens auf die sektorisierten Daten berücksichtigt alle Parameter, aber die Rechnungen sind so umfangreich, daß sie den Rahmen dieser Arbeit übersteigen.

Das Verfahren für die omnidirektionalen Kanäle liefert aufgrund der Mittelung über die Winkelabhängigkeit der Strahlung systematisch zu kleine Werte für die Intensität, kann aber den Spektralindex richtig bestimmen (Abschnitt 3.5). Aus der Anisotropie der sektorisierten Daten kann mit Hilfe der Simulation eine Abschätzung des Fehlers in der Intensität gewonnen und zu deren Korrektur benutzt werden (Abschnitt 4.4).

Untersuchung der Flugdaten

Die Korrektur der Flugdaten auf Totzeitverluste lieferte nur in den Bereichen mit der höchsten Zählrate einen merklichen Beitrag (Abschnitt 4.1.2), die mögliche Pulsaufstockung im P1-Kanal konnte auf kleiner 2% der E1-Zählrate abgeschätzt (Abschnitt 4.1.3) und Zählerüberläufe ausgeschlossen werden (Abschnitt 4.1.1).

Für den E2-Kanal wurden die Zufallskoinzidenzen berechnet. Sie verursachen im Bereich der höchsten Zählraten ca. 80 % der Koinzidenzzählrate. Für die übrigen Kanäle müssen die Zufallskoinzidenzen in dem Fitverfahren mit berechnet werden (Abschnitt 4.1.4).

Die präzise Ankunft der Probe machte eine Verschiebung in der Datenerfassung unnötig und es zeigte sich, daß die Meßsample nahezu ideal ausgewählt wurden (Abb. 4.7). Die qualitative Übersicht (Abschnitt 4.3.1) zeigt, daß die gemessenen Strukturen im Bereich der inneren Monde und des Ringes liegen.

Die im HVY-Kanal gemessene Zählrate konnte auf ein Übersprechen des HE-Kanals zurückgeführt werden (Abschnitt 4.1.3).

Die Elektronen sind mit deutlich größerer Intensität vorhanden als die Protonen und dominieren damit die Kanäle E1-E3 und den P1-Kanal, während der P2- und P3-Kanal von Protonen und der HE-Kanal von α -Teilchen dominiert wird. Die Absorption wirkt sich auf die verschiedenen Teilchensorten unterschiedlich stark aus (Abb. 4.9).

Der Rückgang der Zählraten von 2 R_j zu größeren R_j -Werten ist auf den Einfluß von Amalthea und Thebe zurückzuführen (Abb. 4.9) und stimmt mit den Pioneer 11 Messungen überein.

Für die im Ringbereich gemessene Struktur unterhalb von 1.8 R_j liegen keine Vergleichsmessungen vor. Es zeigt sich, daß die Minima der Zählraten, die im HE-Kanal besonders deutlich ausgeprägt sind, im Bereich von Adrathaea/Metis bzw. im dichteren Bereich des Halo-Ringes liegen (Abb. 4.8).

Die Winkelverteilung wird in den Absorptionsbereichen schmaler und verbreitert sich mit zunehmender Zählrate wieder (Abb. 4.11).

Durch die Untersuchung von Zählratenverhältnissen der Kanäle konnte eine Abschätzung für die Teilchenzusammensetzung angegeben werden (Abb. 4.13).

Für die Elektronen konnte der radiale Verlauf der absoluten Intensität und des Spektralindex angegeben werden. Ein Vergleich mit den Pioneer Messungen zeigt, daß die gleiche Größenordnung vorliegt.

5.3 Ausblick

Die bisherigen Ergebnisse zeigen, daß die Analyse der EPI-Daten sehr aufwendig ist, aber da in näherer Zukunft keine weitere Mission zum Jupiter geplant ist, ist der Aufwand gerechtfertigt.

Der nächste Schritt sollte die vollständige Auswertung der sektorisierten Daten sein mit dem Ziel, die Winkelverteilung für alle drei gemessenen Teilchensorten zu erhalten. Steht die differentielle Intensität zur Verfügung, kann die Phasenraumdicke für verschiedene Werte von I_1 berechnet werden. Durch einen Vergleich mit theoretischen Modellen (siehe Abb. 4.6) kann der Einfluß der verschiedenen Verlustprozesse untersucht werden.

In Verbindung mit den vom Galileo-Orbiter gelieferten Daten zum Magnetfeld und der Teilchenverteilung in der Umgebung des Jupiter, können die EPI-Messungen einen wichtigen Beitrag zur Beschreibung der Jupitermagnetosphäre liefern.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Von Voyager 1 gemachte Aufnahme vom Jupiter.	5
2.1	Schematische Darstellung der Erdmagnetosphäre	10
2.2	Die Magnetosphäre des Jupiter in einer vereinfachten Darstellung	11
2.3	Plasma- und Teilchenpopulationen der Erdmagnetosphäre	13
2.4	Bahnen der im Strahlungsgürtel gefangenen Teilchen	14
2.5	Die innere Jupitermagnetosphäre mit Radioquellen.	15
2.6	Von Pioneer-11 gemessene Teilchenintensitäten.	17
3.1	Mittlerer spezifischer Energieverlust in Silizium.	20
3.2	Der prinzipielle Aufbau des EPI-Teilchenteleskops.	22
3.3	Mittlerer Energieverlust für Protonen und α -Teilchen in den EPI-Detektoren.	23
3.4	ΔE Detektor B gegen ΔE Detektor A für Protonen und α -Teilchen in den EPI-Detektoren.	24
3.5	Einbaulage des EPI-Instruments auf der Probe.	26
3.6	Photo des Instruments.	27
3.7	Schnittbild des Sensors.	28
3.8	Blockbild der EPI-Elektronik.	29
3.9	Schematische Darstellung des Zählerverhaltens.	31
3.10	Zählratenverlauf für verschiedene Zählertypen.	32
3.11	Modelldetektordicke $d(r)$	36
3.12	Schnittbild des geometrischen Modells	37
3.13	ΔE Det B gegen ΔE Det A aus GEANT-Rechnungen	39
3.14	Die äquivalente Fläche $Fq_{p,E1}(E, \theta)$ des E1-Kanals für Protonen.	41
3.15	Geometrie der Sektormessungen.	42
3.16	Einfallswinkel θ gegen Drehwinkel ϕ und Fq des E1-Kanals für $E = 75$ MeV und $E = 125$ MeV.	43
3.17	Fq aufgetragen gegen den Drehwinkel ϕ und Sektordiagramm.	44
3.18	Skizze der Probe und des Probenmodells.	45
3.19	Teilchenpopulation innerhalb der Probe.	46
3.20	Die äquivalente Fläche $f q_{p,E1}(E, \theta)$ des E1-Kanals für Protonen.	48
3.21	Der energieabhängige Geometriefaktor $G(E)$ der EPI-Kanäle für Protonen.	50
3.22	Lage der Achsen und Winkel bei den Sektormessungen.	53
3.23	Sektorzählrate für verschiedene n berechnet für Protonen.	55
4.1	Die Zählraten der 8 omnidirektionalen EPI-Zählkanäle.	57
4.2	Das $G(E)$ für den HE- und den HVY-Kanal für α -Teilchen.	60
4.3	Die totzeitkorrigierten Zählraten der 8 omnidirektionalen EPI-Zählkanäle.	62
4.4	Das (r, λ) und (B, r_0) Koordinatensystem.	65
4.5	Diffusionsprozesse.	66
4.6	Theo. Verlauf der Phasenraumdichte im Bereich $1.1 < L < 2$	67
4.7	Zählraten und Seitenansicht des Jupitersystems.	68

4.8	Zählraten und Ringsystem in gespreizter Darstellung.	69
4.9	Radialer Verlauf ausgewählter Zählkanäle.	71
4.10	Sektorzählraten des P2-Kanals.	73
4.11	Maximum/Minimum der Sektorzählraten.	74
4.12	Simulierte Verhältnisse von $P1/E1$, $P2/E2$ und $P3/E2$ aufgetragen gegen γ . . .	75
4.13	Gemessene Verhältnisse von $P1/E1$, $P2/E2$ und $P3/E2$ aufgetragen gegen den R_j -Wert.	76
4.14	I_0 und γ für Elektronen aufgetragen gegen R_j	78
4.15	Integrale omnidirektionale Intensität von Elektronen, EPI - Pioneer 11.	80
A.1	Leckströme und Sensortemperatur	94
A.2	Abschätzung des durch Teilcheneinfall verursachten Leckstromanteils.	95
A.3	Aus dem durch Teilcheneinfall verursachten Stromanteil berechnete Zählraten. . .	96
B.1	Der Galileo Orbiter.	98
B.2	Die Galileo Probe.	99
B.3	Die Galileo VEEGA Bahn zum Jupiter.	99
B.4	Die Zählerstände der omnidirektionalen EPI-Kanäle.	103
C.1	Polardiagramme der Sektordaten.	112
C.2	Polardiagramme der Sektordaten.	113
C.3	Polardiagramme der Sektordaten.	114
D.1	$G(E)$ für Elektronen, E1-HVY.	116
D.2	$F_q(\theta)$ für Elektronen, E1-HVY.	117
D.3	$F_q(E, \theta)$ für Elektronen, E1-HVY.	118
D.4	$G(E)$ für Protonen, E1-HVY.	119
D.5	$F_q(\theta)$ für Protonen, E1-HVY.	120
D.6	$F_q(E, \theta)$ für Protonen, E1-HVY.	121
D.7	$G(E)$ für α -Teilchen, E1-HVY.	122
D.8	$F_q(\theta)$ für α -Teilchen, E1-HVY.	123
D.9	$F_q(E, \theta)$ für α -Teilchen, E1-HVY.	124
E.1	Probenbahn in heliozentrischen Koordinaten.	125
E.2	Flugbahnen von Pioneer 10 und 11 in Jupiter zentrierten Koordinaten.	125

Tabellenverzeichnis

3.1	Bedeutung häufig benutzter Abkürzungen	19
3.2	Die Definition der Meßkanäle	26
3.3	Energiebereiche des EPI-Instruments	27
3.4	Geometriefaktoren G für die Kanäle E1, E2 und E3	42
3.5	Geometriefaktoren mit und ohne Hitzeschild für die Kanäle E1, E2 und E3	47
4.1	Daten der EPI-Zähler	58
4.2	Wahrscheinlichkeiten für Mehrfachereignisse	59
4.3	EPI Koinzidenzbedingungen	61
C.1	Totzeitkorrigierte Zählraten der omnidirektionalen Kanäle.	105
C.2	Totzeitkorrigierte Zählraten der sektorisierten Kanäle.	107
C.3	Housekeeping Daten.	110
C.4	L-Werte.	111

Literaturverzeichnis

- [AIA83] *AIAA '83. Project Galileo Mission and Spacecraft Design (Invited Session). AIAA 21st Aerospace Sciences Meeting, January 10–13, 1983/Reno, Nevada.* American Institute of Aeronautics and Astronautics, New York, 1983. (JPL D-0518).
- [ASGD94] Computing Application Software Group und Networks Division. *GEANT, Detector Description and Simulation Tool.* CERN, CH-1211 Geneva 23, Switzerland, 1994.
- [BA53] H. A. Bethe und J. Ashkin. *Passage of Radiations through Matter*, volume 1 aus *Experimental Nuclear Physics*. John Wiley & Sons, New York, 1953.
- [Bac96] J. Bach. Private Mitteilung zur Datenverarbeitung, 1996.
- [BB64] W. H. Barkas und M. J. Berger. Tables of Energy Losses and Ranges of Heavy Charged Particles. In *Studies in Penetration of Charged Particles in Matter*, S. 103–172. National Academy of Sciences — National Research Council, Washington, D.C., 1964.
- [BBF⁺] R. Behrends, H. G. Börst, H. Fischer, V. Fleißner und J. D. Mihalov. *Galileo Probe Projekt, EPI-Eichmessungen.*
- [BE83] A. Brekke und A. Egeland. *Nothern Lights*. Springer, Berlin, 1983.
- [Bel87] J. W. Belcher. The Jupiter-Io connection: an Alfvén engine in space. *Science* 238, 170–176, 1987.
- [BFF⁺81] H.-G. Boerst, H. Fischer, V. Fleißner, W. Kort, J. D. Mihalov, G. Salzmann und R. Scherzer. *CRITICAL DESIGN REVIEW DATA PACKAGE for ENERGETIC PARTICLES INVESTIGATION (EPI) on the GALILEO PROBE, SEPTEMBER 28/29 1981.* Institut für Reine und Angewandte Kernphysik, Kiel, 1981.
- [BM73] N. Brice und T. R. McDonough. Jupiter's radiation belts. *Icarus* 18, 206–219, 1973.
- [Boe] H. G. Boerst. Laborbuch.
- [Bro74] R. A. Brown. Optical line emission from Io. In C. Woszczyk, A. & Iwaniszewska (Hrsg.), *IAU-Symposium 65: Exploration of the Planetary System*. Reidel, D., Hingham, Mass., 1974.
- [Bü71] H. Büker. *Theorie und Praxis der Halbleiterdetektoren für Kernstrahlung*. Springer, Berlin, Heidelberg, New York und Bergmann, München, 1971.
- [BVA76] D. N. Baker und J. A. Van Allen. Energetic Electrons in the Jovian Magnetosphere. *J. Geophys. Res.* 81, Nr. 4, 617–632, 1976.
- [CDA83] T. D. Carr, M. D. Desch und K. Alexander, J. Phenomenology of magnetospheric radio emissions. In A. J. Dessler (Hrsg.), *Physics of the Jovian Magnetosphere*. Cambridge University Press, Cambridge, 1983.

- [Con93] J. E. P. Connerney. Magnetic fields of the outer planets. *J. Geophys. Res.* 98, 18659–18679, 1993.
- [Den93] R. Dendy (Hrsg.). *Plasma Physics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1993.
- [Des83] A. J. Dessler (Hrsg.). *Physics of the Jovian Magnetosphere*. Cambridge University Press, Cambridge, 1983.
- [dP81] I. de Pater. Radio maps of Jupiter's radiation belts and planetary disk at 6 cm. *Astron. Astrop.* 93, 370–381, 1981.
- [dP86] I. de Pater. Jupiter's belt-zone structure at radio wavelengths.ii. *Icarus* 68, 344–365, 1986.
- [dP90] I. de Pater. Radio images of the planets. *An. Rev. Astron. Astrop.* 28, 347–399, 1990.
- [dPD86] I. de Pater und J. R. Dickel. Jupiter's belt-zone structure at radio wavelengths.i. *Astrophys. J.* 308, 459–471, 1986.
- [dPG90] I. de Pater und C. K. Goertz. Radial Diffusion models of Energetic Electrons and Jupiter's Synchrotron Radiation 1. steady state solution. *J. Geophys. Res.* 95, Nr. A1, 39–50, 1990.
- [dPG94] I. de Pater und C. K. Goertz. Radial Diffusion models of Energetic Electrons and Jupiter's Synchrotron Radiation 2. time variability. *J. Geophys. Res.* 99, Nr. A2, 2271–2287, 1994.
- [EPI84] *Energetic Particles Investigation (EPI) on board the Galileo-Probe, Particle Environment in the Inner Jovian Magnetosphere, Instrument Description*. Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, November 1984.
- [FAW77] H. M. Fischer, V. W. Auschrat und G. Wibberenz. Angular Distribution and Energy Spektra of Protons of Energy $5 \leq e \leq 50$ MeV at the Lower Edge of the Radiation Belt in Equatorial Latitudes. *J. Geophys. Res.* 82, Nr. 4, 537–547, 1977.
- [FJ91] V. Fleißner und F. J. Jakobs. Meßprotokolle und private Mitteilung zu den am IFKKI durchgeführten Detektoreichmessungen mit α -Teilchen, 1991.
- [FJWW80] H. M. Fischer, V. Jentsch, H. Westphalen und G. Wibberenz. *GALILEO PROBE, Energetic Particles Investigation EPI, Instrument Description and Anticipated New Results*. Institut für Reine und Angewandte Kernphysik, Kiel, 1980. (IFKKI 80/5).
- [FML⁺92] H. M. Fischer, J. D. Mihalov, L. J. Lanzerotti, G. Wibberenz, K. Rinnert, F. O. Gliem und J. Bach. Energetic Particles Investigation (EPI). *Space Science Rev.* 60, 79–90, 1992.
- [FMMC75] R. W. Fillius, C. E. McIlwain und A. Mogro-Campero. Radiation belts at Jupiter: a second look. *Science* 188, 465–468, 1975.
- [FPA⁺96] L. A. Frank, W. R. Paterson, K. L. Ackerson, V. M. Vasyliunas, F. V. Coroniti und S. J. Bolton. Plasma observations at io with the galileo spacecraft. *Science* 274, Nr. 5286, 394–395, October 1996.

- [FPW⁺96] H. M. Fischer, E. Pehlke, G. Wibberenz, L. J. Lanzerotti und J. D. Mihalov. High-Energy Charged Particles in the Innermost Jovian Magnetosphere. *Science* 272, 856–858, 1996.
- [Geh76] T. Gehrels (Hrsg.). *Jupiter*. University of Arizona Press, Tucson, 1976.
- [Gre79] G. Green. *Das Verhalten von ladungsempfindlichen Vorverstärkern bei hohen Detektorimpulsraten*. Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1979. (IFKKI Gelbe Reihe).
- [GSM96] T. L. Garrad, E. C. Stone und N. Murphy. Effects of absorption by io on composition of energetic heavy ions. *Science* 274, Nr. 5286, 393–394, October 1996.
- [GZL89] F. Genova, P. Zarka und A. Lecacheux. Jupiter decametric radiation. In M. J. S. Belton und J. West, R. A. & Rahe (Hrsg.), *Time-variable Phenomena in the Jovian System*. NASA, NASA, Washington DC, 1989.
- [Har92] J. K. Hargreaves. *The solar-terrestrial environment*. Cambridge University Press, Cambridge, 1992.
- [Her66] G. Hertz (Hrsg.). *Lehrbuch der Kernphysik*. Verlag Werner Dausien, Hanau/Main, 1966.
- [Hoo89] K. D. Hoop. *Rechnersimulation der Protonen-Eichmessungen für das Kieler Experiment an Bord der Raumsonde Galileo-Probe*. Staatsexamensarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1989. (IFKKI Gelbe Reihe 90/1).
- [Jos47] R. Jost. Bemerkungen zur mathematischen Theorie der Zähler. *Helv. Phys. Acta* 20, 173, 1947.
- [Jup76] *Jupiter Charged-Particle Environment For Jupiter Orbiter Probe 1981/1982 Mission (Revised)*. NASA National Aeronautics and Space Administration, Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology und Ames Research Center, Pasadena und Moffett Field, California, 1976.
- [Kal98] M. B. Kallenrode. *Space Physics*. Springer, Berlin, 1998.
- [Kep90] E. Keppler. *Sonne, Monde und Planeten - Was geschieht in unserem Sonnensystem*. Piper, München, 1990.
- [Ker71] W. Kertz. *Einführung in die Geophysik, I und II*. BI Hochschultaschenbücher, Bibliographisches Institut, Mannheim, 1971.
- [Kip75] C. Kippenhahn, R. und Möllenhoff. *Elementare Plasmaphysik*. BI-Wissenschaftsverlag, Mannheim, 1975.
- [KKW⁺96] M. G. Kivelson, K. K. Khurana, R. . Walker, J. Warnecke, C. . Russell, J. . Linker, D. . Southwood und C. Polanskey. Io's interaction with the plasma torus: Galileo magnetometer report. *Science* 274, Nr. 5286, 396–398, October 1996.
- [Kle84] K. Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Teubner, Stuttgart, 1984.
- [Kno79] G. F. Knoll. *RADIATION DETECTION AND MEASUREMENT*. John Wiley & Sons, New York, 1979.

- [Kow70] E. Kowalski. *Nuclear Electronics*. Springer, New York, Heidelberg, 1970.
- [KR95] M. G. Kivelson und C. T. Russell (Hrsg.). *Introduction to Space Physics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1995.
- [Lan95] K. R. Lang. *Sun, earth and sky*. Springer, Berlin, 1995.
- [MBFH90] M. Mendillo, J. Baumgardner, B. Flynn und W. J. Hughes. The extended sodium nebula of Jupiter. *Nature* 348, 312–314, 1990.
- [MC76] A. Mogro-Campero. Absorption of radiation belt particles by the inner satellites of jupiter. In T. Gehrels (Hrsg.), *Jupiter*. The University of Arizona Press, Tucson, 1976.
- [McI61] C. E. McIlwain. Coordinates for mapping the distribution of Magnetically Trapped Particles. *J. Geophys. Res.* 66, Nr. 11, 3681–3691, 1961.
- [MFB92] M. Mendillo, B. Flynn und J. Baumgardner. Imaging observations of Jupiter's sodium magneto-nebula during the Ulysses encounter. *Science* 257, 1510–1512, 1992.
- [MFPL00] J. D. Mihalov, H. M. Fischer, E. Pehlke und L. J. Lanzerotti. Energetic Electron Measurements from the Galileo Jupiter Probe. zur Veröffentlichung angemeldet, 2000.
- [Mih96] J. D. Mihalov. Private Mitteilung, 1996.
- [Mih00] J. D. Mihalov. Private Mitteilung, 2000.
- [Mol48] G. Molière. Theorie der Streuung geladener schneller Teilchen II. Mehrfach- und Vielfachstreuung. *Z. f. Naturforschung* 3a, 78–97, 1948.
- [MPS83] R. B. McKibben, K. R. Pyle und J. A. Simpson. Pioneer 11 Observations of Trapped Particle Absorption by Amalthea. *J. Geophys. Res.* 88, Nr. A1, 36–44, 1983.
- [MRT68] H. D. Maccabee, M. R. Raju und C. A. Tobias. Fluctuations of Energy Loss by Heavy Charged Particles in Thin Absorbers. *Phys. Rev.* 165, Nr. 2, 469–474, 1968.
- [MS69] P. Marmier und E. Sheldon. *Physics of Nuclei and Particles (Vol. 1)*. Academic Press, New York, London, 1969.
- [MST79] F. B. McDonald, A. W. Schardt und J. H. Trainor. *Energetic Protons in the Jovian Magnetosphere*. NASA National Aeronautics and Space Administration, Goddard Space Flight Center, Greenbelt (Maryland), 1979. (NASA Technical Memorandum).
- [MST80] F. B. McDonald, A. W. Schardt und J. H. Trainor. If you've seen one Magnetosphere, you haven't seen them all: Energetic Particle observations in the Saturn magnetosphere. Goddard Space Flight Center, July 1980.
- [Mü73] J. W. Müller. Dead-time problems. *Nucl. Inst. and Meth.* 112, 47–57, 1973.
- [Mü74] J. W. Müller. Some formulae for a dead-time-distorted poisson process. *Nucl. Inst. and Meth.* 117, 401–404, 1974.
- [Neu66] H. Neuert. *Kernphysikalische Meßverfahren*. G. Braun, Karlsruhe, 1966.

- [OAJ⁺93] W. O'Neil, N. E. Ausman, Jr., T. V. Johnson, M. R. Landano und J. C. Marr. PERFORMING THE GALILEO JUPITER MISSION WITH THE LOW-GAIN ANTENNA (LGA) AND AN ENROUTE PROGRESS REPORT. IAF, 1993.
- [OALS95] W. O'Neil, N. E. Ausman, Jr., M. R. Landano und M. A. Smith. Galileo On Jupiter Approach. IAF, 1995.
- [O'N90] W. O'Neil. AIAA 90-3854 Project Galileo. AIAA, 1990.
- [Pay69] M. G. Payne. Energy Straggling of Heavy Charged Particles in Thick Absorbers. *Phys. Rev.* 185, Nr. 2, 611 ff., 1969.
- [PC85] M. Paonessa und A. F. Cheng. A theory of satellite sweeping. *J. Geophys. Res.* 90, Nr. A4, 3428–3434, 1985.
- [Peh88] E. Pehlke. *Auswertung von Protonen-Eichmessungen für das Kieler Experiment an Bord der Raumsonde GALILEO*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1988.
- [PMS83] K. R. Pyle, R. B. McKibben und J. A. Simpson. Pioneer 11 Observations of Trapped Particle Absorption by the Jovian Ring and the Satellites 1979, J1, J2, and J3. *J. Geophys. Res.* 88, Nr. A1, 45–48, 1983.
- [RO70] B. Rossi und S. Olbert. *Introduction to the Physics of Space*. McGraw-Hill Book Comp., New York, 1970.
- [Roe70] J. G. Roederer. *Dynamics of Geomagnetically Trapped Radiation*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1970.
- [Rog95] J. H. Rogers. *The Giant Planet Jupiter*. Cambridge University Press, Cambridge, 1995.
- [Ros52] B. Rossi. *High-Energy Particles*. Prentice-Hall, New York, 1952.
- [SB64] S. M. Seltzer und M. J. Berger. Energy-loss Straggling of Protons and Mesons: Tabulation of the Vavilov Distribution. In *Studies in Penetration of Charged Particles in Matter*, S. 187–203. National Academy of Sciences — National Research Council, Washington, D.C., 1964.
- [SCF⁺98] L. A. Sromovsky, A. D. Collard, P. M. Fry, G. S. Orton, M. T. Lemmon, M. G. Tomasko und R. S. Freedman. Galileo probe measurements of thermal and solar radiation fluxes in the jovian atmosphere. *JGR* 103, Nr. E10, 22,929–22977, September 1998.
- [Sch84] W. Schröder. *Das Phänomen des Polarlichts*. Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt, 1984.
- [Sch86] H. U. Schmidt. *Meßelektronik in der Kernphysik*. Teubner, Stuttgart, 1986.
- [Sci76] *A Science Rationale For Jupiter Orbiter Probe 1981/1982 Mission*. NASA National Aeronautics and Space Administration, Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology und Ames Research Center, Pasadena und Moffett Field, California, 1976.
- [sci79] *Mission to Jupiter And Its Satellites*. American Association for the Advancement of Science, Washington, D. C., 1979. Science Reprint Collection.

- [Sci96] GALILEO ORBITER. *Science* 274, 377–403, 1996.
- [Sie96] S. Sievers. *Untersuchungen zum Ansprechverhalten des EPI-Teilchenteleskops an Bord der GALILEO-PROBE*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1996.
- [SL74] M. Schulz und L. J. Lanzerotti. *Particle Diffusion in the Radiation Belts*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1974.
- [SP71] R. M. Sternheimer und R. F. Peierls. General expression for the Density Effect for the Ionization Loss of Charged Particles. *Physic. Rev.* , Nr. 11, 3681, 1971.
- [Sta81] D. H. Staelin. Character of the jovian decametric arcs. *J. Geophys. Res.* 86, Nr. A10, 8581–8584, 1981.
- [Ste66] R. M. Sternheimer. Density effect for the ionization loss of charged particles. *Physic. Rev.* , Nr. 145, 247–250, 1966.
- [Str91] K. Strobach. *Unser Planet Erde*. Gebr. Bornträger, Berlin, 1991.
- [Sul71] J. D. Sullivan. Geometrical factor and directional response of single and multi-element particle telescopes. *Nucl. Instr. and Meth.* 95, 5–11, 1971.
- [Tai80] W. H. Tait. *Radiation Detection*. Butterworths, London, Boston, Sydney, Wellington, Toronto, Durban, 1980.
- [the] Doc. no.: Jp 551.8, a2.7, lrd/epi thermistor calibration table.
- [Tho79] M. F. Thomsen. Jovian magnetosphere-satellite interactions: Aspects of energetic charged particle loss. *Reviews of Geophysics and Space Physics* 17, Nr. 3, 369–387, 1979.
- [Thü74] H. W. Thümmel. *Durchgang von Elektronen- und Betastrahlung durch Materie-schichten. Streuabsorptionsmodelle*. Akademie-Verlag, Berlin, 1974.
- [TM70] C. Tschalär und H. D. Maccabee. Energy-straggling Measurements of Heavy Charged Particles in Thick Absorbers. *Phys. Rev. B1*, Nr. 7, 2863–2869, 1970.
- [VA76] J.A. Van Allen. High-energy Particles in the Jovian Magnetosphere. In T. Gehrels (Hrsg.), *Jupiter*, S. 928–960. The University of Arizona Press, Tucson, Arizona, 1976.
- [Wal94] M. Walt. *Introduction to Geomagnetically Trapped Radiation*. Cambridge University Press, Cambridge, 1994.
- [Wei70] M. Weinzierl, P. und Drosch. *Lehrbuch der Nuklear Elektronik*. Springer, Wien, New York, 1970.
- [Wes81] H. Westphalen. *Zur radialen Diffusion im inneren Strahlungsgürtel der Erde*. Dissertation, University Kiel, Kiel, 1981.
- [Wib85] G. Wibberenz. Einführung in die Magnetosphärenphysik. Vorlesungsscript, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian Albrechts Universität Kiel, 1985.
- [WMM⁺96] D. J. Williams, B. H. Mauk, R. E. McEntire, E. C. Roelof, T. P. Armstrong, B. Wilken, J. G. Roederer, S. M. Krimigis, T. A. Fritz und L. J. Lanzerotti. Electron Beams and Ion Composition Measured at Io and in Its Torus. *Science* 274, Nr. 5286, 401–403, October 1996.

Anhang A

Detektorströme

Mit dem Ausdruck Housekeepingdaten bezeichnet man die Daten, die zur Überprüfung der elektrischen Funktion und der verschiedenen Zustände eines Instruments benötigt werden. Hierzu gehören Versorgungsspannungen und -ströme, Leckströme von Detektoren, Temperaturen und elektrische Flaggen über die Betriebszustände. Beim EPI-Instrument stehen als Housekeepingwerte des Instruments die Leckströme der Detektoren und die Temperatur des Sensorkopfes zur Verfügung. In Abbildung A.1 sind im oberen Bild die Leckströme von Detektor A und Detektor B in μA sowie im unteren Bild die Temperatur des Sensorkopfes gegen den Abstand vom Jupiter in R_j aufgetragen. Im unteren Bild bezeichnet T-raw die Rohdaten der Temperatur, während T die gegen Interpolationsfehler korrigierten Temperaturen [the] bezeichnet. Die Datenlücke

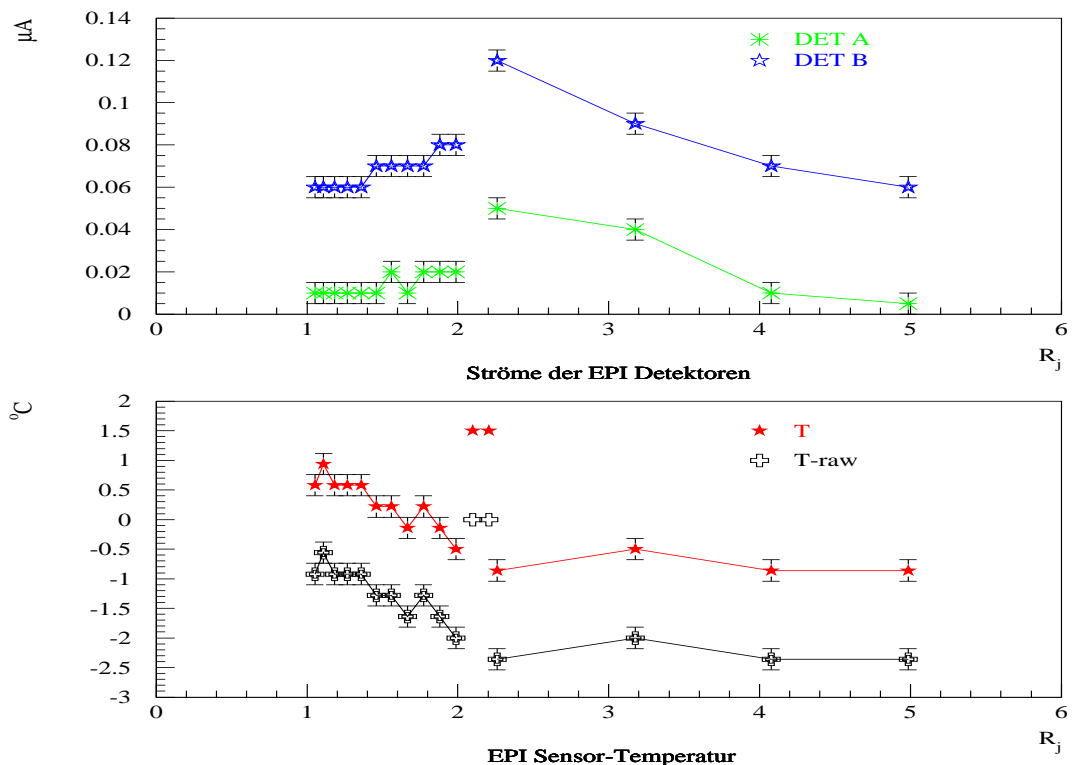


Abbildung A.1: **Leckströme und Sensortemperatur.** Die Leckströme der EPI-Detektoren in μA (oberes Bild) und die Temperatur des Sensorkopfes in $^{\circ}\text{C}$ (unteres Bild) aufgetragen gegen den Abstand vom Jupiter in R_j .

bei 2.21 R_j ist auf das Datenformat beim Abspeichern an Bord der Probe zurückzuführen. Anstelle der entsprechenden Werte für 2.21 R_j stehen hier die Werte aus den Messungen der

beiden Sicherheitssamples 16 und 17 am unteren Ende der Magnetosphäre bei 1.11 und 1.05 R_j (siehe [BFF⁺81]). Die Temperaturabhängigkeit der Detektorströme des EPI-Instruments wurde vor dem Start ermittelt. Damit kann man eine Korrektur der an Bord der Probe gemessenen Leckströme auf den Temperaturanteil durchführen und so den vom Teilcheneinfall verursachten Stromanteil isolieren. Die Abhängigkeit des Leckstromes von der Temperatur kann für die beiden Detektoren durch folgende Formeln beschrieben werden [Boe].

$$I_{DetA}(T) = 0.11 \cdot \exp(0.074 \cdot (T - 20)) \quad (A.1)$$

$$I_{DetB}(T) = 0.28 \cdot \exp(0.074 \cdot (T - 20)) \quad (A.2)$$

Die Temperatur ist in °C und der Strom in μA einzusetzen. Eine Überprüfung der Leckströme anhand dieser Gleichungen zeigt, das Detektor B im richtigen Bereich liegt, während Detektor A einen viel zu niedrigen Leckstrom hat (siehe A.1). Die Struktur im Verlauf der Leckströme ist jedoch ähnlich, so daß möglicherweise im Fall von Detektor A ein Konvertierungsfehler vorliegt. Für die weiteren Betrachtungen wird deshalb nur Detektor B benutzt. Korrigiert man den Leckstrom von Detektor B mit Hilfe der obigen Formel auf den temperaturabhängigen Teil, so erhält man den in Abbildung A.2 dargestellten Verlauf für den durch den Teilcheneinfall verursachten Teil des Leckstromes (blaue Kurve). Eine Abschätzung der Teilchenrate, die zur

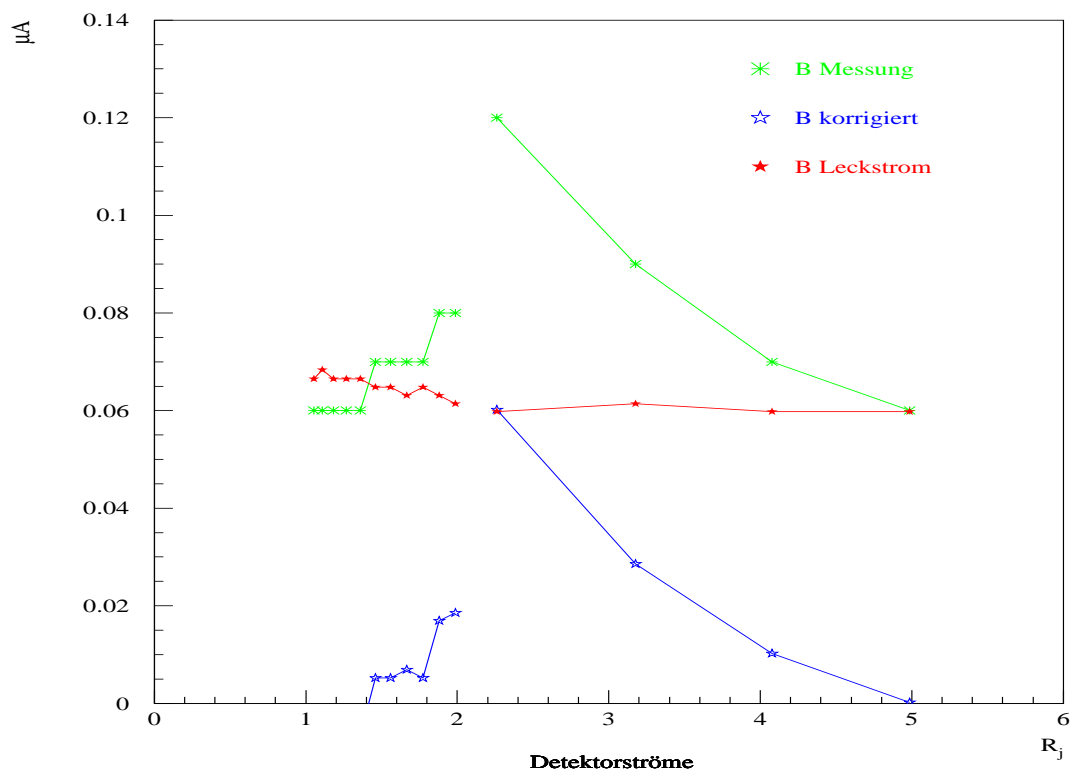


Abbildung A.2: **Abschätzung des durch Teilcheneinfall verursachten Leckstromanteils.** Der temperaturbedingte Anteil des Leckstromes, der gemessene Leckstrom und der durch den Teilcheneinfall verursachte Teil des Leckstromes von Detektor B in μA aufgetragen gegen den Abstand vom Jupiter in R_j .

Erzeugung eines entsprechenden Detektorstromes führt, kann folgendermaßen durchgeführt werden. Sei J die Anzahl von Teilchen, die den Detektor pro Sekunde trifft, e die Elementarladung, w die Energie, die zur Erzeugung eines Ladungsträgerpaares im Detektor nötig ist und ΔE

der mittlere Energieverlust der Teilchen im Detektor. Dann ist der hierdurch erzeugte Strom I gegeben durch:

$$I = J \cdot \frac{\Delta E}{w} \cdot e \quad (\text{A.3})$$

Diese Gleichung kann nach J umgestellt werden und dann die zu dem Strom gehörende Teilchenrate bestimmt werden. Die Abbildung A.3 zeigt die mit $w=3.6$ eV, $\Delta E=500$ keV und dem temperaturkorrigierten Strom in Detektor B berechneten Zählraten. Zum Vergleich ist die in Detektor B gemessene Zählrate E3 mit eingetragen. Man erkennt, daß die gleiche Größenordnung und die gleiche Struktur vorliegen. Leider befindet sich die Datenlücke genau an der Stelle mit den höchsten Zählraten, so daß hier keine Abschätzung der Zählraten durch den Strom gemacht werden kann.

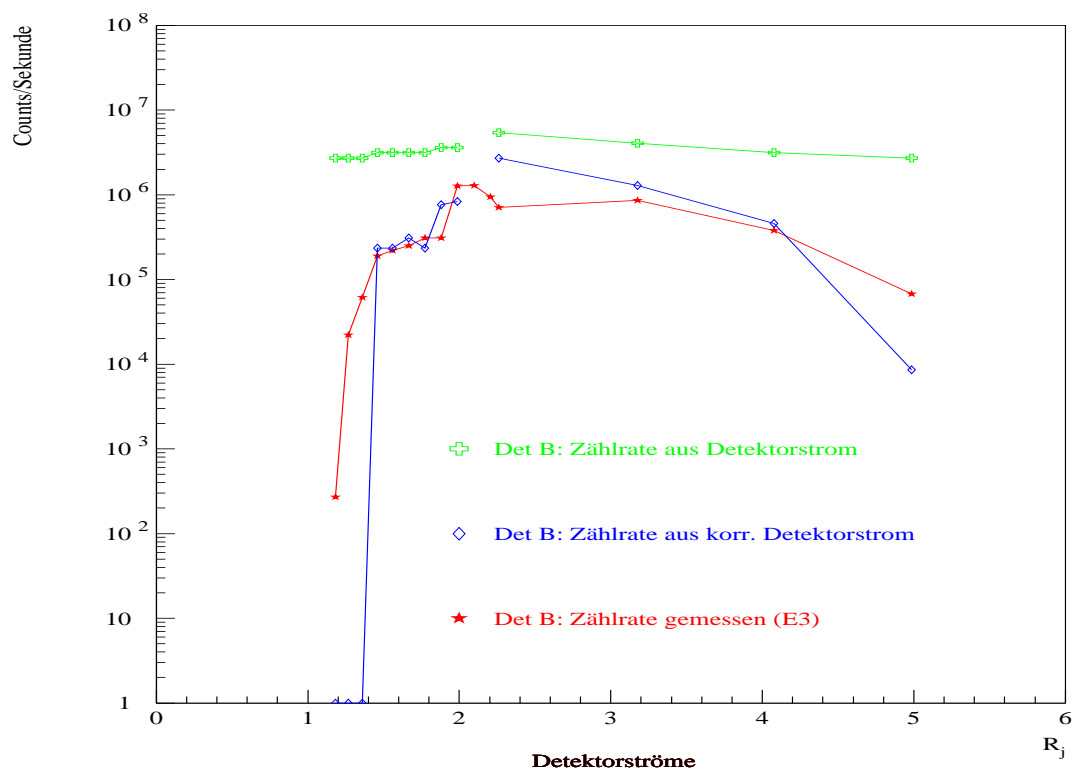


Abbildung A.3: Aus dem durch Teilcheneinfall verursachten Stromanteil berechnete Zählraten für Detektor B in Zählrate/Sekunde aufgetragen gegen den Abstand vom Jupiter in R_j . Zum Vergleich ist die in Detektor B gemessene Zählrate E3 mit eingetragen.

Anhang B

Missionsverlauf

In diesem Abschnitt möchte ich die wechselhafte und teilweise dramatische Geschichte der Galileo-Mission schildern. Die Grundlage bilden teilweise meine eigenen Erlebnisse während meiner Arbeit an dem Projekt, aber vor allem die Berichte der Kollegen, die das Projekt vom Beginn bis zum jetzigen Stand, also fast 30 Jahre, begleitet haben. Mein Entschluß, dieses Kapitel in die Arbeit aufzunehmen, entstand während meiner Arbeit an den mehr technischen Problemen der Auswertung, wie z.B. der Totzeitkorrektur, der Überprüfung der Datenkompression und der Reihenfolge der Datensamples im Probenspeicher. Dabei wurde mir klar, daß bei der Datenauswertung sehr leicht in Vergessenheit gerät, wie viel Arbeit und Mühe, aber auch wieviel Begeisterung und Einsatz nötig ist, um so ein Projekt zum Erfolg zu bringen. Zunächst werde ich den Verlauf der Mission von den Planungen bis zur Ankunft am Jupiter in knapper Form schildern, um dann auf einige Aspekte einzugehen, die die vorliegende Arbeit betreffen. Der weitere Verlauf der Mission ist sehr komplex und eine Schilderung würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Der weitere Verlauf des Projekts ist in vielen Veröffentlichungen beschrieben und kann online im Internet verfolgt werden auf der Seite <http://www.jpl.nasa.gov/galileo/>.

Bei meiner Übersicht über den Verlauf der Mission werde ich mich eng an einen Bericht des Galileo-Project-Managers William J. O'Neil halten, der eine sehr schöne Zusammenfassung der gesamten Galileo Mission enthält [O'N90]. Erste Überlegungen zur Galileo Mission gehen auf den Anfang der 70er Jahre zurück und im Jahr 1978 wurde schließlich der Bau der Galileo-Sonde beschlossen und der Start für Januar 1982 geplant. Die Raumsonde sollte aus einem Orbiter zur Erkundung des Jupitersystems und einer Probe zur Untersuchung der Atmosphäre bestehen. Der Orbiter sollte die Probe transportieren, unterwegs aussetzen und am Jupiter als Relaisstation für die Probe dienen, um deren Daten direkt zur Erde zu funken. Der Start sollte mit einem Space Shuttle erfolgen und mit Hilfe einer dreistufigen planetaren Rakete (IUS Inertial Upper Stage) sollte Galileo auf eine direkte Erde-Jupiter Bahn gebracht werden und im Sommer 1985 am Jupiter ankommen.

Als sich 1979 herausstellte, daß die Startsysteme bis 1982 nicht fertig sein würden, wurde der Start auf 1984 verschoben, obwohl die Konstellation Erde-Jupiter, das Startfenster, nicht sehr günstig war. Im Verlauf der Entwicklung stellte sich heraus, daß die Masse der Raumsonde größer als geplant werden würde, während die Transportkapazität des Shuttle abgenommen hatte. Deshalb wurde ein Konzept entwickelt, bei dem die Probe und der Orbiter getrennt gestartet werden sollten.

Aufgrund technischer Probleme wurde gegen Ende 1980 die Entwicklung der dreistufigen IUS eingestellt und durch eine Centaur-Rakete ersetzt. Mit diesem „Centaur-In-Shuttle“ System konnten Probe und Orbiter wieder gemeinsam starten und der Start wurde auf 1985 festgelegt.

Eine weitere Änderung gab es gegen Ende 1981 als das „Centaur-In-Shuttle“ System gestoppt wurde, weil Galileo nun mit einer zweistufigen IUS von JPL starten sollte und eine indirekte Bahn zum Jupiter nehmen sollte mit einem Vorbeiflug und Gravity Assist an der Venus und an der Erde (VEGA - Venus Earth Gavity Assist) und einer für 1989 geplanten Ankunft

am Jupiter. Dazu mußte allerdings der für die Mission zur Verfügung stehende Gewichtsanteil reduziert werden, da diese Bahn einen erhöhten Treibstoffbedarf hatte.

1982 wurde dann das „Centaur-In-Shuttle“ System wieder installiert und der Start für May 1986 geplant. Der Flug sollte auf einer direkten Bahn zum Jupiter führen und diesen 1988 erreichen. Aber Galileo hatte es noch nicht geschafft. Sowohl die Galileo-Raumsonde als auch die Centaur-Rakete standen am Kennedy Space Center und wurden dem prelaunch checkout unterzogen, als das Space Shuttle „Challenger“ am 27. Januar 1986 beim Start explodierte. Aus Sicherheitsgründen wurde daraufhin der Start von Flüssigtreibstoffraketen an Bord des Shuttles verboten, das „Centaur-In-Shuttle“ System also wieder gestoppt. Galileo sollte dann mit der bereits vorher erwähnten zweistufigen IUS und der VEGA Bahn starten, allerdings mit vergrößerten Treibstofftanks, so daß die volle Mission durchgeführt werden konnte. Zwei Wochen später mußte diese Variante aufgegeben werden, da eine weitere Reduktion im Startgewicht des Shuttle eingetreten war.

Im Juli 1986 wurde die Version eines getrennten Starts von Probe und Orbiter wieder aufgegriffen, da die Entwicklung der Startsysteme weitergelaufen war. Aber gegen Ende Juli wurde die VEEGA Bahn (Venus Earth Earth Gravity Assist) entdeckt, mit deren Hilfe es möglich war, Orbiter und Probe gemeinsam mittels einer bereits erprobten zweistufigen IUS zu starten. Die VEEGA Bahn verdoppelte zwar die Flugzeit zum Jupiter und war mit zusätzlichen thermischen Problemen wegen des Venusvorbeifluges verbunden, wurde aber trotzdem sofort aufgegriffen, da sie die volle Jupiter Mission ermöglichte und mit einer bereits erprobten Startkombination Shuttle/Rakete erfolgen konnte. Die folgenden Abbildungen B.1 und B.2 zeigen den Orbiter und die Probe in der endgültigen Version.

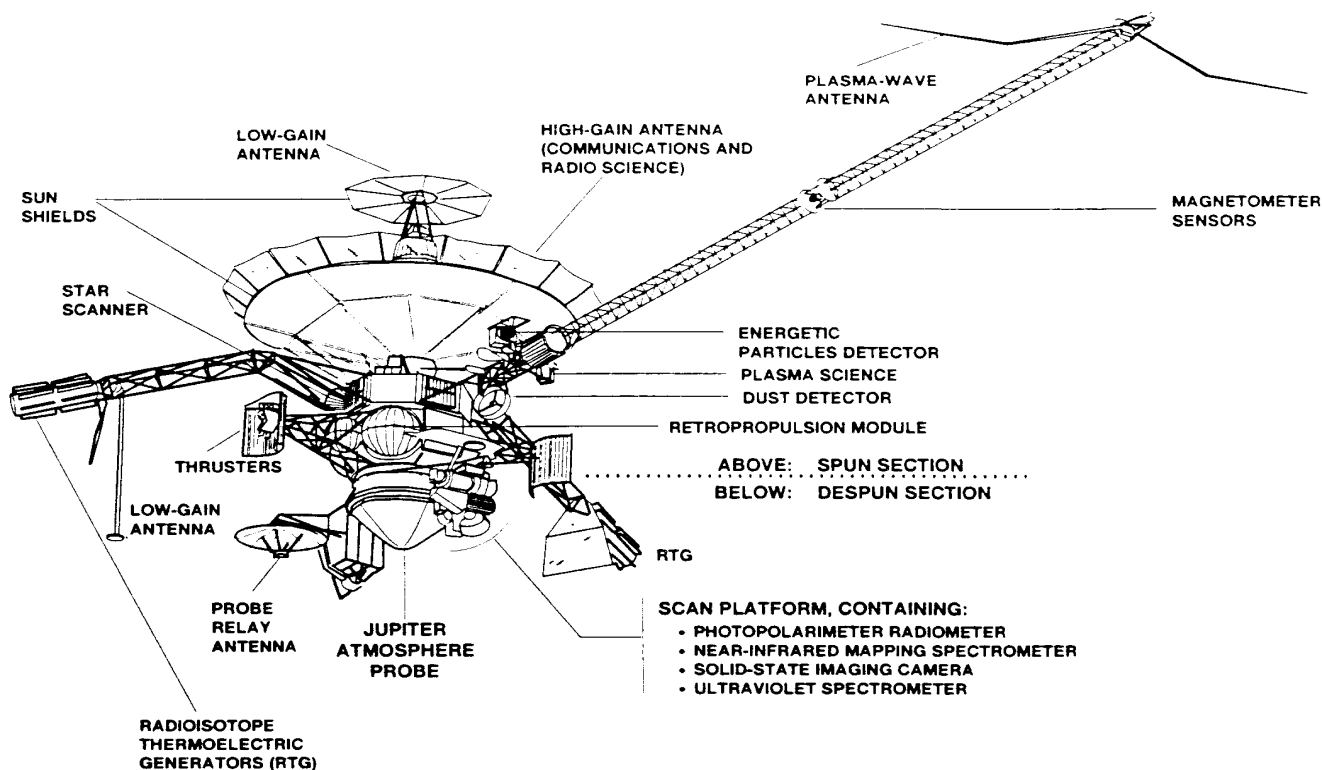


Abbildung B.1: Der Galileo Orbiter [O'N90].

Der Start sollte im Oktober 1989 erfolgen, wobei das Startfenster der Galileo-Mission vom

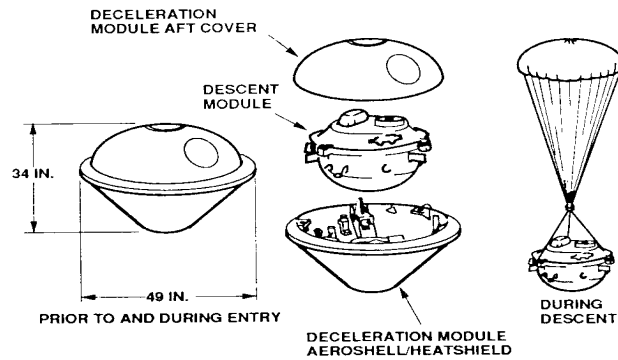


Figure 5. Galileo Probe

Abbildung B.2: Die Galileo Probe [O’N90].

12. Oktober bis zum 21. November 1989 dauerte. Der Start erfolgte am 18. Oktober 1989 um 1654 GMT an Bord von (STS-94) Atlantis. Die IUS brachte Galileo auf die Erde-Venus Bahn und nach deren Ausbrennen trennte sich Galileo am 19. Oktober um 0107 GMT von der Rakete. Der Start verlief in allen Phasen perfekt. Der weitere Verlauf der Flugbahn mit den wichtigsten Ereignissen bis zur Ankunft am Jupiter ist in der folgenden Abbildung B.3 dargestellt. Soweit die

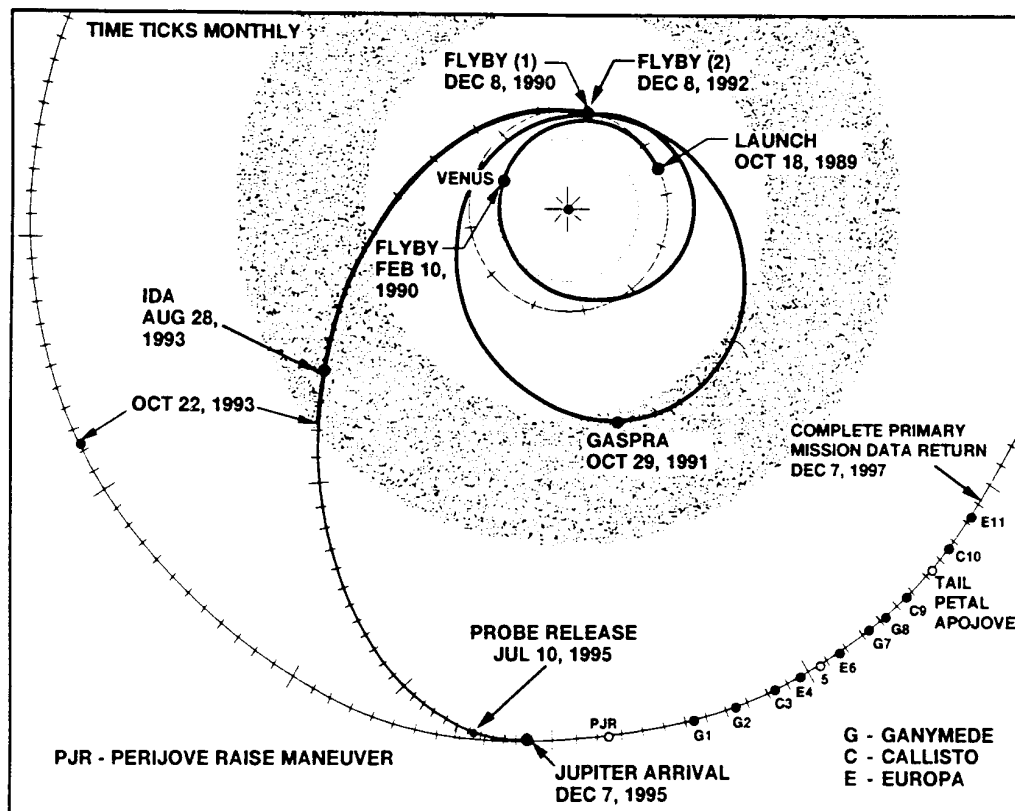


Abbildung B.3: Der Verlauf der Flugbahn mit den wichtigsten Ereignissen bis zur Ankunft am Jupiter [OAJ+93].

Aufzistung der wichtigsten Daten in der Geschichte der Galileo-Entwicklung.

Dieser Schilderung kann man allerdings nicht die Spannung und die Sorgen entnehmen, die dieses Auf und Ab für die Experimentatoren bedeutete. Deshalb folgt eine mehr auf das EPI bezogene Beschreibung der wichtigsten Stationen. Mein erster Kontakt zur Arbeitsgruppe in Kiel erfolgte, als ich mich nach einem Arbeitsgebiet umsah, auf dem ich meine Diplomarbeit machen wollte. Im Herbst 1985 waren gerade die Eichmessungen des EPI-Instruments an verschiedenen Beschleunigern durchgeführt worden und es wurde jemand gesucht, der die Daten zunächst aufbereitet und später auswertet. Dies sollte möglichst schnell geschehen, da im Mai 1986 der Start erfolgen sollte. Das Instrument war bereits am KSC, als das Challenger Unglück geschah. Nachdem sich die Betroffenheit über das Schicksal der Besatzung etwas gelegt hatte, wurden die Konsequenzen für die folgenden Starts diskutiert.

Es war klar, das der Galileo-Start verschoben werden würde, aber als die Meldung kam, das der Einsatz der Centaur-Rakete verboten worden war und der Start erst 1989 erfolgen sollte, herrschte Untergangsstimmung, denn es war zu befürchten, daß das Projekt von der DARA¹ nicht verlängert werden würde und die Universität verfügte nicht über die Mittel, um solche Projekte allein durchzuführen. Aber es wurde mit der DARA ein Weg gefunden, das Projekt fortzusetzen. Aber bis dahin gab es noch einige Probleme zu lösen. Das Instrument mußte vom KSC zurückgeholt und für die drei Jahre unter definierten Bedingungen gelagert werden. Dann war nicht klar, ob die Detektoren kurz vor dem Start noch ausgewechselt werden mußten und ob dann eine neue Eichung des Instruments erforderlich sein würde. Da der Flug auf der VEEGA Bahn sehr viel länger dauern würde als auf der direkten Bahn, war nicht klar, ob die von der Firma VARTA speziell entwickelten, vakuumtauglichen Batterien eine so lange Zeit funktionieren würden. Es wurden deshalb Langzeittests mit den Batterien durchgeführt.

Während der Auswertung der Eichmessungen stellte sich heraus, daß Protonen und α -Teilchen den HVY-Kanal zum Ansprechen bringen. Neue Berechnungen zeigten, daß eine Anhebung der Schwelle für den HVY-Kanal zu einer Verbesserung der Trennung führen würde, ohne die Messung der schweren Teilchen ganz zu unterdrücken. Es wurde mit Genehmigung der Projektleitung beschloesen, die beiden Flugeinheiten zu öffnen und die Änderungen vorzunehmen. Das Projekt verzichtete auf eine erneute Qualifizierung der Einheiten nach dem Eingriff, d.h. es brauchten keine Vibrations-, Thermal- oder EMC-Test wiederholt zu werden. Die Änderungen sollten zusammen mit dem Austausch der Detektoren erfolgen, so daß die Flugeinheiten nur einmal geöffnet werden mußten.

Ein weiterer Risikofaktor für das EPI zeigte sich bei den Untersuchungen zu den Auswirkungen der neuen Bahn auf den Thermalhaushalt der Sonde. Es wurden für die Probe deutlich höhere Temperaturen berechnet als auf der alten Bahn. Mit Temperaturen von über 40 °C bedeutete dies eine zusätzliche Gefahr für die im EPI benutzten Oberflächensperrschichtdetektoren. Die Zeit bis zum Start hätte zwar noch gereicht, um die Detektoren gegen neuere, temperaturunempfindlichere PIPS-Detektoren auszutauschen, aber es wären keine Langzeittests mit den neuen Detektoren möglich gewesen. Deshalb wurde auf den Austausch verzichtet. Der Einbau der Flugdetektoren und die Schwellenänderung erfolgte im April 1989. Danach wurde ein kompletter Checkout der beiden Flugeinheiten in Katlenburg/Lindau mit dem LRD/EPI-Testgerät durchgeführt. Die Einheiten funktionierten einwandfrei und es wurde die Einheit FU2 als Flugeinheit ausgewählt.

Ende April erfolgte der Transport in die USA zum KSC nach Florida. Nachdem die ausführlichen Sicherheitskontrollen am KSC beendet waren, konnte ich die Probe, die ich nur von Bildern und Zeichnungen kannte, in voller Größe bestaunen. Ich durfte mir alles ansehen, und es wurde mir alles erklärt, aber ich durfte nichts berühren. Der Einbau unseres Instruments wurde ebenfalls von den NASA-Technikern durchgeführt, die einen sehr detaillierten Ablaufplan für die Montage hatten und jeden Handgriff mehrfach kontrollierten. Da die Probe beim Eintritt in die

¹Deutsche Agentur für RAumfahrtangelegenheiten

Jupiteratmosphäre einem Bremschock von ca. 350 g standhalten mußte, war dieses sorgfältige Vorgehen notwendig, um Schäden durch lose Kabel oder ähnliches zu vermeiden. Nach erfolgter Montage wurde ein Abschlußtest durchgeführt und dann haben wir das Instrument nie wieder gesehen.

Im Oktober 1989 gab es dann noch einmal Aufregung, als ein Gruppe von Umweltschützern versuchte den Start zu verhindern, weil im Falle einer Explosion die Gefahr einer radioaktiven Verseuchung durch die auf radioaktiver Basis funktionierenden Batterien der Raumsonde befürchtet wurde. Erst eine Startgenehmigung des Präsidenten sorgte für einen normalen Ablauf der Startvorbereitungen. Der Start erfolgte am 18. Oktober 1989 ohne Probleme.

Kurze Zeit später wechselte ich auf ein anderes Projekt, konnte aber die Galileo Ereignisse weiter verfolgen. Es gab die ersten Bilder von der Venus, die zeigten, daß die Kamera funktionierte, dann der erste Vorbeiflug an der Erde. Am 11. April 1991 wurde versucht, die High Gain Antenna (HGA), die Hauptantenne, zu öffnen, die bis zu diesem Zeitpunkt aus thermischen Gründen zusammengefaltet bleiben mußte. Der Versuch schlug fehl und die Antenne blieb in einer halb geöffneten Position stehen. Der Schock war groß, da die gesamte Mission auf die hohe Übertragungsrate der Hauptantenne von 134 kbps bei Jupiterentfernung ausgelegt war. Die Übertragungsrate der Low Gain Antenna (LGA) betrug bei gleicher Entfernung nur 10 bps. Nach kurzer Zeit wurde beschlossen, daß die Mission mit der LGA fortgesetzt werden sollte, während an der Lösung des HGA-Problems gearbeitet wurde. Es war erklärtes Ziel, die Probenmission auf jeden Fall zu 100% durchzuführen. Es wurden während der nächsten Jahre unterschiedliche Methoden ausprobiert, um die HGA zu lösen. Parallel dazu wurde ein Konzept entwickelt, mit dem ein möglichst großer Prozentsatz der Mission mit Hilfe der LGA durchgeführt werden konnte.

Die Aufnahmen vom Asteroiden Gaspra zeigten, daß eine Datenübertragung mit der LGA möglich war.

Im November und Dezember 1992, während des zweiten Vorbeifluges an der Erde, wurde ein kompletter Probencheck durchgeführt, der zeigte, daß die Probe in einem einwandfreien Zustand war.

Im August 1993 fand das Rendezvous mit dem Asteroiden Ida statt. Es wurden fantastische Aufnahmen gemacht und ein Begleiter des Ida entdeckt. Die Software zur Datenkompression wurde ständig verbessert, so daß die Übertragungszeiten verkürzt wurden.

Im Oktober 1993, nach mehr als zwei Jahren, wurden die Versuche die HGA zu öffnen eingestellt und die Projektleitung beschloß, die Mission mit der LGA durchzuführen.

Im July 1994 war Galileo sehr gefragt, da er das einzige Raumfahrzeug war, das den Einschlag des Kometen Schumacher-Levy in den Jupiter aus großer Nähe beobachten konnte. Es wurden sensationelle Aufnahmen gemacht, die bereits kurze Zeit später im Internet zur Verfügung standen.

Das nächste größere Ereignis war der Probe-Release, die Abtrennung der Probe vom Orbiter im July 1995. Hierbei war noch eine weitere Hürde für das EPI zu nehmen, denn es war beschlossen worden, das die Pre-Entry-Messungen des LRD/EPI nur stattfinden sollten, wenn die Batterien der Probe noch über genügend Energie verfügten. Bei genügender Batterieleistung sollte der „coast-timer“ gestartet werden. Dies ist eine Uhr, die die 150 Tage bis zum Eintritt zählt und die Probe und einige Instrumente 6 Stunden vor Eintritt einschaltet. Diese „coast“ und Pre-Entry Phase verbrauchen etwa die Hälfte der Batteriekapazität, so daß, falls der letzte Checkout vor dem Probe Release einen Hinweis auf zu geringe Batteriekapazität ergibt, auf die Pre-Entry Messungen verzichtet und die Probe erst beim Eintritt in die Jupiteratmosphäre eingeschaltet werden sollte.

Glücklicherweise war die Batterie in sehr guter Verfassung und der coast-timer konnte gestartet werden. Sechs Tage vor Probe-Release wurde es spannend, denn die Probe wurde auf interne Energieversorgung umgestellt und nach einem Checkout sollte das Verbindungskabel zum

Orbiter, das die Probe bis dahin mit Energie versorgt hatte, mittels eines pyrotechnisch betriebenen Messers gekappt werden. Zu diesem Zeitpunkt bestand Rufbereitschaft für alle Projektleiter für den Fall, daß etwas schief geht und schnelle Entscheidungen getroffen werden müssen. Aber Checkout und Cable-Cut verliefen erfolgreich. Der Orbiter wurde dann entsprechend den Probenbahndaten ausgerichtet und auf 10.5 Umdrehungen pro Minute aufgesponnen. Am 13. Juli wurde die Probe erfolgreich abgesprengt. Die Probe war vollständig in Ordnung und die Bahnparameter lagen nahezu perfekt innerhalb der Spezifikation. Damit war die Probe für 150 Tage auf sich gestellt, es gab keinen Kontakt zum Orbiter und keine Möglichkeit, die Bahn zu korrigieren. Der nächste Kontakt würde erst erfolgen, wenn die Probe in die Jupiteratmosphäre eingedrungen und den Fallschirm geöffnet haben würde.

In der Zwischenzeit gab es eine weitere Premiere an Bord des Orbiters, als zwei Wochen später für das Orbiter Deflection Maneuver (ODM), das den Orbiter auf die richtige Anflugbahn zum Jupiter bringen sollte, zum ersten Mal das Haupttriebwerk benutzt wurde. Das in Deutschland entwickelte Triebwerk funktionierte hervorragend und das ODM sowie das Jupiter Orbiter Insertion (JOI) Manöver verliefen perfekt.

Am 11. Oktober 1995 kam eine Hiobsbotschaft vom Projekt. Der Taperecorder an Bord des Orbiters war bei einer Routineoperation ausgefallen. Der Erfolg der Probenmission insbesondere, aber auch der restlichen Mission stand auf dem Spiel, da der Taperecorder eine entscheidende Rolle in dem Konzept der Datenspeicherung spielte, seit die HGA ausgefallen war. Es vergingen einige bange Wochen, bis es durch intensive Untersuchungen am Ersatzgerät gelang, den Fehler zu finden und den Recorder an Bord wieder einsatzbereit zu machen.

Am 7. Dezember 1995 herrschte Hochspannung im Kontrollzentrum. Hatte die Probe den sechsjährigen Flug durchs All überstanden? Hatte der Hitzeschild gehalten? War der Fallschirm nach sechs Jahren noch in Ordnung? Dies sind einige der Fragen, die den Anwesenden durch den Kopf gingen, während sie auf das für 22:03 UTC angekündigte Signal vom Orbiter warteten, das den Kontakt zur Probe bestätigte. Als um 22:04 bereits ratlose Gesichter zu sehen waren, hieß es plötzlich: „probe signal locked“ und die gesamte Mannschaft brach in Jubel aus. Innerhalb der nächsten Woche konnten alle Proben Daten, die im Speicher des Orbiters abgelegt waren, zur Erde gefunkt werden. Obgleich die Daten wegen der Konjunktion von Erde und Sonne stark verrauscht waren, konnte bestätigt werden, daß alle Instrumente an Bord der Probe eingeschaltet worden waren und sinnvolle Daten geliefert hatten. Die Funkverbindung zwischen Orbiter und Probe bestand 57.6 Minuten. Die nachfolgenden Untersuchungen zeigten, daß die Probe nahezu perfekt angekommen war mit einer Abweichung von 53 Sekunden gegenüber dem Zeitplan und einer räumlichen Abweichung von wenigen Kilometern. Dies ist eine technische Meisterleistung.

Die ersten Daten waren nicht zuverlässig, da sie teilweise verrauscht waren. Die endgültigen Daten sollten vom Taperecorder mehrfach zur Erde übertragen werden und durch die vorgesehenen Korrekturverfahren geschickt werden, bevor sie den Experimentatoren ausgehändigt wurden. Die endgültigen Daten wurden im August 1996 ausgeliefert. Die folgende Abbildung B.4 zeigt die unkorrigierten Zählerstände der omnidirektionalen EPI-Kanäle aufgetragen gegen die Entfernung vom Jupiter in R_j .

Mit dem Ende der Probenmission endet auch mein Bericht über das Galileo-Projekt, obwohl der Orbiter nach Beendigung der Primärmission auf eine erweiterte Mission, die Galileo-Europa-Mission (GEM) geschickt wurde und immer noch zuverlässig arbeitet. Eine Beschreibung dieser Mission und vor allem der fantastischen Ergebnisse wird vermutlich mehrere Bücher füllen.

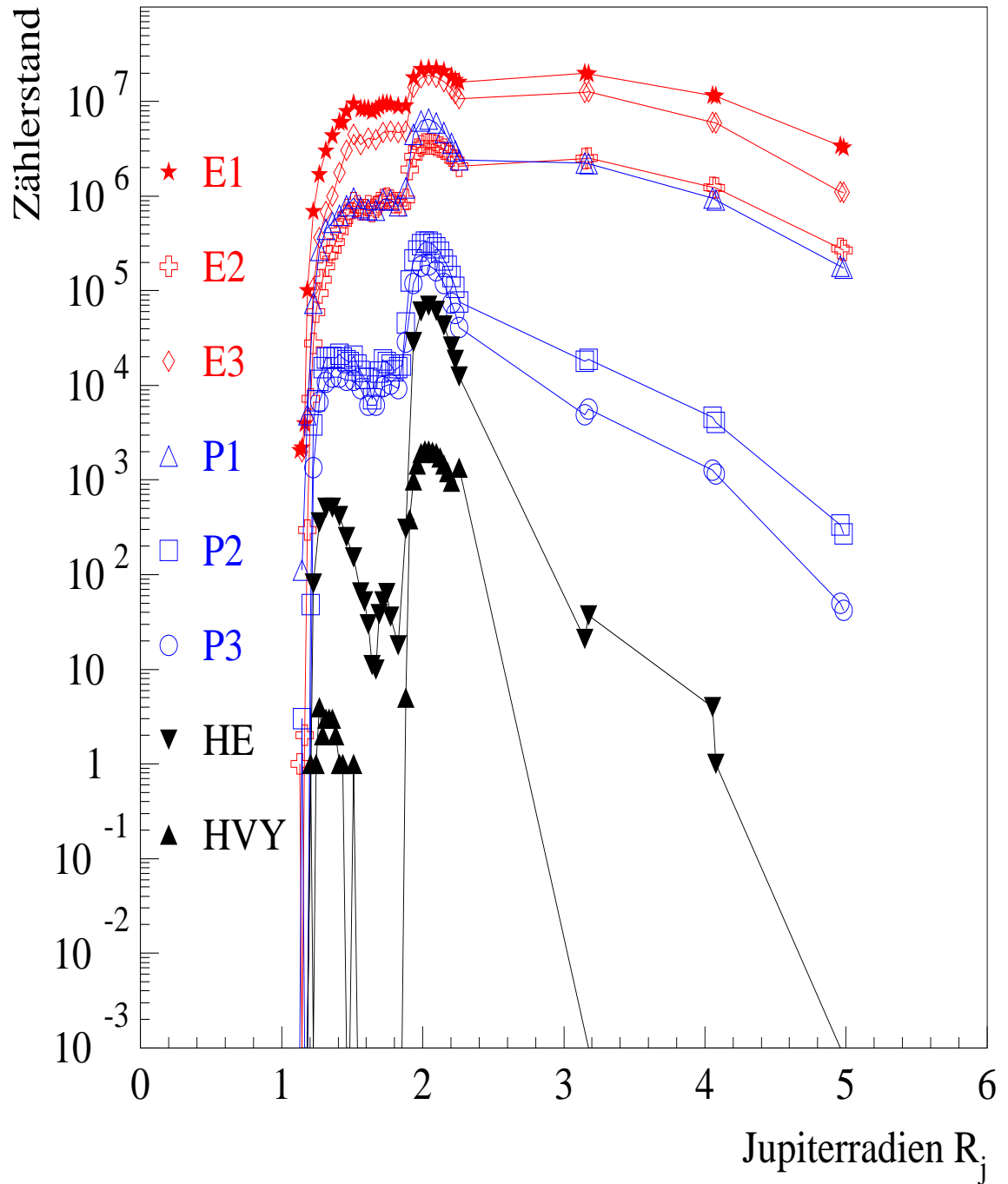


Abbildung B.4: Die unkorrigierten Zählerstände der omnidirektionalen EPI-Kanäle aufgetragen gegen die Entfernung vom Jupiter in R_j .

Anhang C

Datensätze

Dieser Abschnitt enthält Tabellen mit den korrigierten EPI-Daten, den Housekeepingwerten und den L -Werten. Die omnidirektionalen und die sektorisierten Datensätze sind jeweils in einer eigenen Tabelle zusammengefaßt. Es werden folgende Bezeichnungen benutzt:

- ID: ein Kennwort zur Identifizierung des Datenrahmens
- R_J : den aus der vom Projekt gelieferten Probenbahn ermittelten Abstand zum Jupiter in Jupiterradien R_J (=71372 km)
- TBE : Time Before Entry, die Zeit vor dem Probeneintritt (TBE=0) in Sekunden

Die omnidirektionalen Kanäle werden mit E1, E2, E3, P1, P2, P3, HE, HVY und die sektorisierten Kanäle mit E1, E2, E3, P1, P21, P22, HE bezeichnet. S1 - S8 bezeichnen die Sektoren.

Im Anschluß an die Tabellen sind die sektorisierten Daten als Polardiagramme in einer Übersicht zusammengestellt. Oberhalb der Polardiagramme ist jeweils das Verhältnis von Maximum zu Minimum der Sektorzählraten angegeben.

Tabelle C.1: **Totzeitkorrigierte Zählraten der omnidirektionalen Kanäle.** Kanäle, für die in einem Meßsample keine Messungen durchgeführt wurden, sind mit -1 gekennzeichnet.

ID	Distanz in R _j	TBE in Sek.	E1 in Counts/sec	E2 in Counts/sec	E3 in Counts/sec	P1 in Counts/sec	P2 in Counts/sec	P3 in Counts/sec	HE in Counts/sec	HVY in Counts/sec
1171.	4.9841	10675.	202133.28	16230.78	67356.25	10583.28	16.37	2.57	0.00	0.00
1172.	4.9622	10611.	213724.73	17047.19	68628.46	11022.24	20.52	3.05	0.00	-1.00
2171.	4.0764	8115.	764314.38	75250.47	379588.88	56178.15	247.24	70.36	0.02	0.00
2172.	4.0529	8051.	773985.81	76780.17	386190.31	58462.04	281.44	78.18	0.09	-1.00
3171.	3.1751	5747.	1411040.12	158699.27	862062.44	136379.98	1149.34	343.99	0.85	0.00
3172.	3.1498	5683.	1445018.62	155037.45	852183.06	138450.98	1102.42	297.08	0.48	-1.00
4171.	2.2595	3507.	1111753.25	128623.21	711522.81	150899.41	4677.61	2502.39	284.38	10.99
4172.	2.2326	3443.	1180588.12	146745.66	812899.62	188477.08	6697.40	3503.78	422.18	-1.00
4011.	2.2056	3379.	1321750.25	164428.75	941956.69	227466.72	8608.53	4505.43	592.24	15.71
4012.	2.1786	3315.	-1.00	180096.17	-1.00	-1.00	11022.24	-1.00	-1.00	19.90
4013.	2.1516	3251.	1536991.25	196875.44	1138094.25	299040.66	13029.55	7261.25	985.18	24.08
4014.	2.1245	3187.	-1.00	205291.30	-1.00	-1.00	15540.10	-1.00	-1.00	28.27
4111.	2.0974	3123.	1642914.62	214780.14	1288750.00	379588.88	17298.43	10018.96	1395.78	31.41
4112.	2.0704	3059.	-1.00	222175.81	-1.00	-1.00	19057.53	-1.00	-1.00	32.46
4113.	2.0433	2995.	1631013.38	222175.81	1355012.00	421579.91	20063.07	11523.97	1595.23	33.51
4114.	2.0162	2931.	-1.00	222175.81	-1.00	-1.00	20063.07	-1.00	-1.00	33.51
4211.	1.9891	2867.	1607311.00	213724.73	1266893.12	399425.41	18743.35	11022.24	1372.31	31.41
4212.	1.9620	2803.	-1.00	196875.44	-1.00	-1.00	16042.40	-1.00	-1.00	24.08
4213.	1.9349	2739.	1266893.12	163386.42	972317.94	281833.03	13029.55	7261.25	656.75	16.23
4214.	1.9078	2675.	-1.00	117788.77	-1.00	-1.00	7762.51	-1.00	-1.00	6.28
4311.	1.8808	2611.	594000.94	56685.57	309832.62	75760.30	2776.18	1751.51	6.96	0.08
4312.	1.8537	2547.	-1.00	48321.33	-1.00	-1.00	1000.77	-1.00	-1.00	0.00
4313.	1.8267	2483.	584742.81	52374.54	299040.66	48321.33	938.21	562.90	0.41	0.00
4314.	1.7998	2419.	-1.00	52374.54	-1.00	-1.00	875.66	-1.00	-1.00	0.00
4411.	1.7729	2355.	607927.38	56178.15	309832.62	55670.79	997.84	625.45	0.82	0.00
4412.	1.7461	2291.	621901.25	58462.04	-1.00	-1.00	1063.32	-1.00	1.47	-1.00
4413.	1.7193	2227.	621901.25	56431.85	299040.66	56431.85	1125.88	594.18	1.19	-1.00
4414.	1.6926	2163.	584742.81	52374.54	-1.00	-1.00	844.38	-1.00	0.87	-1.00
4511.	1.6660	2099.	538763.12	47035.54	250829.34	43260.57	598.09	375.26	0.23	0.00
4512.	1.6395	2035.	511421.09	42249.19	-1.00	-1.00	437.81	-1.00	0.25	-1.00
4513.	1.6131	1971.	547917.88	48321.33	256157.89	44272.21	719.28	375.26	0.69	-1.00
4514.	1.5869	1907.	547917.88	44272.21	-1.00	-1.00	719.28	-1.00	1.19	-1.00
4611.	1.5608	1843.	543337.94	44398.69	221118.45	46549.34	861.97	562.90	1.49	0.00

Fortsetzung nächste Seite

Tabelle C.1: Totzeitkorrigiert Zählraten der omnidirektionalen Kanäle. Kanäle, für die in einem Meßsample keine Messungen durchgeführt wurden, sind mit -1 gekennzeichnet.

ID	Distanz in R _J	TBE in Sek.	E1 in Counts/sec	E2 in Counts/sec	E3 in Counts/sec	P1 in Counts/sec	P2 in Counts/sec	P3 in Counts/sec	HE in Counts/sec	HVY in Counts/sec
4612.	1.5349	1779.	-1.00	48321.33	-1.00	-1.00	1000.77	-1.00	-1.00	0.00
4613.	1.5092	1715.	621901.25	52374.54	281833.03	58462.04	1251.00	688.00	3.48	0.02
4614.	1.4836	1651.	-1.00	40227.19	-1.00	-1.00	1063.32	-1.00	-1.00	0.00
4711.	1.4583	1587.	509150.84	38585.06	190575.03	48321.33	1121.97	688.00	5.68	0.00
4712.	1.4333	1523.	386190.31	32149.36	-1.00	-1.00	1188.44	-1.00	-1.00	0.02
4713.	1.4085	1459.	386190.31	26101.66	109553.52	38206.20	1313.56	750.55	9.53	0.02
4714.	1.3841	1395.	-1.00	20063.07	-1.00	-1.00	1188.44	-1.00	-1.00	0.03
4811.	1.3599	1331.	276470.62	16733.17	61509.27	32527.64	1211.90	750.55	11.63	0.05
4812.	1.3361	1267.	-1.00	14535.69	-1.00	-1.00	1188.44	-1.00	-1.00	0.05
4813.	1.3127	1203.	188477.08	11022.24	42249.19	27108.97	1188.44	656.73	11.73	0.05
4814.	1.2898	1139.	-1.00	8013.16	-1.00	-1.00	938.21	-1.00	-1.00	0.03
4911.	1.2673	1075.	103901.54	5781.32	22200.70	16419.17	687.76	406.53	8.15	0.07
4912.	1.2454	1011.	-1.00	3628.98	-1.00	-1.00	422.17	-1.00	-1.00	0.02
4913.	1.2240	947.	42249.19	1688.94	6509.47	4505.43	234.53	82.08	1.83	0.00
4914.	1.2033	883.	-1.00	437.81	-1.00	-1.00	2.93	-1.00	-1.00	0.02
5011.	1.1831	819.	6133.64	18.20	271.67	300.01	0.00	0.00	0.00	0.00
5012.	1.1637	755.	242.35	0.12	-1.00	-1.00	0.00	-1.00	0.00	-1.00
5013.	1.1451	691.	132.90	0.00	121.17	6.84	0.18	0.00	0.00	-1.00
5014.	1.1272	627.	125.08	0.06	-1.00	-1.00	0.00	-1.00	0.00	-1.00

Fortsetzung von voriger Seite

Tabelle C.2: **Totzeitkorrigierte Zählraten der sektorisierten Kanäle.** Kanäle, für die in einem Meßsample keine Messungen durchgeführt wurden, sind mit -1 gekennzeichnet.

ID	Distanz in R _J	Kanal	S1 in Counts/sec	S2 in Counts/sec	S3 in Counts/sec	S4 in Counts/sec	S5 in Counts/sec	S6 in Counts/sec	S7 in Counts/sec	S8 in Counts/sec
117.	4.9841	11.	222175.81	180096.17	146745.66	171732.64	213724.73	230644.59	222175.81	230644.59
117.	4.9841	12.	19057.53	13029.55	8514.52	11022.24	18052.23	21068.87	19057.53	20063.07
117.	4.9841	13.	72702.25	62525.52	56431.85	60493.27	68628.46	72702.25	72702.25	72702.25
117.	4.9841	21.	11022.24	10018.96	9517.42	9517.42	11022.24	11022.24	11022.24	11523.97
117.	4.9841	221.	16.61	11.73	13.19	14.17	17.59	18.57	20.52	18.57
117.	4.9622	222.	19.54	30.29	15.64	11.24	13.19	22.48	22.48	29.32
117.	4.9841	31.	0.00	0.00	0.00	0.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00
217.	4.0764	11.	852183.06	697241.69	584742.81	659399.00	812899.62	852183.06	812899.62	852183.06
217.	4.0764	12.	89038.87	62525.52	44272.21	54402.68	80862.25	93133.43	89038.87	89038.87
217.	4.0764	13.	403846.69	351105.81	333676.47	351105.81	386190.31	403846.69	403846.69	403846.69
217.	4.0764	21.	56431.85	54402.68	52374.54	54402.68	56431.85	58462.04	58462.04	58462.04
217.	4.0764	221.	265.80	226.71	195.44	195.44	250.17	281.44	297.08	265.80
217.	4.0529	222.	281.44	422.17	250.17	226.71	211.08	250.17	297.08	312.71
217.	4.0764	31.	0.00	0.00	0.09	0.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00
317.	3.1751	11.	1536991.25	1355012.00	1180588.12	1266893.12	1445018.62	1536991.25	1445018.62	1536991.25
317.	3.1751	12.	180096.17	138450.98	113669.04	126040.94	171732.64	188477.08	171732.64	180096.17
317.	3.1751	13.	891842.69	852183.06	773985.81	812899.62	891842.69	891842.69	891842.69	891842.69
317.	3.1751	21.	138450.98	138450.98	130173.37	130173.37	138450.98	138450.98	138450.98	138450.98
317.	3.1751	221.	1188.44	1063.32	1000.77	1063.32	1188.44	1251.00	1188.44	1251.00
317.	3.1498	222.	1000.77	1125.88	1063.32	1125.88	1125.88	1125.88	1188.44	1063.32
317.	3.1751	31.	1.01	0.46	1.10	0.82	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00
417.	2.2595	11.	1180588.12	1096028.12	972317.94	1013147.69	1138094.25	1180588.12	1138094.25	1180588.12
417.	2.2595	12.	146745.66	113669.04	93133.43	105442.20	138450.98	146745.66	138450.98	146745.66
417.	2.2595	13.	735435.25	697241.69	659399.00	659399.00	735435.25	735435.25	735435.25	735435.25
417.	2.2595	21.	146745.66	146745.66	146745.66	146745.66	155057.45	155057.45	155057.45	155057.45
417.	2.2595	221.	5256.83	4004.58	3253.41	3879.37	5256.83	5907.33	5006.35	5256.83
417.	2.2326	222.	6258.91	5006.35	5006.35	6760.05	8013.16	7511.87	7261.25	7762.51
417.	2.2595	31.	293.17	246.26	293.17	304.90	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00
40.	2.2056	11.	1355012.00	1266893.12	1180588.12	1266893.12	1355012.00	1445018.62	1355012.00	1355012.00
40.	2.2056	12.	188477.08	146745.66	121912.74	138450.98	180096.17	188477.08	171732.64	180096.17
40.	2.2056	13.	972317.94	931885.38	852183.06	891842.69	972317.94	972317.94	972317.94	972317.94
40.	2.2056	21.	230644.59	222175.81	222175.81	222175.81	230644.59	230644.59	230644.59	230644.59
40.	2.2056	22.	9517.42	7511.87	6258.91	7010.64	9517.42	10520.57	9015.94	9517.42

Fortsetzung nächste Seite

Tabelle C.2: Totzeitkorrigierte Zählraten der sektorierten Kanäle. Kanäle, für die in einem Meßsample keine Messungen durchgeführt wurden, sind mit -1 gekennzeichnet.

Fortsetzung von voriger Seite										
ID	Distanz in R _j	Kanal	S1 in Counts/sec	S2 in Counts/sec	S3 in Counts/sec	S4 in Counts/sec	S5 in Counts/sec	S6 in Counts/sec	S7 in Counts/sec	S8 in Counts/sec
40.	2.2056	31.	586.38	516.00	633.29	633.29	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00
41.	2.0974	11.	1727174.12	1631013.38	1445018.62	1536991.25	1727174.12	1727174.12	1631013.38	1727174.12
41.	2.0974	12.	239131.16	196875.44	163386.42	180096.17	230644.59	247635.56	222175.81	239131.16
41.	2.0974	13.	1355012.00	1266893.12	1180588.12	1180588.12	1355012.00	1355012.00	1266893.12	1355012.00
41.	2.0974	21.	386190.31	368610.22	368610.22	368610.22	386190.31	386190.31	386190.31	386190.31
41.	2.0974	22.	20063.07	15540.10	12527.63	14033.58	19057.53	20063.07	18052.23	19057.53
41.	2.0974	31.	1407.51	1219.80	1501.37	1454.44	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00
42.	1.9891	11.	1727174.12	1631013.38	1445018.62	1536991.25	1631013.38	1631013.38	1631013.38	1631013.38
42.	1.9891	12.	247635.56	196875.44	163386.42	180096.17	230644.59	239131.16	222175.81	230644.59
42.	1.9891	13.	1355012.00	1266893.12	1180588.12	1180588.12	1266893.12	1355012.00	1266893.12	1266893.12
42.	1.9891	21.	403846.69	403846.69	386190.31	386190.31	403846.69	403846.69	403846.69	403846.69
42.	1.9891	22.	23081.23	16042.40	13029.55	14535.69	21068.87	22074.92	19057.53	21068.87
42.	1.9891	31.	1407.51	1219.80	1454.44	1407.51	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00
43.	1.8808	11.	659399.00	584742.81	511421.09	547917.88	621901.25	621901.25	584742.81	621901.25
43.	1.8808	12.	72702.25	50347.42	36186.24	42249.19	64558.80	68628.46	56431.85	62525.52
43.	1.8808	13.	333676.47	316321.59	281833.03	299040.66	316321.59	316321.59	299040.66	316321.59
43.	1.8808	21.	84948.48	76780.17	64558.80	68628.46	80862.25	80862.25	72702.25	76780.17
43.	1.8808	22.	4505.43	2001.79	625.45	1188.44	3754.17	4004.58	2752.71	3378.60
43.	1.8808	31.	7.70	6.23	7.33	6.60	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00
44.	1.7729	11.	697241.69	584742.81	493294.09	529628.81	659399.00	659399.00	584742.81	659399.00
44.	1.7729	12.	76780.17	48321.33	32149.36	40227.19	68628.46	68628.46	52374.54	62525.52
44.	1.7729	13.	333676.47	299040.66	281833.03	281833.03	333676.47	333676.47	299040.66	316321.59
44.	1.7729	21.	60493.27	54402.68	46296.26	50347.42	60493.27	60493.27	54402.68	58462.04
44.	1.7729	22.	1814.08	594.18	226.71	375.26	1501.25	1563.81	719.28	1188.44
44.	1.7729	31.	1.37	0.18	1.10	0.64	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00
45.	1.6660	11.	621901.25	529628.81	421579.91	475247.09	621901.25	584742.81	511421.09	547917.88
45.	1.6660	12.	68628.46	40227.19	24087.78	32149.36	64558.80	58462.04	38206.20	50347.42
45.	1.6660	13.	281833.03	247635.56	222175.81	230644.59	264698.19	264698.19	239131.16	256157.89
45.	1.6660	21.	48321.33	42249.19	38206.20	40227.19	46296.26	46296.26	40227.19	44272.21
45.	1.6660	22.	1188.44	422.17	140.72	250.17	1000.77	875.66	343.99	562.90
45.	1.6660	31.	0.46	0.00	0.09	0.37	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00
46.	1.5608	11.	659399.00	547917.88	421579.91	457279.50	621901.25	621901.25	493294.09	529628.81

Fortsetzung nächste Seite

Tabelle C.2: Totzeitkorrigierte Zählraten der sektorierten Kanäle. Kanäle, für die in einem Meßsample keine Messungen durchgeführt wurden, sind mit -1 gekennzeichnet.

ID	Distanz in R _J	Kanal	S1 in Counts/sec	S2 in Counts/sec	S3 in Counts/sec	S4 in Counts/sec	S5 in Counts/sec	S6 in Counts/sec	S7 in Counts/sec	S8 in Counts/sec
46.	1.5608	12.	64558.80	44272.21	24087.78	29124.37	60493.27	58462.04	34167.29	40227.19
46.	1.5608	13.	247635.56	222175.81	196875.44	205291.30	239131.16	239131.16	205291.30	213724.73
46.	1.5608	21.	52374.54	48321.33	38206.20	42249.19	50347.42	50347.42	44272.21	46296.26
46.	1.5608	22.	1563.81	844.38	312.71	453.44	1313.56	1188.44	531.63	688.00
46.	1.5608	31.	2.93	0.55	1.74	0.73	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00
47.	1.4583	11.	621901.25	547917.88	403846.69	457279.50	584742.81	547917.88	439390.66	475247.09
47.	1.4583	12.	58462.04	42249.19	22074.92	28116.54	56431.85	46296.26	25094.59	30132.44
47.	1.4583	13.	213724.73	196875.44	171732.64	180096.17	213724.73	196875.44	171732.64	180096.17
47.	1.4583	21.	54402.68	50347.42	42249.19	44272.21	54402.68	52374.54	42249.19	46296.26
47.	1.4583	22.	2001.79	1188.44	437.81	688.00	1876.65	1438.68	562.90	781.83
47.	1.4583	31.	8.43	3.66	7.70	2.93	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00
48.	1.3599	11.	351105.81	316321.59	222175.81	256157.89	351105.81	299040.66	196875.44	222175.81
48.	1.3599	12.	27108.97	21068.87	9015.94	13029.55	28116.54	19057.53	7010.64	9517.42
48.	1.3599	13.	72702.25	68628.46	52374.54	58462.04	72702.25	64558.80	50347.42	52374.54
48.	1.3599	21.	38206.20	36186.24	27108.97	31140.77	40227.19	34167.29	25094.59	28116.54
48.	1.3599	22.	2252.08	1626.38	406.53	781.83	2502.39	1376.12	265.80	484.72
48.	1.3599	31.	18.32	5.68	19.06	3.48	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00
49.	1.2673	11.	130173.37	126040.94	93133.43	105442.20	130173.37	105442.20	64558.80	76780.17
49.	1.2673	12.	9517.42	8514.52	3503.78	5256.83	10520.57	5256.83	1313.56	2377.23
49.	1.2673	13.	26101.66	25094.59	20063.07	22074.92	27108.97	22074.92	17047.19	18052.23
49.	1.2673	21.	19057.53	19057.53	15037.87	16042.40	20063.07	17047.19	12025.77	13029.55
49.	1.2673	22.	1313.56	1125.88	242.35	469.08	1626.38	562.90	48.86	113.36
49.	1.2673	31.	13.19	3.66	14.66	1.10	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00
50.	1.1831	11.	7762.51	8013.16	6008.37	6760.05	8013.16	5757.84	3003.06	3754.17
50.	1.1831	12.	28.34	30.29	14.66	21.50	31.27	11.24	2.44	5.86
50.	1.1831	13.	297.08	297.08	265.80	281.44	281.44	265.80	242.35	242.35
50.	1.1831	21.	375.26	390.90	297.08	343.99	343.99	281.44	171.99	195.44
50.	1.1831	22.	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
50.	1.1831	31.	0.00	0.00	0.00	0.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00

Fortsetzung von voriger Seite

Tabelle C.3: **Housekeeping Daten.**

ID	Distanz in R_J	I_{DetA} in μA	I_{DetB} in μA	T in $^{\circ}C$
1171.	4.9841	0.005	0.060	-2.36
2171.	4.0764	0.010	0.070	-2.36
3171.	3.1751	0.040	0.090	-2.00
4171.	2.2595	0.050	0.120	-2.36
4011.	2.2056	0.000	0.000	0.00
4111.	2.0974	0.000	0.000	0.00
4211.	1.9891	0.020	0.080	-2.00
4311.	1.8808	0.020	0.080	-1.64
4411.	1.7729	0.020	0.070	-1.28
4511.	1.6660	0.010	0.070	-1.64
4611.	1.5608	0.020	0.070	-1.28
4711.	1.4583	0.010	0.070	-1.28
4811.	1.3599	0.010	0.060	-0.92
4911.	1.2673	0.010	0.060	-0.92
5011.	1.1831	0.010	0.060	-0.92
5111.	1.1102	0.010	0.060	-0.56
5211.	1.0521	0.010	0.060	-0.92

Tabelle C.4: L-Werte der Meßsamples [Mih96].

ID	TBE in Sek.	Distanz in R_J	L-Wert in R_J
1171.	10675.	4.9841	5.2060
1172.	10611.	4.9622	5.1831
2171.	8115.	4.0764	4.2450
2172.	8051.	4.0529	4.2201
3171.	5747.	3.1751	3.2855
3172.	5683.	3.1498	3.2586
4171.	3507.	2.2595	2.3300
4172.	3443.	2.2326	2.3024
4011.	3379.	2.2056	2.2749
4012.	3315.	2.1786	2.2473
4013.	3251.	2.1516	2.2198
4014.	3187.	2.1245	2.1923
4111.	3123.	2.0974	2.1648
4112.	3059.	2.0704	2.1374
4113.	2995.	2.0433	2.1100
4114.	2931.	2.0162	2.0826
4211.	2867.	1.9891	2.0552
4212.	2803.	1.9620	2.0279
4213.	2739.	1.9349	2.0007
4214.	2675.	1.9078	1.9736
4311.	2611.	1.8808	1.9466
4312.	2547.	1.8537	1.9196
4313.	2483.	1.8267	1.8927
4314.	2419.	1.7998	1.8660
4411.	2355.	1.7729	1.8392
4412.	2291.	1.7461	1.8128
4413.	2227.	1.7193	1.7864
4414.	2163.	1.6926	1.7602
4511.	2099.	1.6660	1.7341
4512.	2035.	1.6395	1.7082
4513.	1971.	1.6131	1.6826
4514.	1907.	1.5869	1.6572
4611.	1843.	1.5608	1.6319
4612.	1779.	1.5349	1.6070
4613.	1715.	1.5092	1.5825
4614.	1651.	1.4836	1.5581
4711.	1587.	1.4583	1.5341
4712.	1523.	1.4333	1.5106
4713.	1459.	1.4085	1.4874
4714.	1395.	1.3841	1.4648
4811.	1331.	1.3599	1.4424
4812.	1267.	1.3361	1.4207
4813.	1203.	1.3127	1.3994
4814.	1139.	1.2898	1.3789
4911.	1075.	1.2673	1.3589
4912.	1011.	1.2454	1.3398
4913.	947.	1.2240	1.3212
4914.	883.	1.2033	1.3034
5011.	819.	1.1831	1.2862
5012.	755.	1.1637	1.2698
5013.	691.	1.1451	1.2540
5014.	627.	1.1272	1.2388

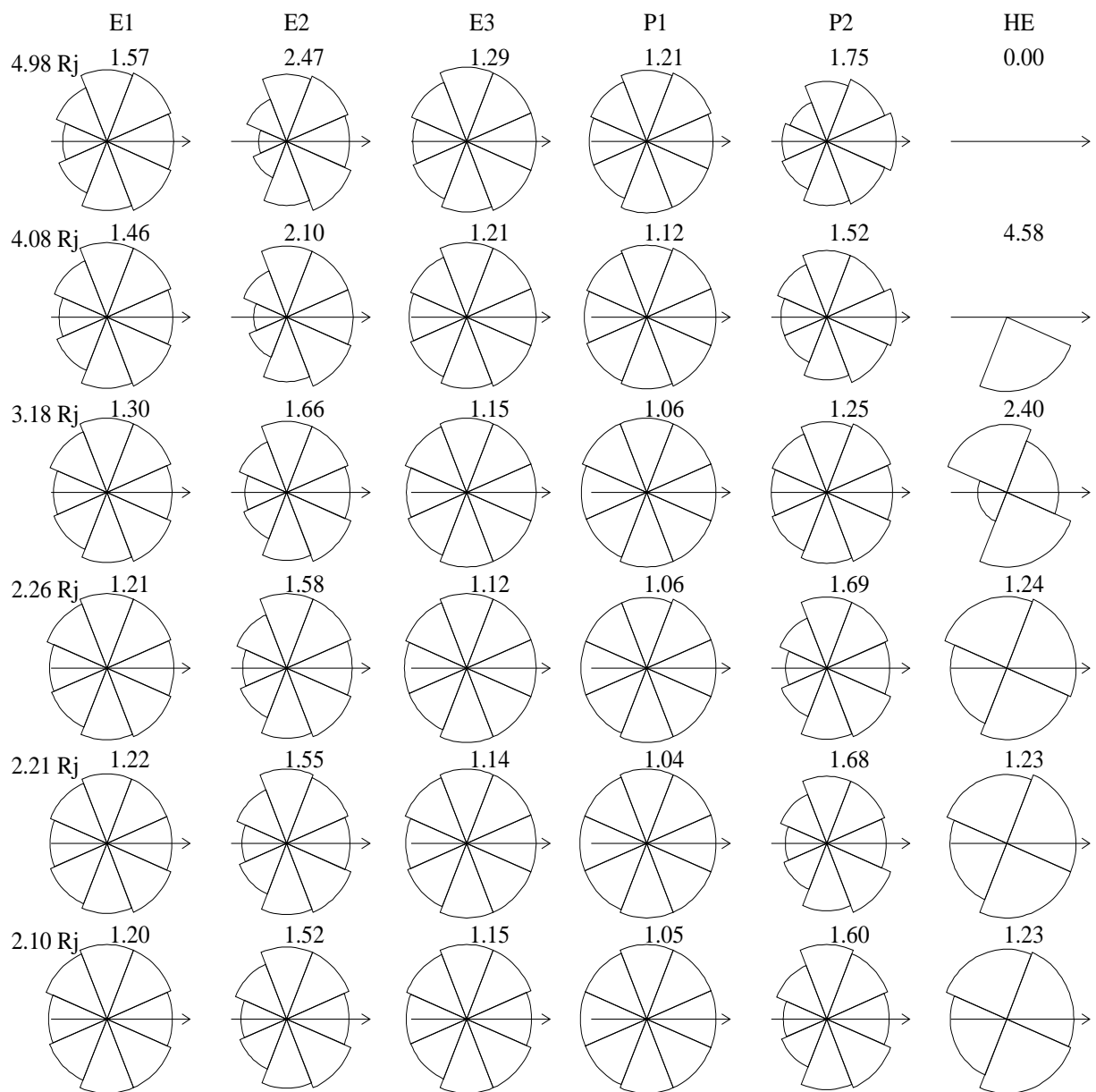


Abbildung C.1: Polardiagramme der Sektordaten.

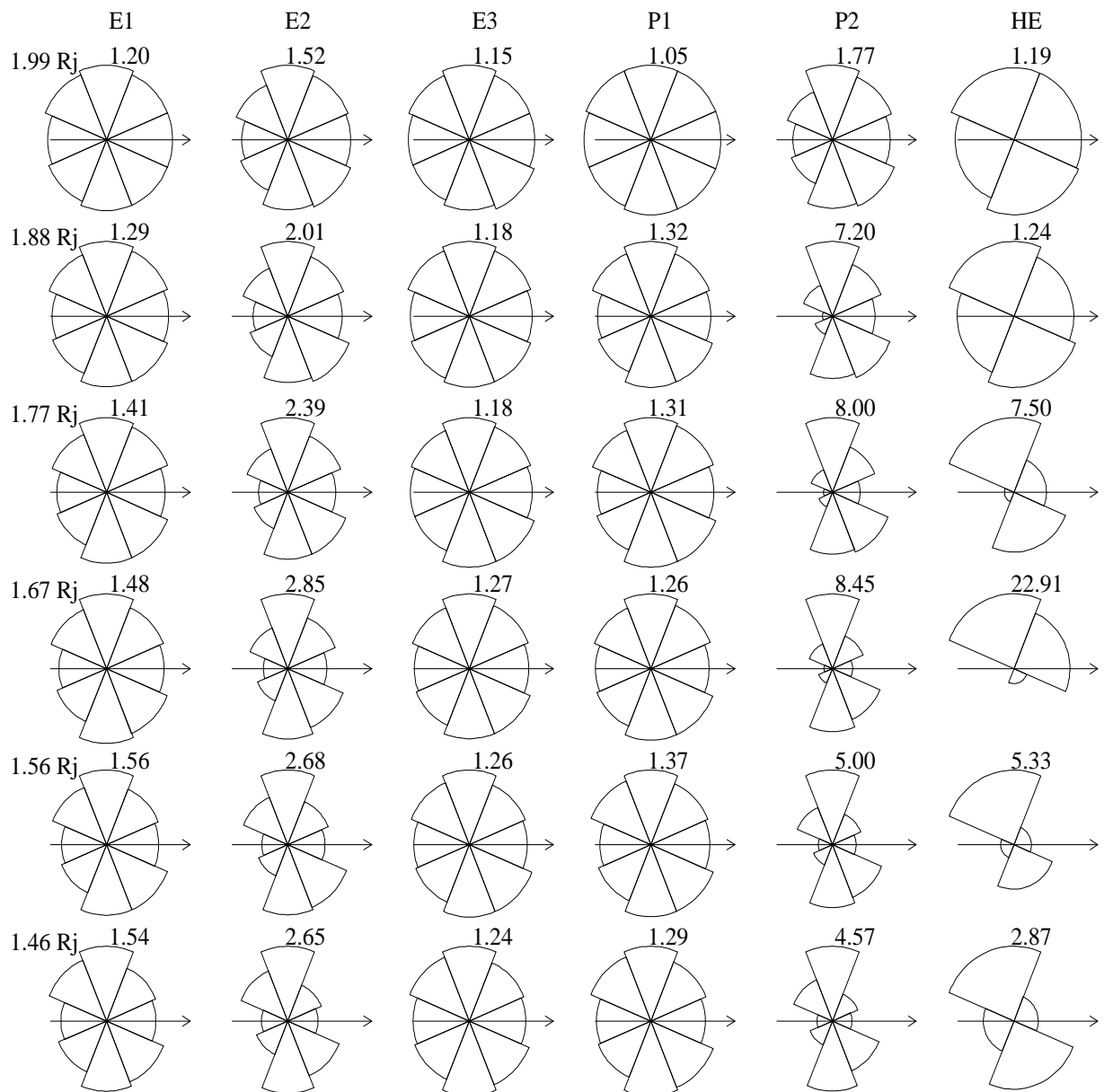


Abbildung C.2: Polardiagramme der Sektordaten.

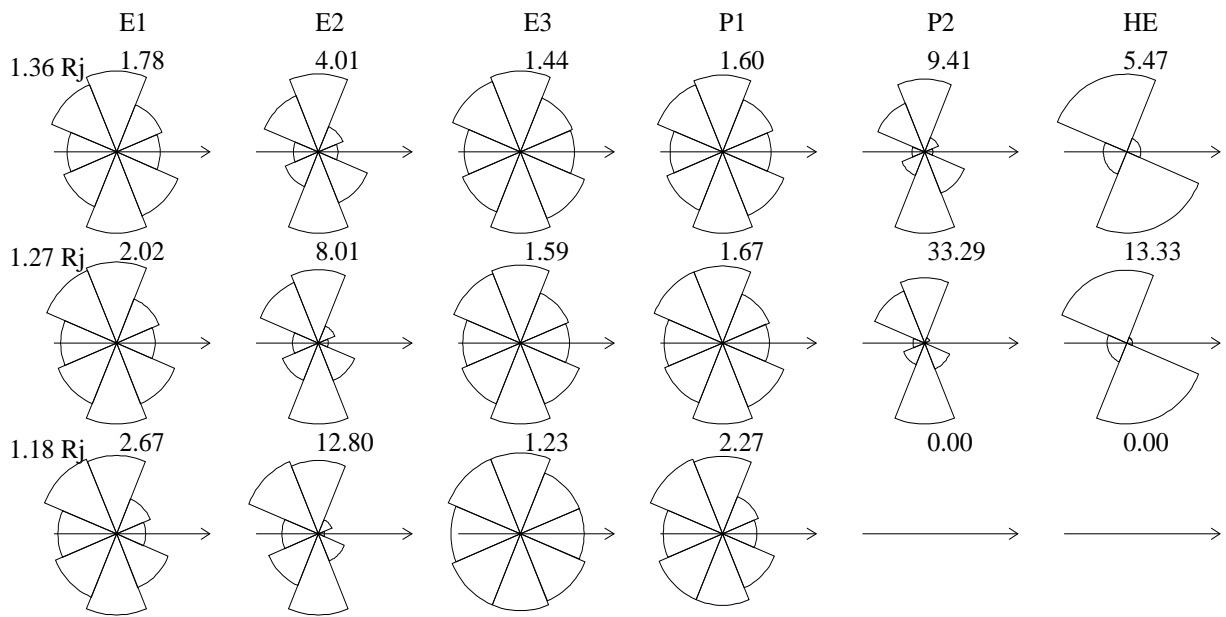


Abbildung C.3: Polardiagramme der Sektordaten.

Anhang D

Ansprechkurven

Dieser Anhang enthält die berechneten Ansprechkurven des EPI-Instrumentes für Elektronen, Protonen und α -Teilchen. Es sind für jede Teilchensorte $G(E)$, $Fq(\theta)$ und $Fq(E, \theta)$ für die acht Meßkanäle dargestellt. Es gelten folgende Bezeichnungen:

- E1: dE/dx Detektor A $> 0.1MeV$.
- E2: dE/dx Detektor A $> 0.1MeV$ und dE/dx Detektor B $> 0.1MeV$.
- E3: dE/dx Detektor B $> 0.1MeV$.
- P1: dE/dx Detektor A $> 0.6MeV$.
- P2: dE/dx Detektor A $> 0.6MeV$ und dE/dx Detektor B $> 0.6MeV$.
- P3: dE/dx Detektor A $> 0.6MeV$ und dE/dx Detektor B $> 1.1MeV$.
- HE: dE/dx Detektor A $> 2.3MeV$ und dE/dx Detektor B $> 2.3MeV$.
- HVY: dE/dx Detektor A $> 2.3MeV$ und dE/dx Detektor B $> 24.5MeV$.

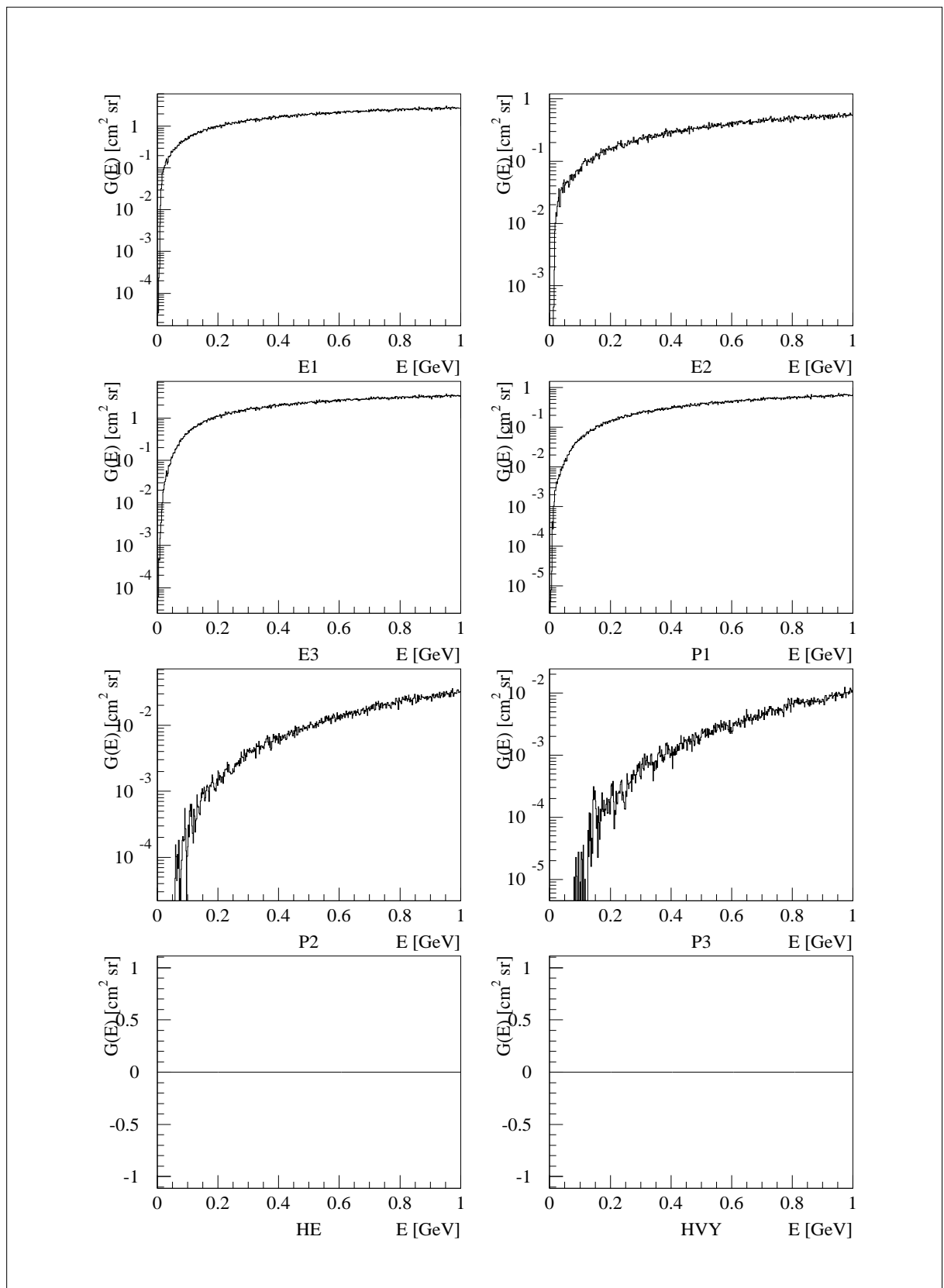


Abbildung D.1: Der Geometriefaktor $G(E)$ für Elektronen.

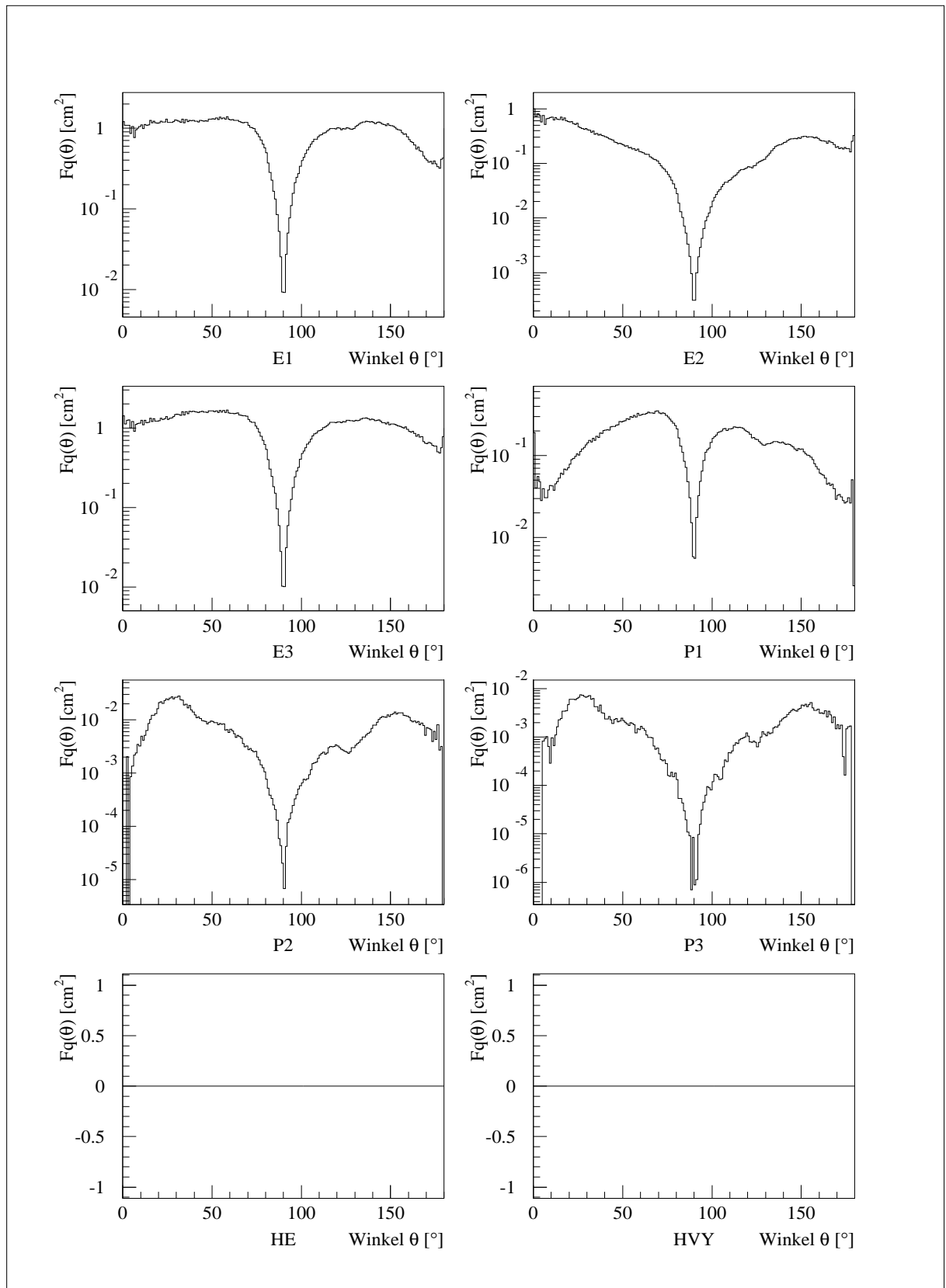


Abbildung D.2: Die äquivalente Fläche $F_q(\theta)$ für Elektronen.

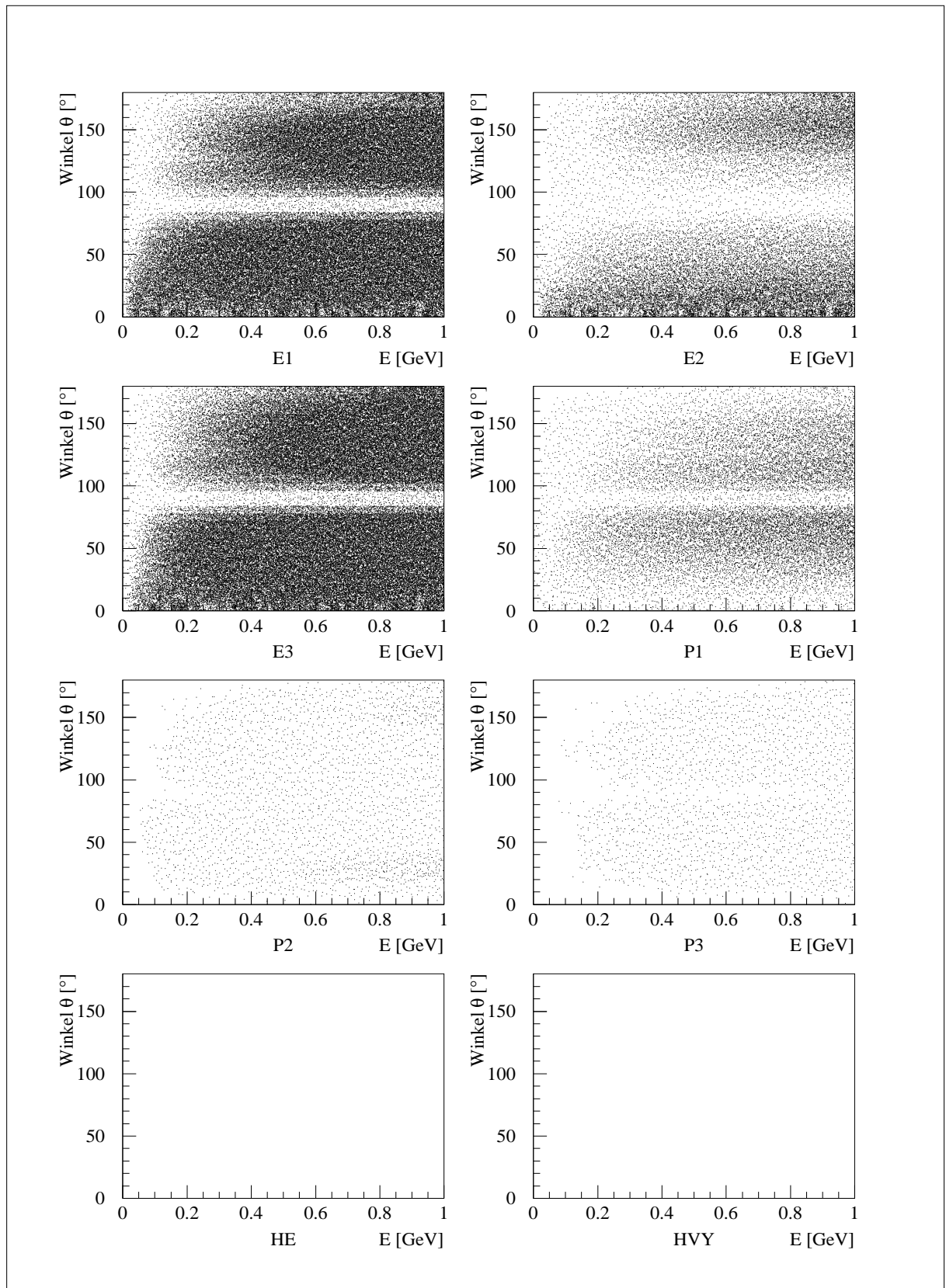


Abbildung D.3: Die äquivalente Fläche $F_q(E, \theta)$ für Elektronen.

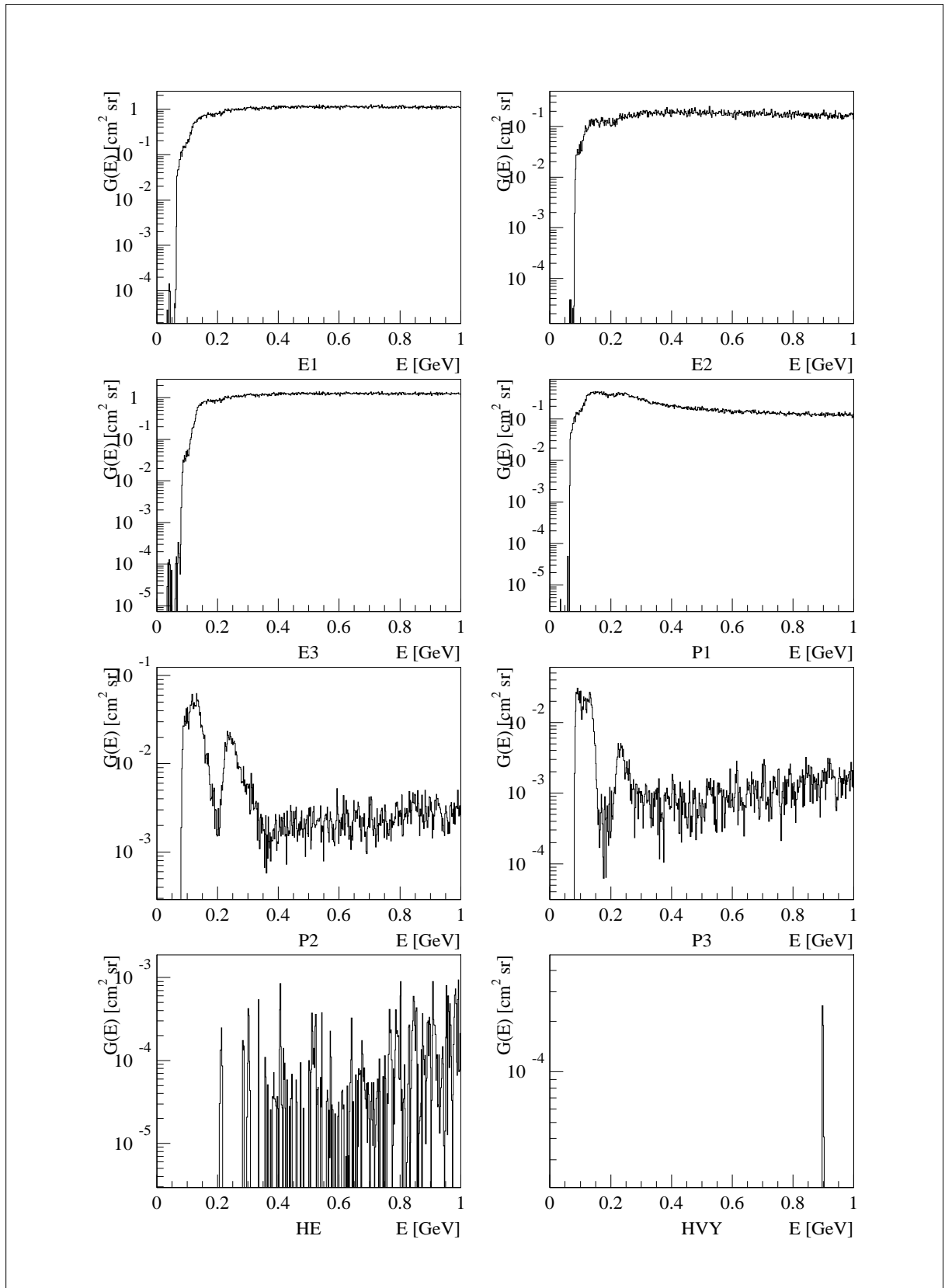


Abbildung D.4: Der Geometriefaktor $G(E)$ für Protonen.

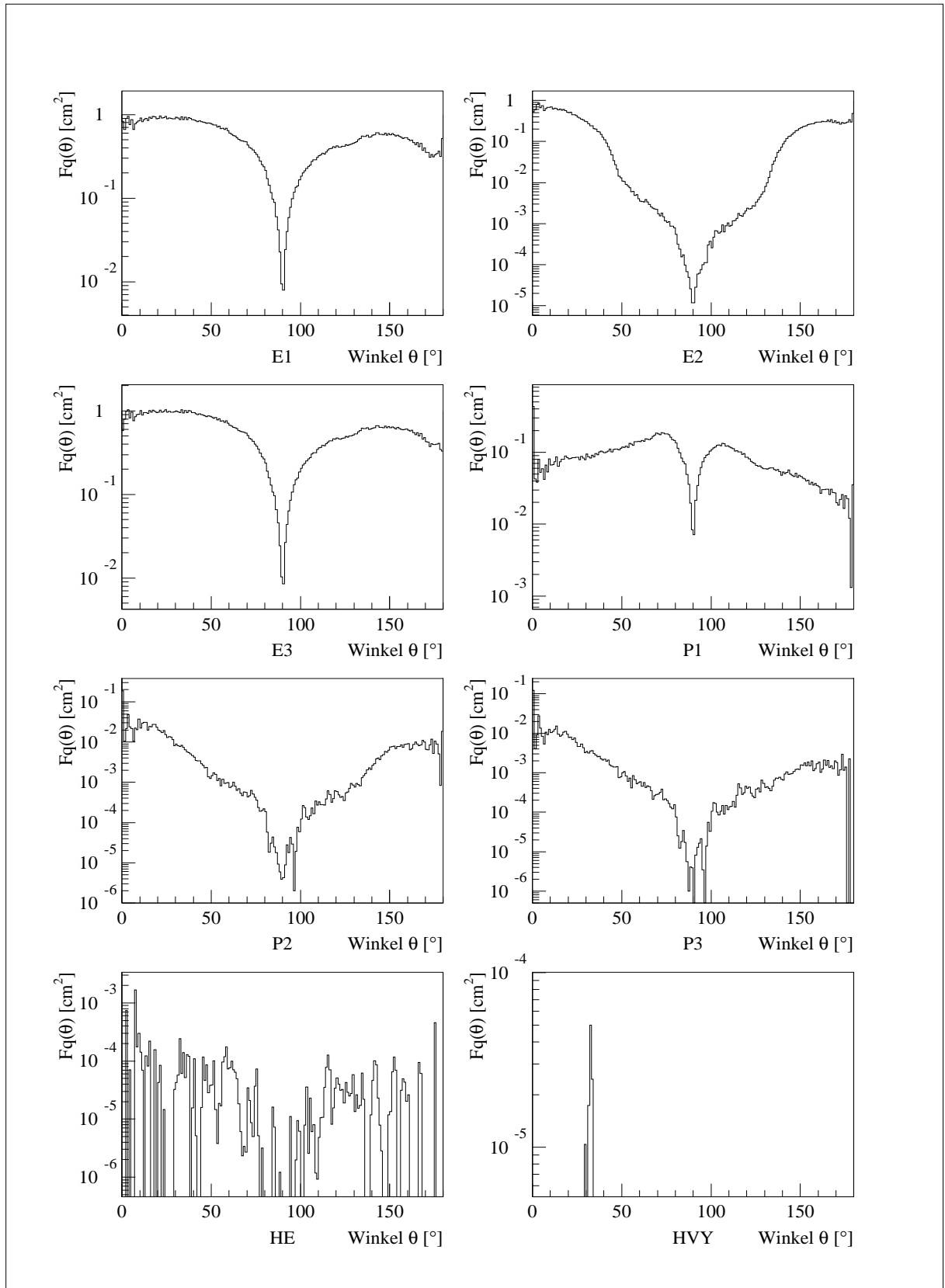


Abbildung D.5: Die äquivalente Fläche $F_q(\theta)$ für Protonen.

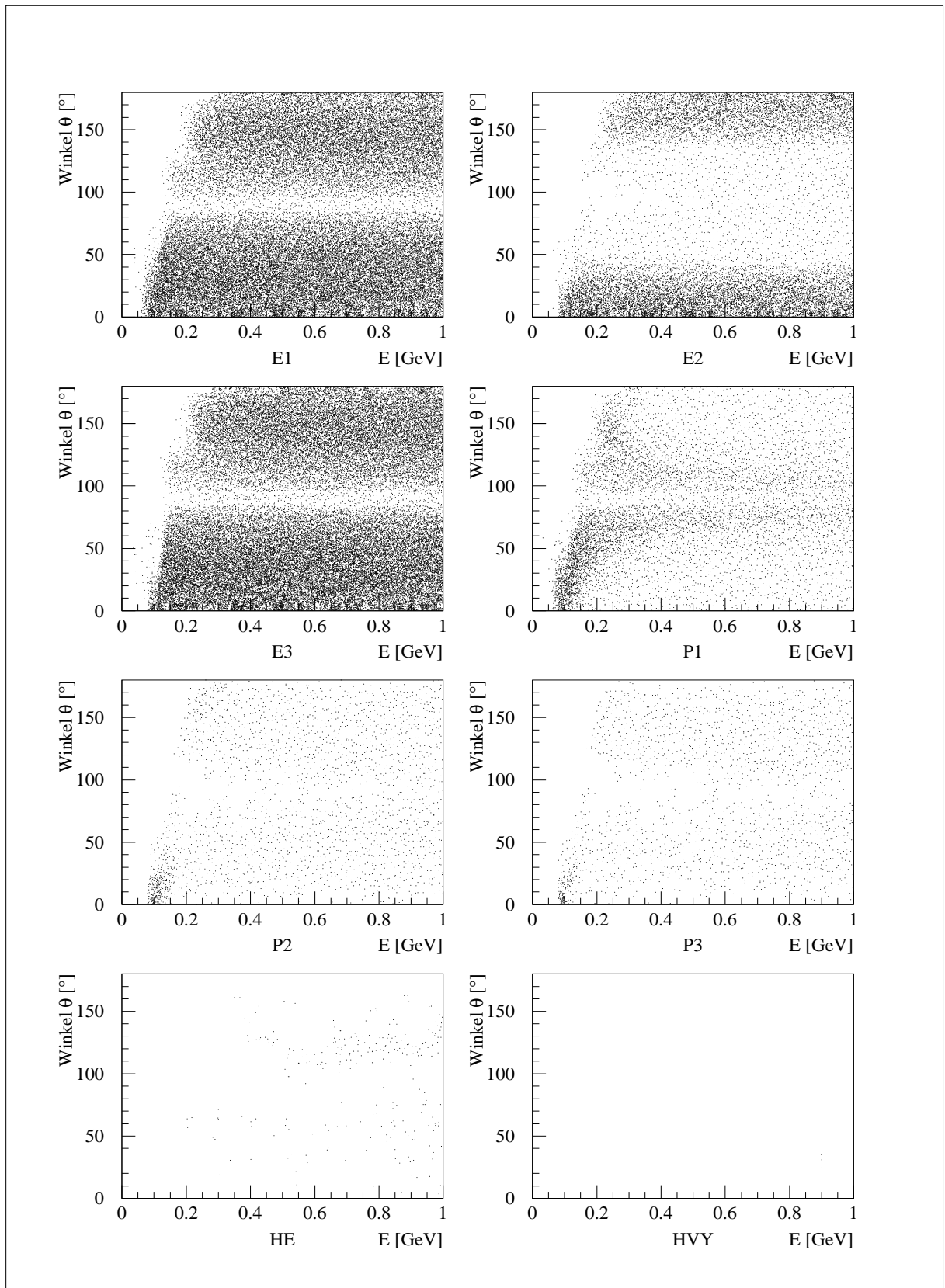


Abbildung D.6: Die äquivalente Fläche $F_q(E, \theta)$ für Protonen.

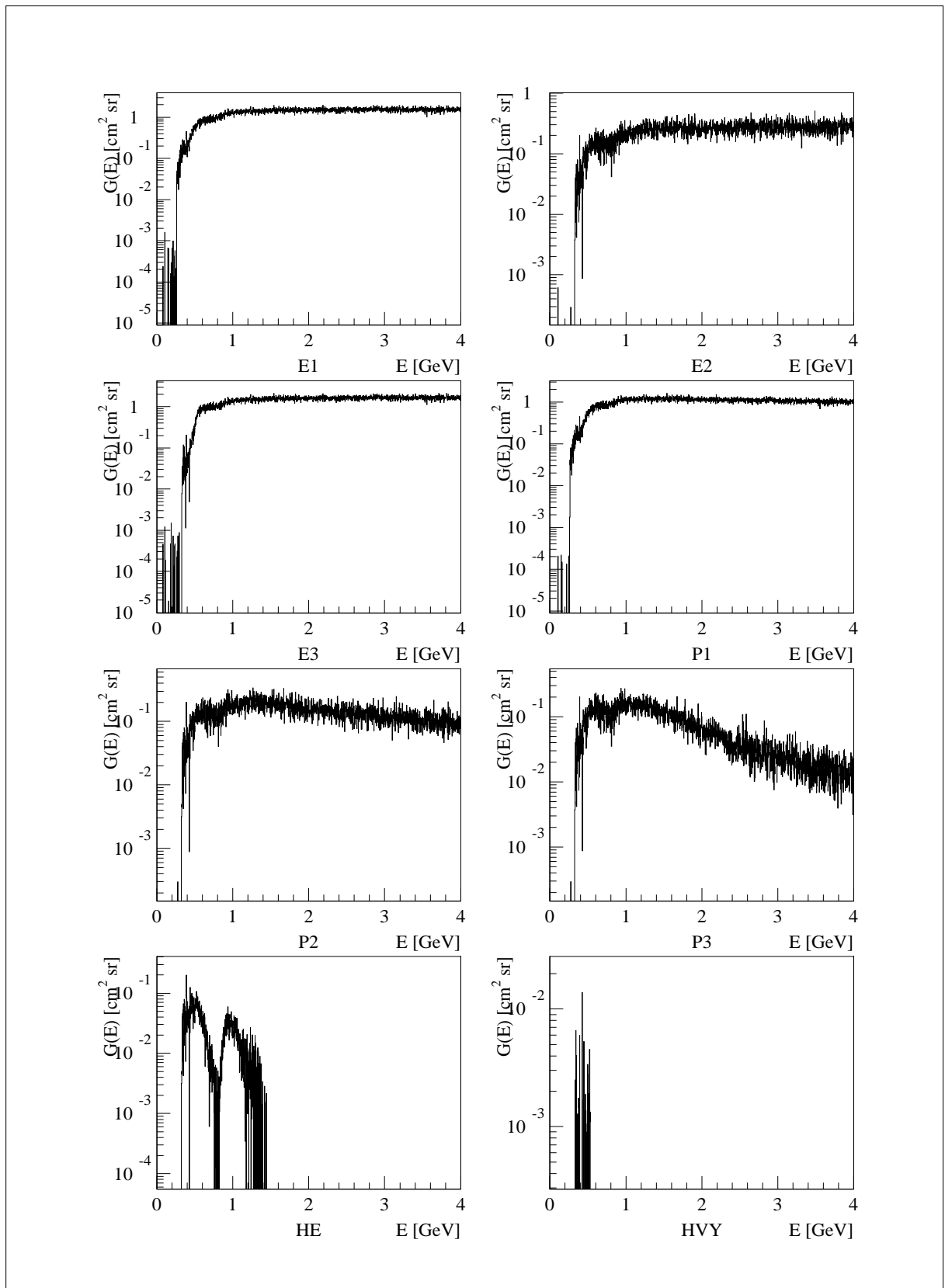


Abbildung D.7: Der Geometriefaktor $G(E)$ für α -Teilchen.

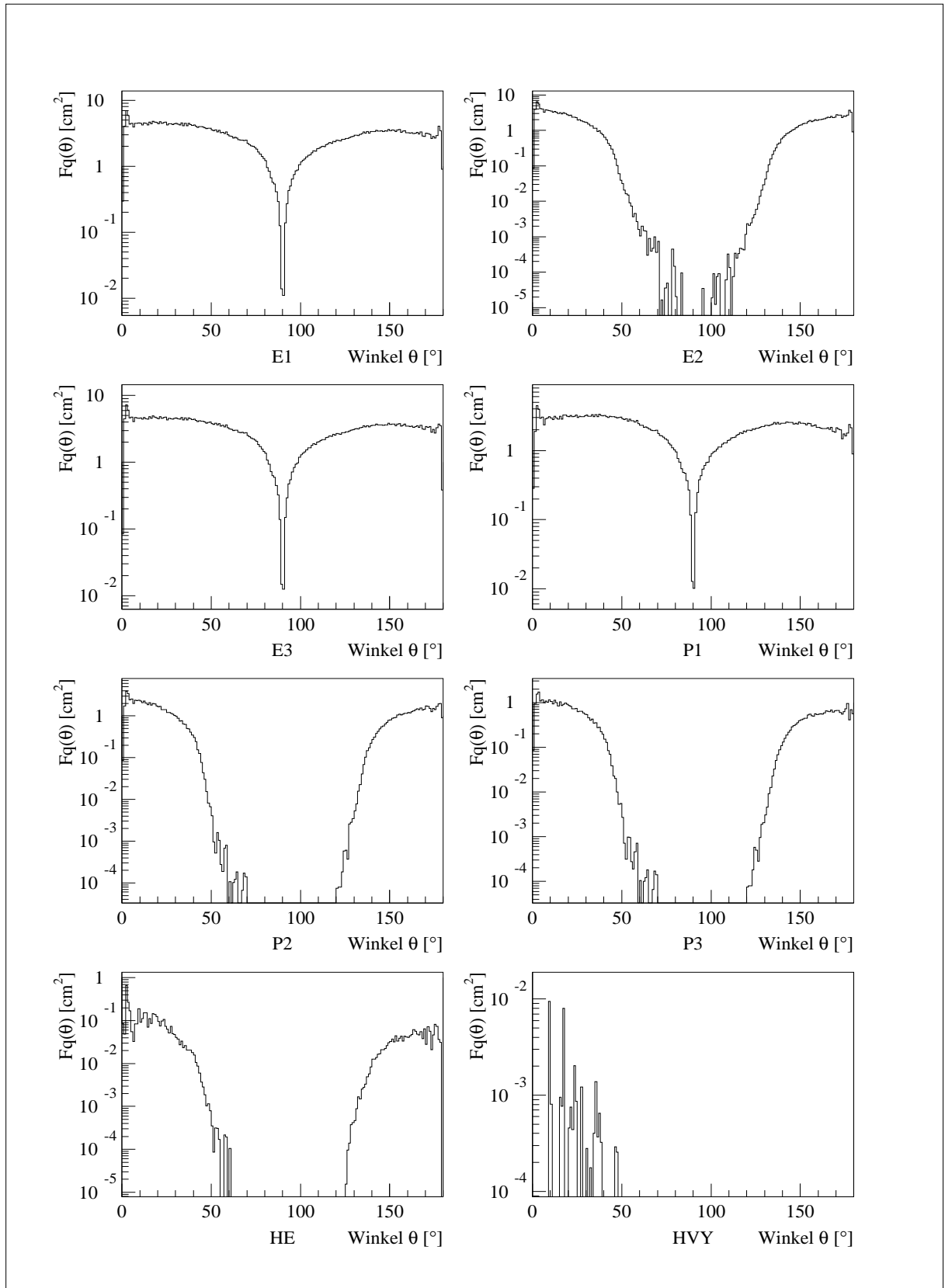


Abbildung D.8: Die äquivalente Fläche $F_q(\theta)$ für α -Teilchen.

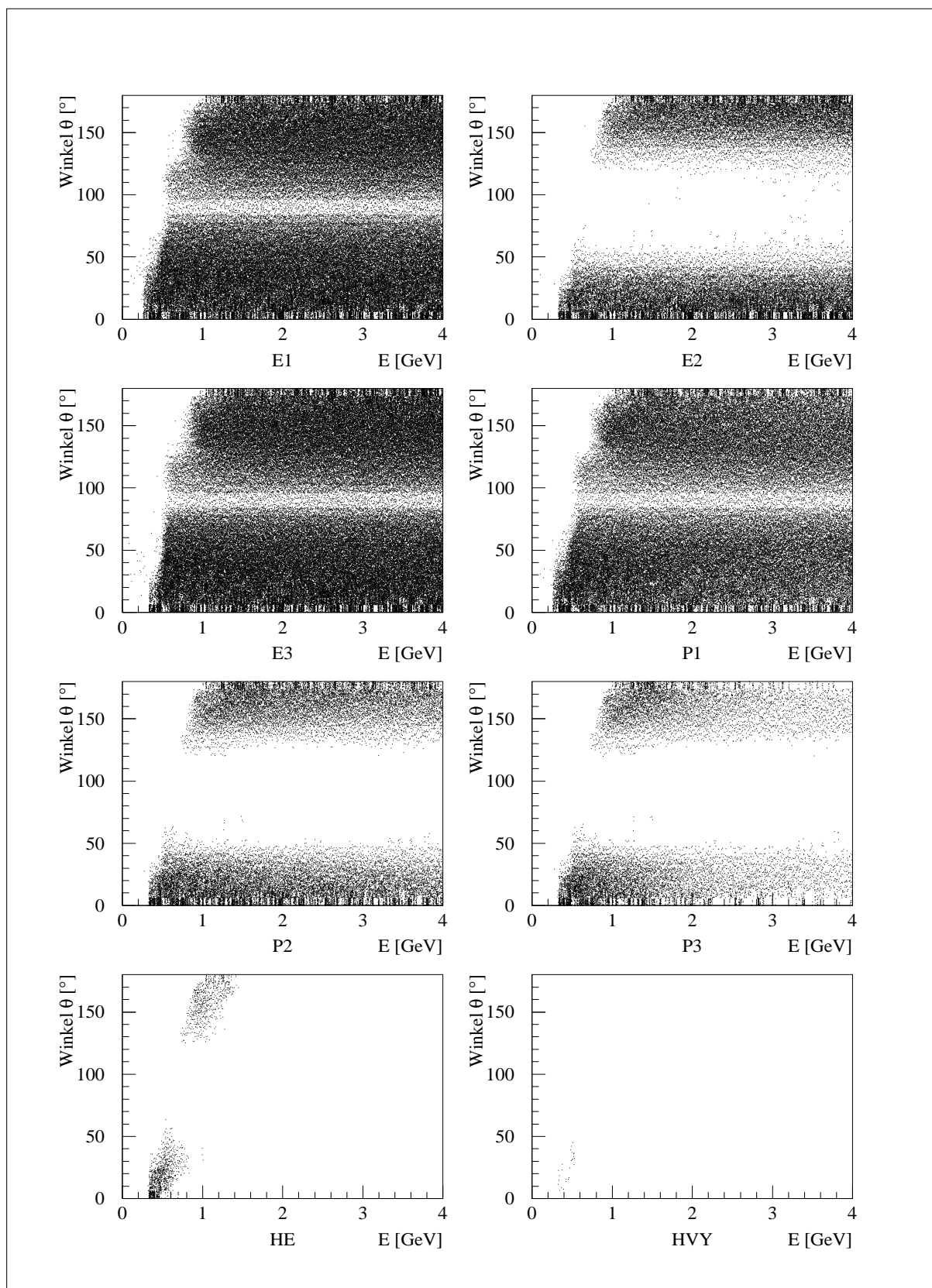


Abbildung D.9: Die äquivalente Fläche $F_q(E, \theta)$ für α -Teilchen.

Anhang E

Flugbahnen

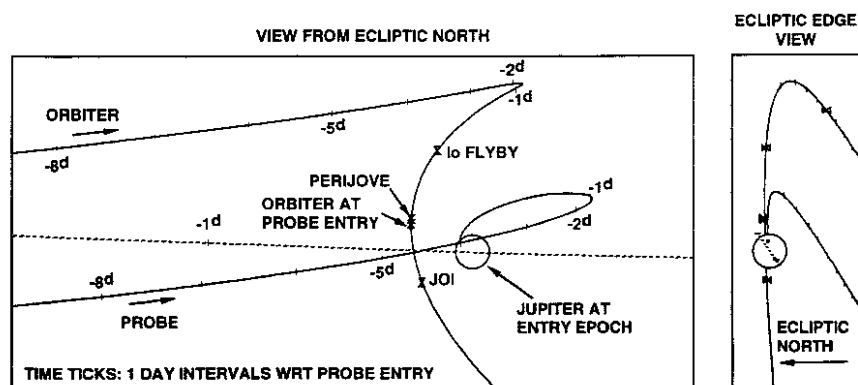


Abbildung E.1: Darstellung der Bahnen von Jupiter, Galileo Orbiter und Galileo Probe in heliozentrischen Koordinaten. Nähert sich Jupiter den Raumsonden, so bremsst seine Anziehungskraft deren Vorwärtsbewegung ab und zwingt die Raumsonden, ihm entgegnenzufiegen (linke Abb.). Der Darstellung rechts kann man entnehmen, daß sich die Probe während der letzten Stunden des Fluges in einer äquatornahen Bahn bewegt [OALS95].

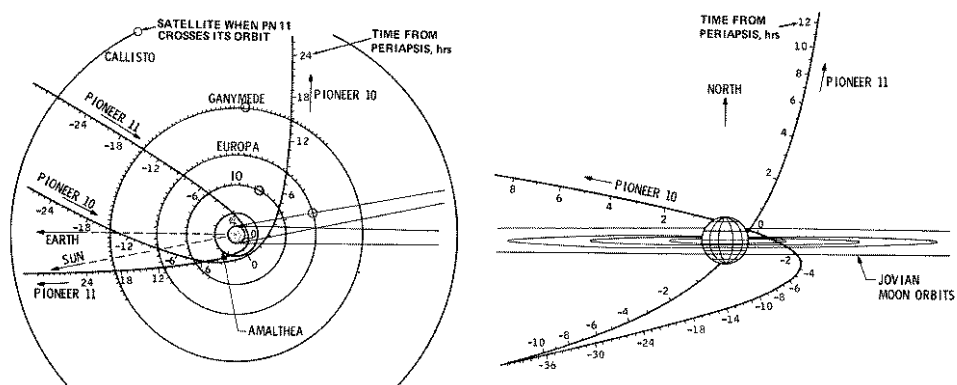


Abbildung E.2: Darstellung der Flugbahnen von Pioneer 10 und 11 in Jupiter zentrierten Koordinaten. Im rechten Teil der Abbildung ist deutlich zu sehen, daß die beiden Pioneer Sonden die Äquatorregion, im Gegensatz zur Galileo Probe, schnell durchqueren [Geh76].

Danksagung

Diese Arbeit entstand in der Arbeitsgruppe Extraterrestrische Physik am Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel. Nach Auflösung des Instituts und Eingliederung der Arbeitsgruppe in das Institut für Experimentelle und Angewandte Physik wurde die Arbeit dort fortgesetzt.

Herrn Prof. Dr. G. Wibberenz danke ich für die Betreuung und Unterstützung der Arbeit. Die Anregungen, Gespräche und kritischen Diskussionen haben die Arbeit wesentlich gefördert.

Dem Projektleiter Herrn Dr. H. Fischer danke ich für seine große Hilfsbereitschaft in allen technischen und wissenschaftlichen Fragen des Projekts und die vielen, nicht nur fachlichen Diskussionen.

Bei Herrn Dr. E. Böhm bedanke ich mich für die Unterstützung im Zusammenhang mit der Simulation, die vielen Diskussionen und kritischen Fragen.

Herrn Priv. Doz. Dr. G. Green danke ich für seine freundliche Hilfe bei allen Problemen mit der VAX.

Bei den Herrn V. Fleißner und F.-J. Jakobs möchte ich mich für die Unterstützung bei den meßtechnischen Fragen des Instruments und der sorgfältigen Verwaltung der Lebenslaufakten der Detektoren bedanken.

Allen nicht genannten Mitgliedern der Arbeitsgruppe Extraterrestrische Physik möchte ich für die gute Zusammenarbeit und das freundliche Arbeitsklima danken.

Den amerikanischen Kollegen des Probenteams, insbesondere Frau M. Smith und Herrn C. Sobeck, danke ich für die gute Zusammenarbeit.

Dr. J. D. Mihalov danke ich für die Bereitstellung der Magnetfelddaten der Probenbahn und der Pioneer 11 Vergleichswerte.

Dem verstorbenen Herrn Dr. K. Rinnert gilt ein besonderer Dank für seine freundliche Hilfe in allen Fragen hinsichtlich des LRD-Instruments.

Meinen Eltern gilt ein ganz besonderer Dank für ihre tatkräftige Unterstützung, die es mir ermöglichte trotz beginnendem Hausbau meine Promotion fortzusetzen.

Herzlichen Dank an meine Frau Karen für das Verständnis und die Aufmunterung.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name, Vorname: Pehlke, Eckhard
Straße: Gartenstraße 21
PLZ/Wohnort: 24896 Treia
Telefon/email: 04626-189852 , kareck@t-online.de
Geburtsdatum/-ort: 07.03.1958, Neudorf
Familienstand: verheiratet, keine Kinder
Staatsangehörigkeit: deutsch

Schulausbildung

Apr. 1965 - Jul. 1968 Grundschule in Neudorf
Aug. 1968 - Jun. 1979 Jungmannschule in Eckernförde, Abschluß: Abitur

Studium

Okt. 1979 - Okt. 1986 Physikstudium an der Universität Kiel
Nov. 1986 - Dez. 1988 Diplomarbeit in der Arbeitsgruppe Extraterrestrische Physik bei Prof. G. Wibberenz am Institut für Reine und Angewandte Kernphysik: „Auswertung von Protonen-Eichmessungen für das Kieler Experiment an Bord der Raumsonde Galileo“

Berufsweg

Jan. 1989 - Sep. 1997 wiss. Mitarbeiter, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Universität Kiel
Okt. 1997 - Jun. 1998 wiss. Mitarbeiter, Institut für Experimentelle und Angewandte Physik der Universität Kiel
seit Jan. 1997 Promotion

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich an Eides statt, daß ich die vorliegende Arbeit bis auf die Anleitung durch meine wissenschaftlichen Lehrer selbständig und unter ausschließlicher Verwendung der angegebenen Literatur angefertigt habe. Diese Arbeit lag bisher noch keiner anderen Stelle zur Prüfung vor und ist unveröffentlicht.

Kiel, im Mai 2000